

**Induktiv angeregte quecksilberfreie
Hochdruckplasmen für den
Einsatz in UV-Desinfektionssystemen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN
(Dr.-Ing.)**

von der KIT-Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

M. Eng. Tim Gehring

geb. in St. Ingbert

Tag der mündlichen Prüfung:

10.08.2022

Hauptreferent:

Prof. Dr. rer. nat. Uli Lemmer

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Thomas Zwick

Kurzfassung

Nicht nur aufgrund der Ausbreitung der SARS-CoV-2-Pandemie im Jahr 2020, sondern auch aufgrund eines stetig wachsenden Bewusstseins der Bevölkerung für die Verbreitung von Infektionskrankheiten durch kontaminierte Luft und kontaminiertes Wasser rücken Desinfektionsanlagen immer mehr in den Fokus der Öffentlichkeit. Hierbei bieten UV-Desinfektionssysteme besondere Vorteile, wie z.B. relativ niedrige Betriebs- und Wartungskosten. Der Nachteil der zur Zeit genutzten Anlagen stellen die verwendeten Quecksilber-Niederdruckstrahler dar.

Bereits Ende des 19. Jahrhunderts wurden die ersten UV-Strahlungsquellen auf Quecksilberbasis vorgestellt. Auch wenn die Effizienz dieser Strahler durch permanente Forschung verbessert werden konnte, war es bisher nicht realisierbar, das giftige und umweltschädliche Quecksilber in der UV-Erzeugung durch unbedenkliche Materialien zu ersetzen. An diesem Punkt setzt die vorliegende Arbeit an.

Mitte der 2000er Jahre konnten durch die Entwicklung von Leistungstransistoren aus Siliciumcarbid (SiC) effiziente Vorschaltgeräte für Leistungen > 1 kW bei Frequenzen im MHz-Bereich realisiert werden. Somit ergibt sich ein neuer Ansatz, um induktiv angeregte Strahlungsquellen zu betreiben. Durch den elektrodenlosen Betrieb können jegliche Elektrodenreaktionen vernachlässigt werden. Dies eröffnet eine große Auswahl an möglichen Füllkomponenten.

Die Erforschung der induktiv angeregten quecksilberfreien Hochdruckplasmen erfolgte in Bezug auf die spätere Anwendung, dem Einsatz in UV-Desinfektionssystemen. Das Verfahren zur Auswahl von Füllkomponenten der UV-Strahler stellt hierbei einen wichtigen Punkt dar und wird genau betrachtet. Des Weiteren wird auf die Messmethoden und die genutzte Leistungsversorgung eingegangen. Da es sich bei den untersuchten Strahlungsquellen um geschlossene Systeme handelt, wurde ein Simulationsmodell entwickelt, um interne Prozesse unter Einbezug des Startgases sowie bei der Nutzung von Halogenidkomponenten darzustellen. Die aus der Auswahl resultierenden Füllkomponenten wurden in Laborsystemen umgesetzt und die Spektren als auch die Effizienz der Plasmen bestimmt. Um eine verlässliche Zündung der Plasmen sowie einen effizienten Betrieb zu ermöglichen, folgte eine Geometrie- und Parameteruntersuchung. Auch die Zündhysterese und die Temperaturverteilung wurden in diese Untersuchungen mit einbezogen. Aus den vorgestellten Ergebnissen resultiert eine Prototyp-Konfiguration, welche erstmals eine Alternative zur derzeitigen Quecksilber-Technologie bieten könnte.

Abstract

Not only due to the spread of the SARS-CoV-2 pandemic in 2020, but also due to a steadily growing public awareness of the spread of infectious diseases through contaminated air and water, disinfection systems are increasingly becoming the focus of public attention. Here, UV disinfection systems offer particular advantages, such as relatively low operating and maintenance costs. The disadvantage of current systems are the low-pressure mercury lamps used for UV generation.

The first mercury-based UV radiation sources were already introduced at the end of the 19th century. Even though the efficiency of these emitters could be improved through permanent research, it has not yet been possible to replace the toxic and environmentally harmful mercury in UV generation with harmless materials. This is the starting point of the present work.

In the mid-2000s, the development of power transistors made of Silicon carbide (SiC) made it possible to realise efficient ballasts for powers > 1 kW at frequencies in the MHz range. This results in a new approach to operate inductively excited radiation sources. Due to the electrodeless operation, any electrode reactions can be neglected. This opens up a wide range of possible filling components.

The research into inductively excited mercury-free high-pressure plasmas was carried out with regard to the later application, the use in UV disinfection systems. The procedure for selecting filling components for UV lamps is an important point and is examined in detail. Furthermore, the measuring methods and the power supply used are discussed. Since the radiation sources investigated are closed systems, a simulation model was developed to illustrate internal processes including the starting gas and the use of halide components. The filling components resulting from the selection were implemented in laboratory systems and the spectra as well as the efficiency of the plasmas were determined. In order to enable reliable ignition of the plasmas as well as an efficient operation, a geometry- and parameter-investigation followed. The ignition hysteresis and the temperature distribution were also included in these investigations. The results presented resulted in a prototype configuration, which for the first time could offer an alternative to the current mercury-based technology.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract	iii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation und Zielsetzung	1
1.2 Stand der Technik	3
1.2.1 Grundlegendes Verfahren zur UV-Wasserbehandlung	4
1.2.2 Resultierende Systemanforderungen	6
1.3 Gliederung der Arbeit	7
2 Physikalische Grundlagen der Gasentladung	9
2.1 Grundlagen der Plasmaphysik	9
2.1.1 Anregungen durch elektrostatische und elektromagnetische Felder	9
2.1.2 Spezies in ionisierten Gasen	12
2.1.3 Grundlegende Plasmabedingungen	14
2.1.4 Lokales thermisches Gleichgewicht	17
2.1.5 Verteilungsfunktionen	18
2.1.6 Stoßprozesse	21
2.1.7 Transportprozesse und Diffusion	25
2.2 Theorie der induktiven Entladung	28
2.2.1 Induktiver Anteil der Leistungseinkopplung	29
2.2.2 Kapazitiver Anteil der Leistungseinkopplung	33
2.2.3 Gesamte Einkoppelleistung	36
2.2.4 Plasmazündung	37
2.3 Strahlungsentstehung	40
2.3.1 Linienstrahlung	41
2.3.2 Rekombinations- und Bremsstrahlung	43
2.3.3 Molekularstrahlung	44
3 Vorgehen zur Strahlerfertigung und Auswahl der Füllmaterialien	47
3.1 Vorgehen zur Strahlerfertigung	47
3.2 Auswahl des Startgases	49
3.3 Auswahl des Leuchtmaterials	50
3.3.1 Auswahl anhand des Dampfdrucks	50

3.3.2	Auswahl anhand der Emissionslinien	53
4	Experimenteller Aufbau und Messmethode	57
4.1	Messaufbau	57
4.2	Messvorgehen bei der Strahlungsmessung	58
4.3	Leistungsversorgung	60
4.3.1	Linearverstärker	60
4.3.2	SiC-Transistor basierter Vollbrückenwechselrichter	62
5	Modellierung des Plasmas	65
5.1	Simulationsverfahren	65
5.2	Simulation des Startgases	68
5.2.1	Modellierung der Startgasentladung	68
5.2.2	Abschätzung des Impedanzverhaltens	70
5.3	Simulation der Halogenidentladungen	72
5.3.1	Modellierung der Halogenidentladungen	72
5.3.2	Abschätzung der Plasmaverteilung	74
6	Strahlungseffizienz	77
6.1	Strahlungsvermessung der Füllmaterialien	77
6.2	Effizienz in Abhängigkeit zur Einkoppelleistung	80
7	Geometrie- und Parameteruntersuchung	85
7.1	Zündverhalten und Hysterese	85
7.1.1	Zündverhalten der Startgase	85
7.1.2	Zündverhalten und Hysterese unter Verwendung einer Mikrowellen- zündhilfe	88
7.2	Geometrie, Frequenz und Temperaturverhalten	92
7.2.1	Geometrie und Frequenz in Bezug zur Zündung	92
7.2.2	Geometrie in Bezug zur Temperaturverteilung	95
8	Prototyp	101
8.1	Geometrische Abmessungen	101
8.2	Füllparameter	102
8.3	Betrieb und Effizienz	103
8.4	Beurteilung des Prototypen und Vergleich zur aktuellen Technologie	105
9	Zusammenfassung und Ausblick	109
9.1	Zusammenfassung	109
9.2	Ausblick	111
	Abbildungsverzeichnis	113
	Tabellenverzeichnis	115

Abkürzungen und Symbole	117
Literaturverzeichnis	125
Eigene Veröffentlichungen	133
Konferenzbeiträge	133
Journalartikel	134
Betreute Arbeiten	135
Danksagung	137
Anhang	139
A.1 Näherung der Strahlungsverteilung	139
A.2 Näherung der Abschattung durch die Spule	140
A.3 Übersicht der genutzten Reaktionen für die durchgeführte Simulation	143
A.4 Strahlungsverteilung	144

1 Einleitung

Im folgenden Kapitel soll zunächst auf die Motivation und die Zielsetzung der durchgeführten Untersuchungen eingegangen werden. Anschließend wird der aktuelle Stand der Technik dargestellt. Ein besonderes Augenmerk der vorliegenden Arbeit liegt auf dem Einsatz der untersuchten Strahler in UV-Desinfektionssystemen zur Wasserbehandlung. Daher wird sowohl der Aufbau eines Standardreaktors zur UV-Wasserdesinfektion als auch die daraus resultierenden Systemanforderungen, welche dem zu untersuchenden System zugrunde gelegt wurden, hier beschrieben. Abschließend ist die Gliederung der vorliegenden Arbeit dargestellt.

1.1 Motivation und Zielsetzung

Das Interesse an UV-Desinfektionssystemen nahm in den vergangenen Jahren stetig zu. Dies ist nicht nur auf die SARS-CoV-2-Pandemie im Jahr 2020, sondern auch auf ein wachsendes Bewusstsein der Bevölkerung für die Verbreitung verschiedener ansteckender Krankheiten durch verunreinigte Luft und verunreinigtes Wasser zurückzuführen. Die Wasserbehandlung nimmt bei der Anwendung von UV-Desinfektionssystemen den größten Marktanteil ein [1]. Im Jahr 2020 wurde der Weltmarkt für UV-Desinfektionssysteme auf 2,6 Mrd. € geschätzt [2]. Bis zum Jahr 2026 wird ein Wachstum auf 5 Mrd. € prognostiziert, wobei 35 % Marktanteil alleine auf die Fertigung der verwendeten UV-Strahler entfällt [3]. Eine Aufteilung des Marktes anhand der Anwendungsbereiche der UV-Desinfektionssysteme ist in Abbildung 1.1 gegeben.

Die standardmäßig in Desinfektionssystemen verbauten UV-Strahler stellen durch das für die UV-Abstrahlung verwendete Leuchtgas eine große Umweltbelastung dar. Wegen seiner elementaren Eigenschaften kommt hier hochgiftiges Quecksilber zum Einsatz. So werden alleine in der Europäischen Union jährlich ca. 3 Tonnen Quecksilber in UV-Strahlern eingesetzt, was zu einem vielfachen an mit Quecksilber kontaminiertem Abfall führt [4]. Die Substitution durch weniger giftige Stoffe konnte sich durch die sehr viel geringere Strahlungsausbeute bisher nicht durchsetzen [5]. Dies ist auf mehrere Faktoren der quecksilberfreien Gasentladung zurückzuführen. Ein Punkt ist die niedrigere Brennspannung im Vergleich zu quecksilberhaltigen Strahlern. Der Einsatz höherer Leistungen, um die gleiche Strahlungsleistung zu erzielen, führt zu einer höheren Elektrodenbelastung. Des Weiteren ist die Materialauswahl durch die korrosive Wirkung auf die Elektroden der Standardstrahler sehr begrenzt. Die Nutzung von Materialien, welche mit

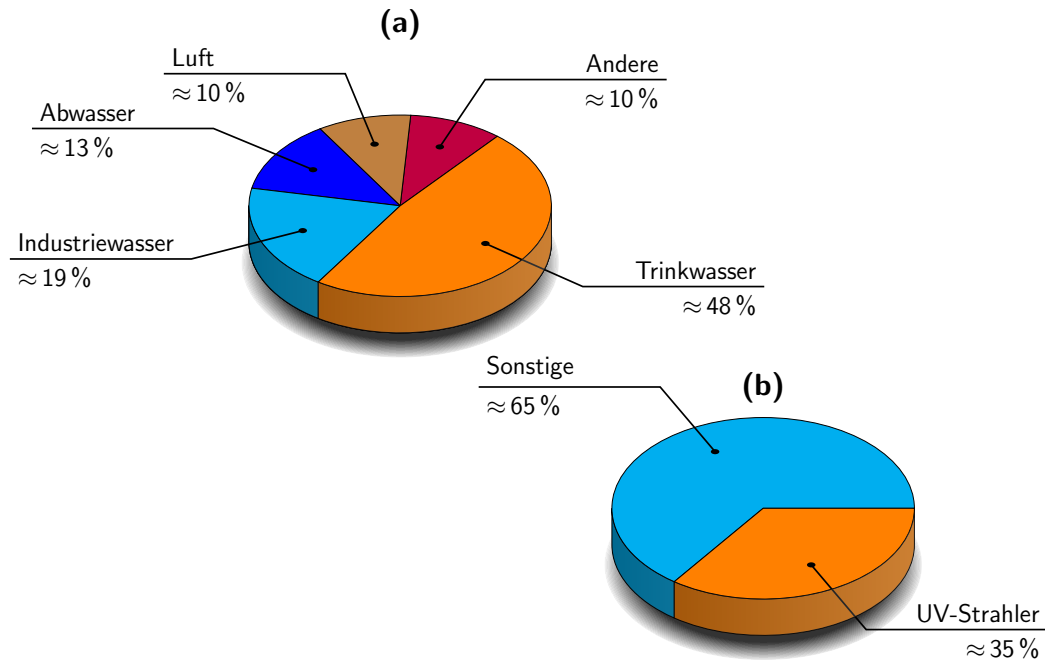


Abbildung 1.1: Einordnung von UV-Desinfektionssystemen auf dem Weltmarkt: (a) Marktaufteilung anhand der Nutzungsfelder [1]. (b) Marktanteil von UV-Strahlern am gesamten UV-Desinfektions-Markt [3]

den Elektroden reagieren, führt zu sehr kurzen Lebensdauern solcher Strahler [6]. Aber auch bei quecksilberhaltigen Strahlern sind die Elektroden meist der limitierende Faktor im Hinblick auf die Lebensdauer. Die Elektroden sind dem ständigen Auftreffen von Ladungsträgern ausgesetzt. Dies hat Sputter-Effekte zur Folge, welche die Degradation der Elektroden mit sich bringen. Dieser Vorgang kann bis zum Ausfall der Strahler führen [7]. Um die genannten Nachteile zu umgehen wird eine elektrodenlose Gasentladung angestrebt.

Bereits Ende des 19. Jahrhunderts zeigte Nikola Tesla durch seine Untersuchungen mit Wechselfeldern, dass eine Anregung von Gasen zur Lichterzeugung auch ohne Elektroden möglich ist [8]. Im Jahre 1900 erfolgte dann unter anderem die Vorstellung von Hewitt zur induktiven Kopplung sowie anschließend das Patent einer induktiven Strahlungsquelle [9]. Die Kommerzialisierung eines induktiven quecksilberbasierten Niederdruckstrahlers nahm allerdings weitere 100 Jahre in Anspruch [6]. Dies ist auf die komplexe und kostenintensive Ansteuerungstechnik zum elektrodenlosen Betrieb zurückzuführen. Auch heute noch sind nur induktive Niederdruckstrahler mit geringen Leistungen auf dem Markt [10].

Erst Leistungstransistoren aus Halbleitermaterialien wie SiC oder GaN, welche seit Mitte der 2000er Jahre verfügbar sind, ermöglichen die Realisierung von effizienten Vorschaltgeräten für den hochfrequenten Betrieb bei 1-3 MHz mit Leistungen von mehr als 1 kW [11, 12]. Somit ist nun auch der effiziente und kostengünstige Betrieb von induktiven Hochdruckstrahlern

möglich. Dies erlaubt einen neuen Ansatz zur Entwicklung von quecksilberfreien induktiven Hochdruckplasmen.

Um ein effizientes, quecksilberfreies, induktiv gekoppeltes Hochdruckplasma zur UV-Erzeugung zu realisieren, sind mehrere Aspekte zu untersuchen. So wurden Leuchtmaterialien untersucht, welche als Grundleuchtmittel für die Erzeugung von UV-Strahlung Verwendung finden könnten. Durch die benötigten Dampfdrücke sind hier Halogenide zu bevorzugen [13]. Des Weiteren ist die Anregung zu optimieren. Verschiedene Strahler- und Spulengeometrien können erheblichen Einfluss auf das Einkoppelverhalten und somit auf die Effizienz nehmen. Hierzu ist die genaue Kenntnis der chemischen und physikalischen Vorgänge im Plasma, sowie des Gesamtsystems erforderlich, welche in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden.

Die durchgeführten Arbeiten wurden am Lichttechnischen Institut des Karlsruher Institut für Technologie in der Arbeitsgruppe Licht-, EVG- und Plasmatechnologien durchgeführt. Hier ist die benötigte Infrastruktur, welche zum Bau und Füllen, sowie der spektralen Charakterisierung der Strahler benötigt wird, vorhanden und konnte für das Forschungsvorhaben genutzt werden.

1.2 Stand der Technik

Grundsätzlich können UV-Desinfektionssysteme in verschiedenen Anwendungen genutzt werden. Die häufigsten Anwendungen sind hierbei die Desinfektion von Oberflächen, Luft und Wasser, wobei der Großteil der industriellen Nutzung auf die Wasserbehandlung entfällt (vgl. Abbildung 1.1) [1]. Da also ein großes Marktpotential im Bereich der Desinfektion von Wasser liegt und sich bei der Behandlung von Wasser einige zusätzliche Bedingungen für den Einsatz von UV-Strahlern ergeben, wurden die Untersuchungen der induktiven Plasmen mit einem Hauptaugenmerk auf einen möglichen Einsatz des Strahlersystems in einem UV-Wasserbehandlungssystem durchgeführt.

Die Desinfektion mittels UV-Strahlung stellt im Zusammenhang mit der resultierenden Mikrobiologie ein eigenes Forschungsfeld dar. In dieser Arbeit soll daher nur grundlegend auf das Verfahren sowie die Wechselwirkung von biologischen Komponenten mit UV-Strahlung eingegangen werden. Diese werden im folgenden Abschnitt vorgestellt. Dies ist vor allem von Bedeutung, da hieraus wichtige Systemanforderungen für den Einsatz der untersuchten induktiven Hochdruckplasmen resultieren, auf die im zweiten Abschnitt eingegangen wird. Für eine detaillierte Recherche sei beispielsweise auf die genutzte Literatur [14], [15] und [16] hingewiesen.

1.2.1 Grundlegendes Verfahren zur UV-Wasserbehandlung

Die desinfizierende Wirkung von UV-Strahlung ist schon lange bekannt. Der erste Einsatz zur industriellen Wasserentkeimung erfolgte bereits 1910 in einer Trinkwasseraufbereitungsanlage in Frankreich [15]. Die Desinfektion bei der UV-Bestrahlung basiert auf der Schädigung der DNA und RNA von Viren und Bakterien. Hierbei zeigen verschiedene Bakterien und Viren unterschiedliche Antworten auf die Wellenlängen der absorbierten Photonen. Durch die Gewichtung der Bestrahlungsstärke mit der jeweiligen Wirkfunktion ist eine Aussage über die Effizienz eines Spektrums und seiner desinfizierenden Wirkung möglich. Durch die Vielzahl von Viren und Bakterien und die hierdurch resultierende Anzahl an Wirkfunktionen, konnte sich noch kein international standardisiertes Wirkungsspektrum für die Inaktivierung von Mikroorganismen durchsetzen [17]. Daher ist es zweckmäßig, ein Virus oder Bakterium auszuwählen, um das System dementsprechend zu optimieren. Dies ist möglich, da sich die meisten Wirkfunktionen zwar in ihren absoluten Werten unterscheiden, jedoch qualitativ einem ähnlichen Verlauf folgen [16].

Durch die Deutsche Vereinigung des Gas- und Wasserfachs e. V. wurde für die UV-Behandlung der öffentlichen Wasserversorgung die Wirkfunktion des *Bacillus subtilis*, ein stäbchenförmiges Bodenbakterium, festgelegt [18]. Die Wirkfunktion des genannten Bakteriums wurde auch in die DIN-Norm DIN 5031-10: „Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik – Teil 10: Photobiologisch wirksame Strahlung, Größen, Kurzzeichen und Wirkungsspektren“ übernommen [19]. Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit das Bakterium *Bacillus subtilis* als Indikator für die Desinfektionseffizienz gewählt. Die Wirkfunktion ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Das genaue Vorgehen zur Messung und Gewichtung ist in Kapitel 4 beschrieben. Durch die gegebene Wirkfunktion ist ersichtlich, dass sich zur Erzeugung von UV-Strahlung im gezeigten Wellenlängenbereich vor allem Quecksilber als Leuchtmaterial anbietet (vgl. auch Abbildung 4.2). Somit stellen Quecksilber-Niederdruckstrahler bei der UV-Erzeugung den Standard dar.

Ein Reaktor zur UV-Behandlung von Wasser besteht im Standardfall aus einem Edelstahlrohr, durch welches das Wasser geleitet wird. Durch Quarz-Hüllrohre geschützt sind im Wasserstrom UV-Leuchten platziert. Abbildung 1.3 skizziert den grundlegenden Aufbau.

Durch die UV-Strahlung werden die im Wasser enthaltenen Bakterien und Viren während des Durchflusses abgetötet. Hierbei spielt die benötigte Dosisleistung eine Rolle. Für Systeme, welche Niederdruckleuchten verwenden, ergeben sich auf Grund der geringeren Leistungsdichte der Leuchten sehr große Abmessungen bzw. langsame Fließgeschwindigkeiten. Alternativ müssen sehr viele Leuchten auf kleinem Raum angeordnet werden, um ausreichende Dosen zu erreichen und eine zuverlässige Wirkung zu gewährleisten. Somit ist in Einsatzgebieten mit sehr hohen Flussraten oder begrenztem Bauraum der Einsatz von Niederdruckstrahlern nur begrenzt mög-

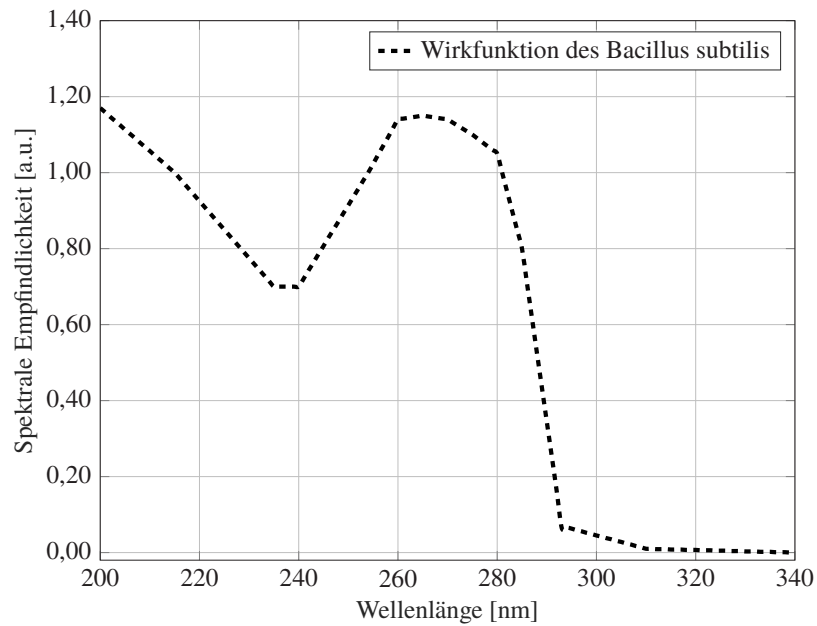


Abbildung 1.2: Wirkfunktion des Bacillus subtilis.

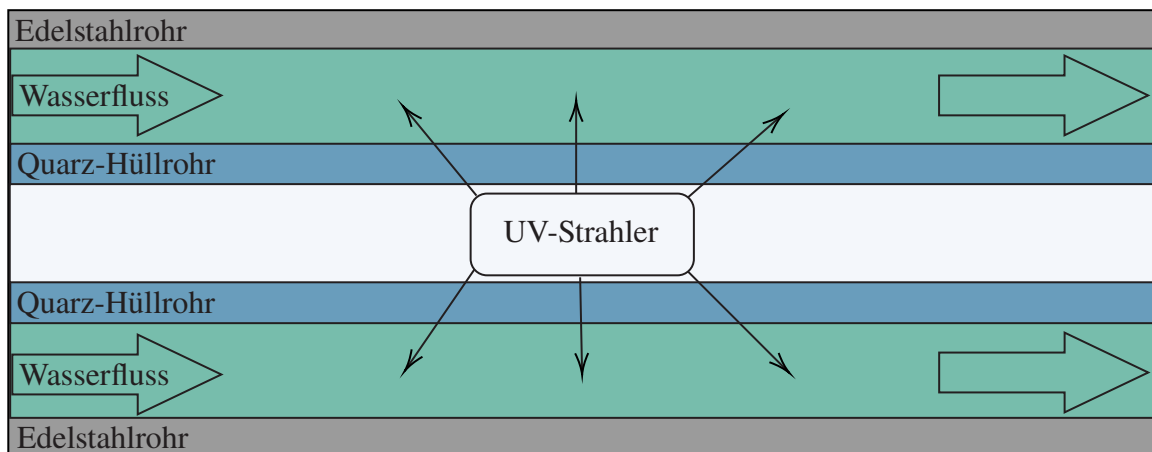


Abbildung 1.3: Skizze eines Reaktors zur UV-Wasserbehandlung.

lich. Bei der Verwendung von Hochdruckstrahlern und einer entsprechend höheren UV-Leistung kann eine kompaktere Bauform realisiert werden. So bietet sich der Einsatz von Hochdruckstrahlern bei dezentralen Anwendungen sowie bei Beschränkungen durch einen begrenzten Bauraum an. Des Weiteren ist die Temperatur, welche bei Hochdruckstrahlern deutlich höher liegt als bei konventionellen Niederdruckstrahlern ein wichtiger Punkt. Durch die Temperaturen bietet sich eine breitere Auswahl an möglichen Füllmaterialien mit passendem Dampfdruck an, um das Quecksilber zu substituieren. Daher liegt das Augenmerk dieser Arbeit auf der Untersuchung von quecksilberfreien Hochdruckplasma.

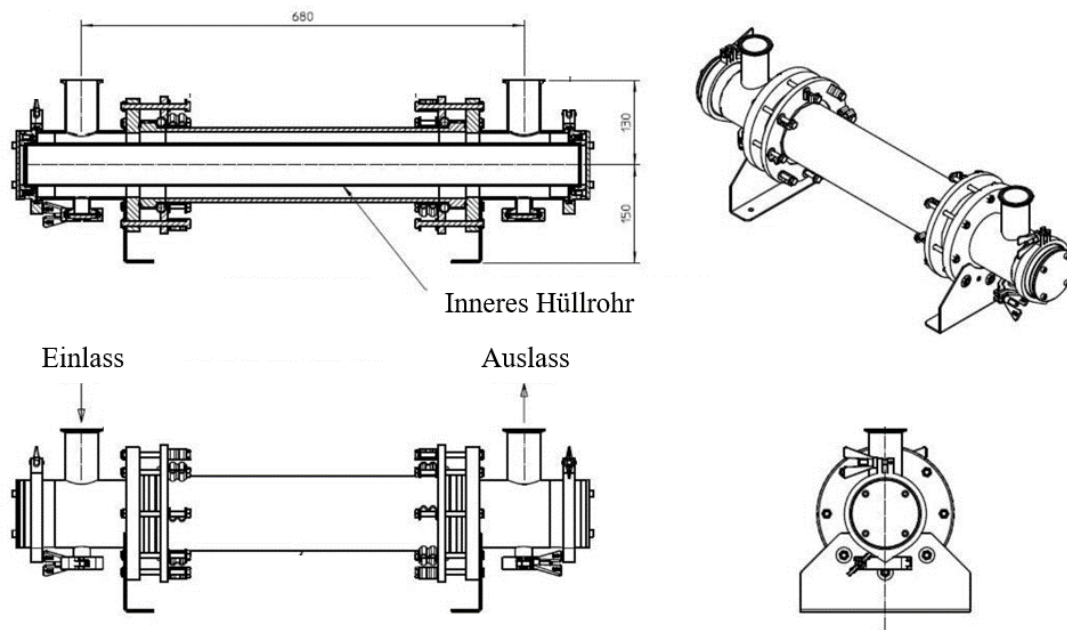


Abbildung 1.4: Abmessungen des Reaktors (Längenangaben in mm) [20].

1.2.2 Resultierende Systemanforderungen

Durch den Einsatz des zu untersuchenden Systems in Reaktoren zur Wasserentkeimung resultieren einige Systemanforderungen. So sind die maximalen Abmessungen bereits durch die Reaktorgeometrie bestimmt. Eine technische Zeichnung des Reaktors ist in Abbildung 1.4 gezeigt. Ein Hauptaugenmerk liegt allerdings auf den Füllkomponenten der Strahler. So soll das giftige Quecksilber durch unbedenkliche Materialien ersetzt werden. Dies bringt mehrere Vorteile mit sich. So wird nicht nur Sondermüll nach Ablauf der Lebensdauer der Strahler vermieden, sondern auch die Gefahr einer Kontaminierung des Wassers in extremen Störfällen verhindert. Im schlimmsten Fall können im Wasserfluss befindliche Gegenstände zum Bruch des Hüllrohrs und des Quarzkörpers des Strahlers führen. Daher soll auch auf Materialien verzichtet werden, welche bei Wasserkontakt heftige Reaktionen auslösen. Da, wie bereits erwähnt, die Auswahl der möglichen Füllkomponenten durch die physikalischen Eigenschaften auf Halogenverbindungen begrenzt ist, wurden in dieser Arbeit hauptsächlich Verbindungen des Iods untersucht. Eine Zuführung von Iod in das Wasser ist in den verwendeten Konzentrationen unbedenklich [21]. Aus diesem Grund bilden die Verbindungen des Iods mit verschiedenen Metallen, die sogenannten Iodide die Grundlage der durchzuführenden Untersuchungen. Die Auswahlkriterien der Füllkomponenten werden ausführlich in Kapitel 3 beschrieben.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

- Zunächst werden in Kapitel 2 die physikalischen und mathematischen Grundlagen eingeführt, welche die Basis zum Verständnis des zu untersuchenden Plasmas bilden.
- Die in Kapitel 2 gewonnenen Grundlagen werden genutzt, um in Kapitel 3 das Vorgehen bei der Auswahl der möglichen Füllmaterialien sowie des Startgases zu erläutern.
- Im Anschluss wird in Kapitel 4 der Messaufbau, welcher zum Betrieb der induktiven Strahlungsquellen verwendet wurde, dargestellt. Des Weiteren werden hier die Messmethoden erläutert. Durch diese wurden die Strahlungsquellen in Bezug auf ihre Effizienz im Vergleich zu konventionellen Systemen bewertet.
- Da es sich bei den untersuchten Strahlungsquellen um geschlossene Systeme handelt, wurde ein Simulationsmodell entwickelt, welches die grundlegenden Plasma-Parameter des zu untersuchenden Plasmas wiedergibt. Das Modell erlaubt das reale System mit verschiedenen Betriebsparametern abzubilden und wurde z.B. zur Untersuchung der Temperaturverteilung verwendet. Das Modell wird in Kapitel 5 vorgestellt.
- In Kapitel 6 wurden die in Kapitel 3 identifizierten möglichen Füllmaterialien als Laborsystem umgesetzt und die Effizienz und das Betriebsverhalten untersucht.
- Kapitel 7 beschreibt die Untersuchung der noch zur Verfügung stehenden Freiheitsgrade. Hier werden die Füllparameter als auch die Impedanz-Dynamik in Bezug auf die Zündung untersucht. Die Abhängigkeit des Zündverhaltens bei Variation des Startgasdrucks wird ebenfalls betrachtet. Anschließend folgt die Untersuchung der Hysterese des Plasmas beim Übergang vom kapazitiven zum induktiven Betrieb, sowie die Einflüsse von geometrischen Parametern auf die Zündung und die Temperaturverteilung.
- In Kapitel 8 werden schließlich alle gewonnenen Ergebnisse und Untersuchungen genutzt und eine mögliche Prototyp-Konfiguration vorgestellt.

2 Physikalische Grundlagen der Gasentladung

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen erläutert, welche zum Verständnis der Plasmaentladung zur Strahlungserzeugung beitragen. Hierzu werden zunächst in Abschnitt 2.1 die technischen Möglichkeiten zur Plasmaerzeugung sowie die grundlegenden Prozesse und Parameter betrachtet. Im Anschluss wird in Abschnitt 2.2 tiefer in die Theorie der induktiv betriebenen Plasmen eingegangen, da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich diese Art der Leistungseinkopplung zum Betrieb der Plasmen verwendet wurde. Abschließend werden die Grundlagen zur Strahlungsentstehung im Plasma erläutert.

2.1 Grundlagen der Plasmaphysik

Ausgehend von einem festen Stoff kann bei konstantem Druck durch Steigerung der Temperatur bzw. der Energie die feste Materie in ihren flüssigen Aggregatzustand überführt werden. Wird die Energie noch weiter angehoben, wird der Stoff verdampft und sein Aggregatzustand wird gasförmig. Diese Zustände sind weitläufig bekannt. Wird die Energie aber noch weiter erhöht, kann der Stoff dissoziieren. So werden die Moleküle des betrachteten Stoffes aufgebrochen und die atomare Form liegt vor. Die nächste Stufe bei Erhöhen der Energie führt zur Ionisation der Atome, sodass der Stoff nun teilweise aus neutralen Atomen, Ionen und Elektronen besteht. Damit ändern sich die Eigenschaften der Materie drastisch. Aus diesem Grund wird diesem Zustand ein eigener Aggregatzustand zugeordnet. Dieser wird als Plasma bezeichnet. Nicht nur durch Erhitzen im eigentlichen Sinne können Plasmen erzeugt werden. Der überwiegende Anteil in der Technologie wird durch den Einsatz von elektromagnetischen Feldern erzeugt. Im Folgenden sollen die möglichen Verfahren zur Erzeugung eines Plasmas, sowie die grundsätzlichen Eigenschaften eines Plasmas beschrieben werden.

2.1.1 Anregungen durch elektrostatische und elektromagnetische Felder

Um die benötigte Energie bereitzustellen, um wie oben beschrieben ein Plasma zu erzeugen, stehen verschiedene technische Möglichkeiten zur Verfügung. Diese erstrecken sich aus Sicht der genutzten Frequenzen vom Gleichspannungs- bis in den Mikrowellenbereich. Eine Skizze

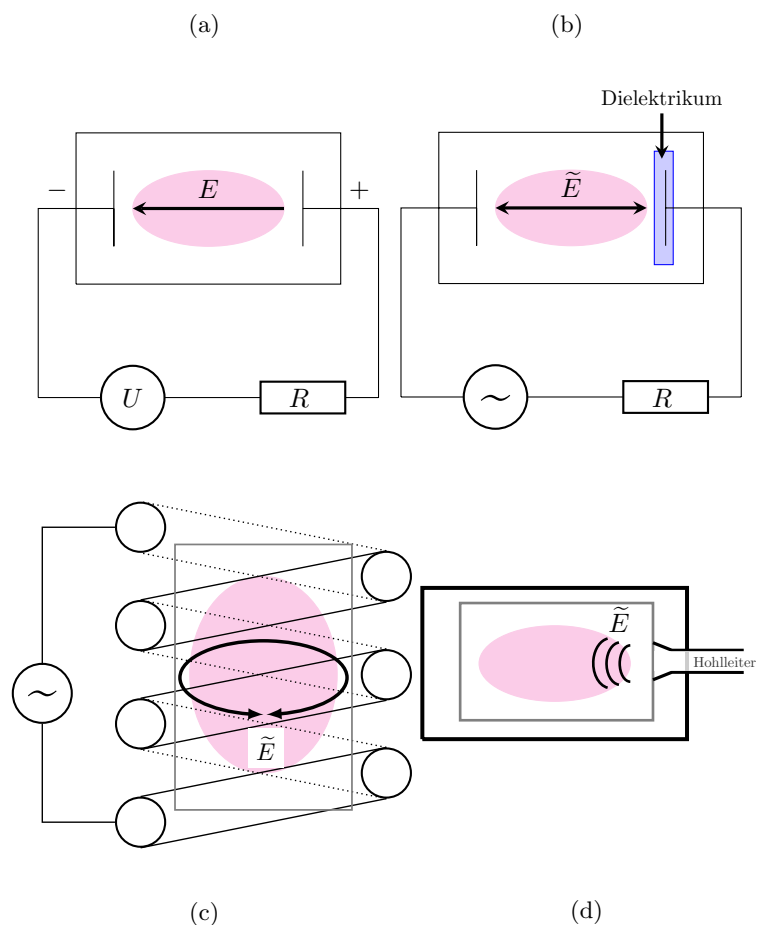


Abbildung 2.1: Skizze der am häufigsten eingesetzten Arten zur technischen Plasmaerzeugung (in Anlehnung an [22]): (a) Anregung durch Gleichspannung (b) Kapazitive Anregung (c) Induktive Anregung (d) Mikrowellenanregung.

der am häufigsten verwendeten Verfahren ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Die dort aufgeführten Möglichkeiten zur Plasmaerzeugung werden im Folgenden beschrieben.

Anregung durch Gleichspannung

Eine einfache Möglichkeit der technischen Erzeugung eines Plasmas ist die Anregung durch eine Gleichspannung bzw. einen Gleichstrom (engl. direct current: DC). Eine exemplarische Konfiguration ist in Abbildung 2.1 (a) zu sehen. Die hier gezeigte Anordnung stellt eine Glimmentladung dar und soll als Beispiel für eine Gleichspannungsentladung dienen. Bei der Anregung durch Gleichspannung wird ein elektrisches Feld zwischen zwei Elektroden erzeugt. Durch das Feld können vorhandene Elektronen beschleunigt und somit Energie in das Plasma eingekoppelt werden. Zur Zündung des Plasmas werden meist kurzzeitig hohe Spannungen eingesetzt. Der in Abbildung 2.1 (a) gezeigte Widerstand begrenzt nach dem Zünden den Stromfluss. Die gezeigte Konfiguration wird beispielsweise in Leuchtkörpern eingesetzt [22].

Kapazitive Anregung

Bei der kapazitiven Anregung wird das Plasma durch plattenförmige Elektroden erzeugt. Diese bilden mit dem Plasma einen Kondensator, weshalb diese Konfiguration auch kapazitiv gekoppeltes Plasma genannt wird (engl. capacitive coupled plasma: CCP). Wird eine oder werden beide der Elektroden durch ein Dielektrikum vom Plasma getrennt wird von einer Dielektrisch Behinderten Entladung (DBE oder engl. DBD) gesprochen. Die Skizze eines solchen Aufbaus ist in 2.1 (b) gezeigt. Die dielektrische Behinderung verhindert ein Abfließen der Ladungsträger, wodurch sich Raumladungen ausbilden und dadurch die Entladung beendet wird. Daher kann dieser Anregungstyp nur mit Wechselspannungen realisiert werden. Die typischen Anregungsfrequenzen liegen hier im kHz-Bereich, wobei auch Frequenzen im MHz-Bereich möglich sind.

Induktive Anregung

Die induktive Anregung beruht auf dem Induzieren eines elektrischen Feldes durch eine Spule. Eine typische Konfiguration ist in 2.1 (c) gezeigt. Eine solche Konfiguration wird induktiv gekoppeltes Plasma (engl. inductive coupled plasma: ICP) genannt. Fließt ein hochfrequenter Strom mit typischerweise zwischen 1 und 13,56 MHz durch die Spule, wird zunächst ein kapazitives Plasma gezündet. Dies wird durch das E-Feld zwischen den Spulenwindungen erzeugt. Der kapazitive Betrieb wird hier als E-Mode bezeichnet. Wird eine Leistungsschwelle überschritten, springt das System in den so genannten H-Mode. Dieser wird durch das in 2.1 (c) angedeutete induzierte elektrische Feld, welches durch das Magnetfeld in der Spule induziert wird, erzeugt. Der Betrieb im H-Mode ist Hauptteil der vorliegenden Arbeit. Die Einkoppeleigenschaften werden in Abschnitt 2.2 hergeleitet und die grundlegenden Eigenschaften des induktiven Plasmas erläutert. Das Übergangsverhalten vom E- zum H-Mode hat beim Betreiben von induktiven Strahlungsquellen ebenfalls einen großen Einfluss auf ein reproduzierbares Zünden sowie das Impedanzverhalten des Systems und wird in Kapitel 7 genauer untersucht.

Mikrowellenanregung

Die Mikrowellenanregung findet im GHz-Bereich statt. Bei diesen Frequenzen können die erzeugten elektromagnetischen Wellen, wie in 2.1 (d) skizziert, im Plasma propagieren und durch Hohlleiter geführt werden. Die typische Anregungsfrequenz ist mit 2,45 GHz die gleiche Frequenz die auch in konventionellen Mikrowellenherden genutzt wird. Um das Plasma zu zünden muss die Feldstärke des E-Feldes in einer Resonatorstruktur überhört werden. Dies ist in 2.1 (d) durch die dickeren Linien angedeutet. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Mikrowellenzündhilfe zur Vereinfachung der Zündung genutzt. Die Untersuchungen sind in Abschnitt 7.1.2 beschrieben.

2.1.2 Spezies in ionisierten Gasen

Die grundlegendste Eigenschaft eines Plasmas, im Vergleich zu einem Gas, ist der Anteil von freien Ladungsträgern. Während Gase bei Raumtemperatur aus neutralen Atomen bestehen, setzt sich ein Plasma aus Atomen, Ionen und Elektronen zusammen. Aus diesem Grund ist die Dichte dieser Bestandteile eine wesentliche Kenngröße eines Plasmas. Da unter Normalbedingungen kaum Ladungsträger vorliegen, sollen zunächst die Prozesse, die zum Anstieg der Ladungsträgerdichten durch Ionisation führen, erläutert werden.

Als Ionisation wird das Abtrennen eines Elektrons von einem Molekül oder einem neutralen Atom bezeichnet. Auch bei Anlagerungen von Elektronen wird von Ionisation gesprochen. Da dieser Prozess in der vorliegenden Arbeit nur eine untergeordnete Rolle spielt, wird hierauf nicht genauer eingegangen. Um ein Atom zu ionisieren muss dem abzutrennenden Elektron genügend Energie übertragen werden, um die Bindungsenergie zum Atom zu überwinden. Eine der beiden hauptsächlichen Ionisierungsvorgänge ist die Photoionisation [23]:



Hierbei wird das Atom A von einem Photon $h\nu$ getroffen. Überschreitet die Photonenenergie die Ionisierungsenergie E_i des Atoms wird dieses ionisiert. Somit entsteht ein positives Ion A^+ und ein Elektron e^- wird freigesetzt. Der zweite wichtige Ionisationsvorgang ist die inelastische Elektronen-Stoßionisation:



Hierbei wird das Atom A von einem Elektron e^- getroffen. Wird durch den Stoß eine größere Energie als die Ionisierungsenergie E_i des Atoms übertragen, wird ein weiteres Elektron freigesetzt. Das stoßende Elektron gibt somit bei dem Stoß seine Energie ab. Weitere Ionisationsprozesse können durch verschiedene Arten von Neutralteilchen- oder Ionenstößen oder ähnlichem ausgelöst werden [24]. Allerdings ist der Anteil an diesen Prozessen in den hier betrachteten Plasmen sehr gering, weshalb hier nicht näher darauf eingegangen wird. Das Verhältnis von Ionen, beziehungsweise Elektronen, zur Gesamtzahl der Teilchen im Plasma wird als Ionisationsgrad X bezeichnet. Dieses Verhältnis kann für einfach positiv geladene Ionen geschrieben werden als:

$$X = \frac{n_i}{n_n + n_i} \quad (2.3)$$

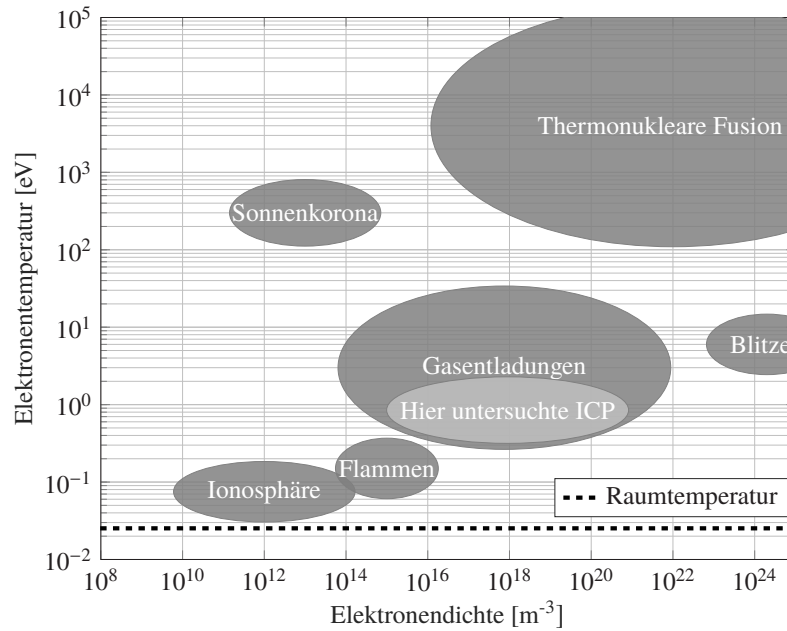


Abbildung 2.2: Einteilung von Plasmen in Elektronendichte- und Elektronentemperaturbereiche (In Anlehnung an [28]).

mit der Dichte der Neutralteilchen n_n und der Dichte der Ionen n_i . Die Elektronendichte n_e und Ionendichte n_i können im Falle eines thermischen Gleichgewichts (vgl. 2.1.4) über die Saha-Eggert-Gleichung beschrieben werden [22, 23, 25–28]. Sie ist definiert als:

$$\frac{n_e n_i}{n_n} = \frac{2g_i}{g_0} \frac{(k_b T)^{5/2}}{p} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_i}{k_b T}\right) \quad (2.4)$$

g_0 und g_i geben die statistische Gewichtung des beteiligten Atoms bzw. Ions an. Die Boltzmann-Konstante ist durch k_b gegeben. Der Bruch $\frac{g_0}{g_i}$ wird durch die Doublett-Struktur der meisten Ionen typischerweise den Wert 2 annehmen. Des Weiteren kann der Faktor 2 vor g_i als Zustandssumme der Elektronen interpretiert werden [25]. Der Plasmadruck ist durch p gegeben, m_e beschreibt die Elektronenmasse, T die Temperatur und h das Plancksche Wirkungsquantum. Die Saha-Eggert-Gleichung kann aus der Boltzmann-Verteilung hergeleitet werden, welche in Abschnitt 2.1.5 genauer betrachtet wird.

Es ist somit ersichtlich, dass die Temperatur und die Elektronendichte wichtige Parameter eines Plasmas darstellen. Der Dichte- und Temperaturbereich kann sich bei natürlichen Plasmen sowie Laborplasmen über viele Größenordnungen erstrecken. Eine Einteilung über die Bereiche ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Es sei angemerkt, dass es sich bei den gezeigten Bereichen nicht um feste Grenzen handelt, sondern nur um eine Veranschaulichung, welche die Lage des jeweiligen Plasmatypes verdeutlichen soll. Der in dieser Arbeit zu betrachtende Bereich ist mit ICP gekennzeichnet und farblich hervorgehoben.

Tabelle 2.1: Plasmabedingungen

N ^o Bedingung
1. Die Debye-Länge ist klein gegenüber den Abmessungen des Plasmas
2. Die Anzahl der Teilchen in der Debye-Kugel ist groß
3. Die Zeit zwischen zwei Stößen ist lang im Vergleich zur Plasmafrequenz

2.1.3 Grundlegende Plasmabedingungen

Für die physikalische und mathematische Behandlung eines Plasmas ist es zunächst sinnvoll eine quantitative Beschreibung zu finden, in welchen Grenzen Materie als Plasma angesehen werden kann. Es werden drei wichtige Bedingungen betrachtet um einer Materie den Plasmazustand zuzuordnen [29, 30]. Diese sind in Tabelle 2.1 aufgelistet und werden im Folgenden genauer beschrieben.

Debye-Länge

Eine wichtige Eigenschaft in Bezug auf ein Plasma ist das kollektive Verhalten der enthaltenen Spezies (vgl. Abschnitt 2.1.2). Da in einem Plasma sehr große Mengen der unterschiedlichen Teilchen enthalten sein können ist es oft wenig sinnvoll eine Einzelteilchenbewegung zu beschreiben. Stattdessen wird die Wechselwirkung der verschiedenen Spezies miteinbezogen. Um zu beurteilen ob die kollektiven Eigenschaften dominieren und somit ein Plasma vorliegt, wird die Abschirmung von elektrischen Feldern innerhalb des Plasmas herangezogen. Wird zum Beispiel ein Ion betrachtet, wird dieses aufgrund seiner positiven Ladung umliegende Elektronen anziehen. Eine schematische Skizze zeigt Abbildung 2.3. Das Ion wird in Folge der negativen Ladung der Elektronen abgeschirmt. Das bedeutet, dass Elektronen, welche sich weiter entfernt im Plasma befinden, nicht mehr durch die Ionenladung beeinflusst werden. Es wird also eine Abschwächung der Ladung durch die kollektive Abschirmung mit der Distanz x beobachtet. Um die Entfernung einer effektiven Abschirmung zu definieren wird zunächst das Potential in einer eindimensionalen Poisson-Gleichung beschrieben als [31, 32]:

$$\vec{\nabla}^2 \phi(x) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e(x) - n_i(x)) \quad (2.5)$$

mit dem Potential ϕ , der Ladungsträgerdichte $\rho(x)$, welche der Differenz der Elektronen- und Ionendichte n_e , n_i multipliziert mit der Elementarladung e entspricht, und der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0 . Nun wird für die Elektronendichte eine Boltzmann-Verteilung angenommen (vgl. Abschnitt 2.1.5) sowie $n_i = n_0$ für die Ionen. Hierbei ist n_0 die Ladungsdichte in einer

Distanz in der das betrachtete Potential verschwindet. Nach diesen Annahmen ergibt sich die Formulierung:

$$\vec{\nabla}^2 \phi(x) = \frac{n_0}{\epsilon_0} e \left(\exp \left(\frac{e\phi(x)}{k_b T} \right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

Wird der Exponentialausdruck in einer Taylor-Reihe entwickelt und nach den ersten beiden Gliedern abgebrochen, ergibt sich:

$$\exp \left(\frac{e\phi(x)}{k_b T} \right) \approx 1 + \frac{e\phi(x)}{k_b T} \quad (2.7)$$

Somit folgt durch Einsetzen und anschließender Substitution:

$$\vec{\nabla}^2 \phi(x) = \frac{n_0 e^2 \phi(x)}{\epsilon_0 k_b T} = \frac{\phi(x)}{L^2} \quad (2.8)$$

mit der Definition:

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T}{n_0 e^2}} := \lambda_D \quad (2.9)$$

Die beschriebene Länge λ_D wird als Debye-Länge bezeichnet. Ladungsunterschiede, die in einer Distanz $> \lambda_D$ betrachtet werden, sind durch die kollektive Abschirmung abgeschwächt, sodass makroskopisch eine neutrale Ladung beobachtet wird. Dies kann nur der Fall sein, wenn die Ausdehnung l des Plasmas gegenüber λ_D groß ist:

$$l \gg \lambda_D \quad (2.10)$$

Somit kann die Debye-Länge als Teil einer quantitativen Definition eines Plasmas herangezogen werden. Dies entspricht Bedingung Nr. 1 in Tabelle 2.1.

Quasineutralität und Plasmaparameter N_D

Eine weitere Bedingung, um Materie als Plasma zu beschreiben, ergibt sich aus der Erweiterung der vorangegangenen Betrachtung. Die Debye-Länge definiert im dreidimensionalen Raum die Debye-Kugel, eine Kugel mit dem Radius λ_D . Die im Volumen befindlichen Teilchen n tragen somit zur Abschirmung von Ladungsunterschieden bei. Der Plasmaparameter N_D ist definiert als die Teilchendichte in diesem Volumen:

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \quad (2.11)$$

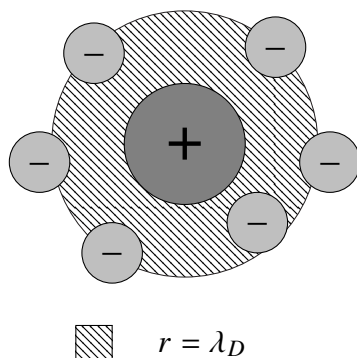


Abbildung 2.3: Verdeutlichung der Debye-Länge. Der schraffierte Bereich stellt einen Kreis mit dem Radius der Debye-Länge $r = \lambda_D$ dar.

Eine effektive Abschirmung kann nur erfolgen, wenn gilt:

$$N_D \gg 1 \quad (2.12)$$

Daher kann ein Stoff nur als Plasma behandelt werden wenn die Anzahl der Teilchen in der Debye-Kugel sehr viel größer als eins ist. Dies entspricht Bedingung Nr. 2 in Tabelle 2.1. Hieraus resultiert auch die makroskopische Neutralität, die im Bezug auf die möglichen mikroskopischen Ladungsunterschiede als Quasineutralität bezeichnet wird. Da eine eingebrachte Ladung durch ein großes N_D abgeschirmt wird, muss der Ladungsüberschuss in der Debye-Kugel gerade der eingebrachten Ladung entsprechen. Wird nur eine Ionisationsstufe betrachtet muss also gelten:

$$n_e = n_i \quad (2.13)$$

Diese Beziehung wird oft in guter Näherung erreicht, weshalb sie als Plasmanäherung bezeichnet wird [22]. Die Plasmanäherung vereinfacht in vielen Fällen die mathematische Behandlung von verschiedenen Vorgängen im Plasma.

Plasmafrequenz

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Plasmafrequenz, welche die Wechselwirkung von Ladungsträgern im Plasma mit Wechselfeldern beschreibt. Hier wird betrachtet ab welcher Frequenz das Plasma ein elektrisches Feld nicht mehr abschirmen kann. Die Abschirmung erfolgt durch die Bewegung der Teilchen im Plasma. Wird ein Elektron im Plasma durch ein externes Feld aus seiner Position bewegt und das externe Feld danach abgestellt, wird das Elektron durch die Raumladung in Richtung seiner Ausgangsposition beschleunigt. Die Raumladung entsteht durch die Ionen, welche durch ihre große Masse im Vergleich zu den Elektronen in ihrer Ausgangsposition verharren. Durch seine Trägheit wird das Elektron sich jedoch an der Ausgangsposition vorbei bewegen. Dieser Vorgang wird sich nun in umgekehrter Richtung wie-

derholen und das Elektron beginnt um seine ursprüngliche Ausgangsposition zu oszillieren. Die Frequenz der Oszillation wird als Plasmafrequenz bezeichnet.

Da die Trägheit der Teilchen ausschlaggebend für ihre Beweglichkeit ist, werden aufgrund ihrer deutlich geringeren Masse hier nur die Elektronen betrachtet. Ausgehend von einer thermischen Geschwindigkeit der Elektronen $v_{th} = (k_b T_e / m_e)^{1/2}$ in eine Raumrichtung und unter Zuhilfenahme der Debye-Länge, d.h. des statischen Falles, berechnet sich die Plasmafrequenz als [33]:

$$\omega_{pe} = \frac{v_{th}}{\lambda_D} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.14)$$

Unterschiede in der Ladungsdichte können somit nicht schneller als mit der Plasmafrequenz ausgeglichen werden. Dies bedeutet, dass Wechselfelder unterhalb von ω_{pe} nicht oder nur teilweise in das Plasma eindringen können. Sie werden je nach Frequenz absorbiert oder reflektiert [34]. Für elektrische Felder mit höheren Frequenzen als ω_{pe} hingegen wirkt das Plasma transparent. Es kann keine Leistung eingekoppelt werden, da die Teilchen dem anliegenden Feld nicht mehr folgen können. Dies hat auch direkte Auswirkung auf die Definition des Plasmas. Sind die Elektronen im Plasma zu häufig Stößen mit Neutralgasatomen ausgesetzt, führt dies zur Dämpfung der Oszillation. Daraus resultiert, dass der Ausgleich der Ladungsdichte nicht mehr stattfindet. Die mittlere Zeit zwischen den Stößen τ muss somit größer sein als die Periodendauer der Plasmafrequenz, da sonst das Verhalten des Neutralgases dominiert. Hiermit ist bestimmt, dass in einem Plasma gelten muss:

$$\omega_{pe} \tau > 1 \quad (2.15)$$

Dies entspricht Bedingung Nr. 3 in Tabelle 2.1.

2.1.4 Lokales thermisches Gleichgewicht

Befindet sich ein Plasma im thermischen Gleichgewicht, vereinfacht dies die Beschreibung des Plasmas in vielerlei Hinsicht. Stehen alle Teilchen in einem Plasma in ständigem Energieaustausch, z.B. durch Stöße oder Emittieren und Absorbieren von Strahlung, wird sich eine gleichmäßige Energieverteilung einstellen. Damit sich ein Plasma im thermischen Gleichgewicht befindet, muss es folgende Bedingungen erfüllen [25, 26, 28]:

- Die Geschwindigkeitsverteilung aller Teilchen jeglicher Spezies im Plasma entspricht der Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einheitlicher Temperatur

- Die Besetzung aller diskreten Energieniveaus jeglicher im Plasma enthaltenen Spezies folgen der Boltzmann-Verteilung
- Die Teilchendichten aller enthaltenen Spezies sind durch das Massenwirkungsgesetz bestimmt. Dies bezieht sich auch auf die durch Dissoziation oder Formation von Molekülen entstandenen Spezies
- Die Teilchendichten von Elektronen und Ionen sind durch die Saha-Eggert-Gleichung beschrieben
- Die emittierte Strahlungsdichte entspricht der absorbierten Strahlungsdichte (Plancksches Strahlungsgesetz)

Es ist erkennbar, dass nicht alle Punkte von einem realen Plasma erfüllt werden können. So wird eine Strahlungsquelle nicht einem schwarzen Strahler laut dem Planckschen Strahlungsgesetz entsprechen und nach außen hin Strahlung abgeben. Auch herrscht keine einheitliche Temperatur, da das Plasma von einem Behälter begrenzt wird und so Temperaturgradienten entstehen. Um dennoch die Vorteile bei der Beschreibung eines Plasmas im thermischen Gleichgewicht nutzen zu können, wird ein lokales thermisches Gleichgewicht (engl. Local Thermal Equilibrium: LTE) definiert. Hierzu wird ein thermisches Gleichgewicht in infinitesimalen Volumen innerhalb des Plasmas angenommen. Somit kann der Temperaturgradient berücksichtigt werden, ohne die oben genannten Bedingungen zu verletzen. Des Weiteren wird die letzte Bedingung reduziert. Unter der Annahme, dass die Strahlung aufgrund des optisch dünnen Verhaltens das infinitesimale Volumen verlässt, wird nur die durch das Plasma erzeugte Strahlung betrachtet [28]. Bei Drücken $> 10^4$ Pa führen die häufigen Stöße zwischen den verschiedenen Teilchenarten zu einem ausreichenden Energieausgleich zwischen den Spezies sodass eine gleichmäßige Energieverteilung näherungsweise vorliegt [25]. Somit kann für Elektronen, Ionen und Atome die gleiche Temperatur $T_e = T_i = T_n$ angenommen werden.

2.1.5 Verteilungsfunktionen

Soll ein Plasma beschrieben werden, wird immer die Temperatur bzw. die Energie der enthaltenen Teilchen sowie die Besetzung ihrer diskreten Energieniveaus von großem Interesse sein. Diese Parameter können durch statistische Verteilungen in sogenannten Verteilungsfunktionen genähert werden. So wird im thermischen Gleichgewicht (siehe 2.1.4) die Zustandsdichte anhand der Boltzmann-Verteilung beschrieben. Diese ist gegeben durch:

$$\frac{n_j}{n_0} = \frac{g_j}{g_0} \exp\left(-\frac{E_j}{k_b T}\right) \quad (2.16)$$

Sie gibt die Anzahl der Teilchen n_j im Energiezustand E_j bei gegebener Gesamtteilchenzahl n_0 und gegebener Temperatur an. Bei g_0 und g_j handelt es sich um Gewichtungsfaktoren für den Grundzustand bzw. für den angeregten Zustand j . Für eine exakte Herleitung der Boltzmann-Verteilung sei auf [35] verwiesen.

Die Geschwindigkeit der Teilchen im Plasma ist bei thermischem Gleichgewicht nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilung bestimmt. Hierbei wird zunächst die Geschwindigkeit aus der kinetischen Energie E_{kin} betrachtet, wobei gilt:

$$E_{kin} = m \frac{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2} \quad (2.17)$$

In einer Raumdimension kann die Geschwindigkeit v_x über die Verteilungsfunktion $f_M^{(1)}(v_x)$ berechnet werden [35, 36]:

$$f_M^{(1)}(v_x) = a \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_bT}\right) \quad (2.18)$$

Je nach betrachtetem Teilchen wird die jeweilige Masse m eingesetzt. Die Teilchendichte ergibt sich aus dem Integral über alle Geschwindigkeiten:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f_M^{(1)}(v_x) dv_x \quad (2.19)$$

Daraus ergibt sich die Normierungskonstante a zu

$$a = n \left(\frac{m}{2\pi k_b T}\right)^{1/2} \quad (2.20)$$

Die eindimensionale Verteilung kann auf den dreidimensionalen Raum ausgeweitet werden, indem die Verteilungen der einzelnen Raumrichtungen multipliziert werden [35]:

$$f_M^{(3)}(v) = a' f_M^{(1)}(v_x) f_M^{(1)}(v_y) f_M^{(1)}(v_z) \quad (2.21)$$

$$= n \left(\frac{m}{2\pi k_b T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_b T}\right) \quad (2.22)$$

Da bei den in dieser Arbeit behandelten Plasmen die Richtungskomponente der Bewegung der Teilchen nicht von Interesse ist, wird nur der Betrag $v = |\vec{v}|$ betrachtet. Somit ergibt sich für die Geschwindigkeitsverteilung:

$$f_M(v) = 4\pi v^2 n \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_b T}\right) \quad (2.23)$$

Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_T ergibt sich durch den Maximalwert der Verteilung und kann durch Differenzieren und Null setzen bestimmt werden. Sie ergibt sich zu:

$$v_T = \left(\frac{2k_b T}{m} \right)^{1/2} \quad (2.24)$$

Die mittlere Geschwindigkeit $\overline{v_m}$, sowie die mittlere kinetische Energie $\overline{E_{kin}}$ können aus folgenden Integralformen bestimmt werden:

$$\overline{v_m} = \frac{1}{n} \int_0^\infty f_M(v) v dv = \left(\frac{8k_b T}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (2.25)$$

$$\overline{E_{kin}} = \frac{1}{n} \frac{m}{2} \int_0^\infty f_M(v) v^2 dv = \frac{3k_b T}{m} \quad (2.26)$$

Ein Beispiel für die Geschwindigkeitsverteilung mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_T , der mittleren Geschwindigkeit v_m sowie der quadratisch gemittelten Geschwindigkeit v_s ist in Abbildung 2.4 (a) gezeigt. Die quadratisch gemittelte Geschwindigkeit v_s ist gegeben als:

$$v_s = \left(\frac{3k_b T}{m} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

Diese resultiert aus der mittleren kinetischen Energie. v_s beschreibt die resultierende Geschwindigkeit der Energie-Halbierungslinie, bei welcher genau die Hälfte der Teilchen eine größere bzw. kleinere Energie als die mittlere kinetische Energie aufweist [23]. Des Weiteren ist in Abbildung 2.4 (b) der Temperatureinfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung skizziert. Bei höheren Temperaturen wird der Maximalwert der Verteilungsfunktion sinken. Da es sich um eine Wahrscheinlichkeitsverteilung handelt, wodurch das Integral immer eins ergeben muss, wird hierdurch der rechte Teil der Verteilungsfunktion in Richtung höhere Geschwindigkeiten verschoben. Dies ist von Bedeutung, da die mittlere kinetische Energie meist unter der Ionisierungsenergie der Atome im Plasma liegt. Folglich sind die Teilchen aus dem Ausläufer der Maxwell-Boltzmann-Verteilung hauptsächlich für die Stoßionisation im Plasma verantwortlich [35].

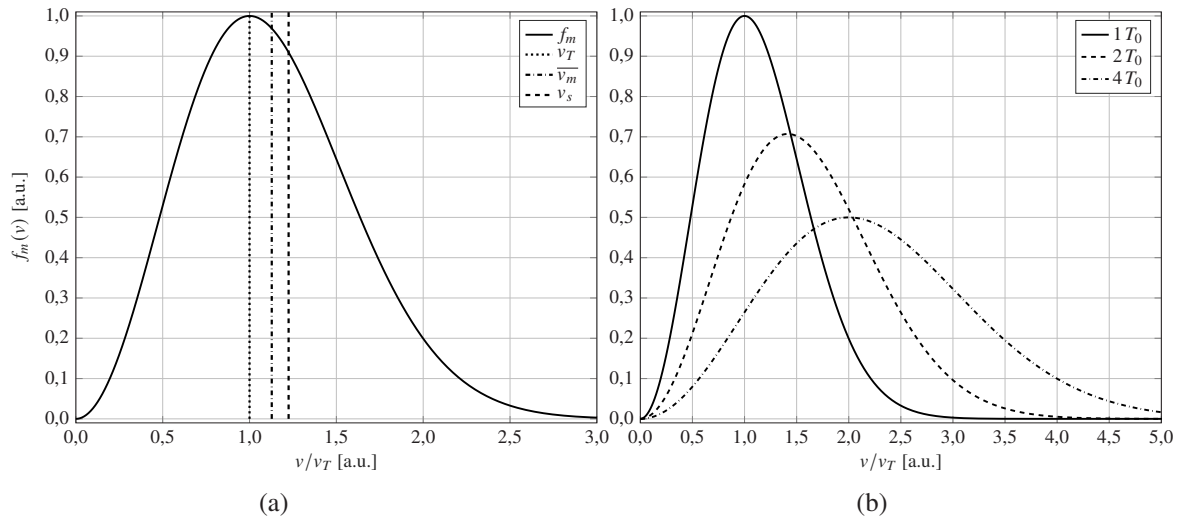


Abbildung 2.4: Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeit, jeweils normiert über die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_T und deren Funktionswert $f_M(v_T)$. (a) Generelle Form der Verteilung mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_T , der mittleren Geschwindigkeit \bar{v}_m sowie der quadratisch gemittelten Geschwindigkeit v_s . (b) Temperaturverhalten der Geschwindigkeitsverteilung normiert über $f_M(v_T)$ bei T_0 .

2.1.6 Stoßprozesse

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten angedeutet, basieren viele Prozesse und Modelle zur Beschreibung von Plasmen auf Stoßprozessen. Aus diesem Grund wird in diesem Unterabschnitt zunächst auf die geometrischen Bedingungen anhand des Stoßquerschnitts eingegangen, gefolgt von der Herleitung der Stoßzeit sowie der mittleren freien Weglänge. Da oft auch die Häufigkeit der Stöße und die damit einhergehenden Prozesse von Interesse sind, soll anschließend der Ratenkoeffizient definiert werden. Der Unterabschnitt wird mit der Betrachtung der Wechselwirkung von geladenen Teilchen durch sogenannte Coulombstöße abgeschlossen.

Stoßquerschnitt und mittlere freie Weglänge

Um die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung der verschiedenen Teilchen zu beschreiben wird ein Stoßquerschnitt definiert. Hierzu wird ein Teilchen mit dem Radius r_1 betrachtet, welches sich durch das Plasmavolumen bewegt. Sind im Plasma Zielteilchen des Radius r_2 enthalten, ereignet sich nur ein Stoß, wenn sich die Teilchenbahn des Teilchens mit dem Radius r_1 dem Mittelpunkt des Zielteilchens in einem kleineren Abstand als $r_1 + r_2$ nähert. Somit ergibt sich, wie in Abbildung 2.5 skizziert, der geometrische Stoßquerschnitt als Summe der Radien:

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2 \quad (2.28)$$

Bei der Betrachtung von Teilchen bei denen $r_1 \ll r_2$ gilt, wird ersichtlich, dass hier der Radius des kleineren Teilchens vernachlässigt werden kann. Da dieses Verhältnis bei Stößen von

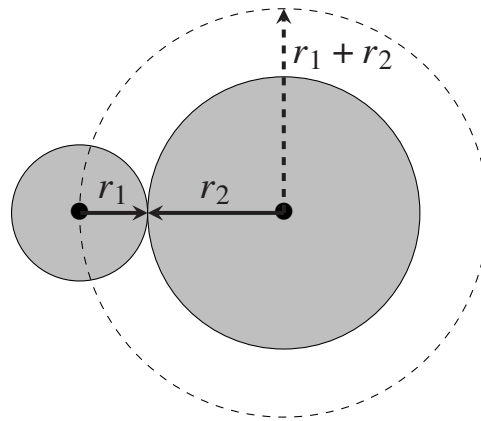


Abbildung 2.5: Verdeutlichung des Stoßquerschnitts (in Anlehnung an [35]).

Elektronen und Atomen erreicht wird, spielt hier nur der Atomradius eine Rolle. Wird die mittlere Teilchengeschwindigkeit \overline{v}_m (vgl. Abschnitt 2.1.5) des bewegten Teilchens mit einbezogen, kann das Volumen V beschrieben werden, welches das Teilchen während einer Zeit Δt durchstreicht:

$$V = \sigma \overline{v}_m \Delta t \quad (2.29)$$

Die Anzahl der Stöße kann von der Zahl der Zielteilchen N_c in dem Volumen in Abhängigkeit der Teilchendichte n berechnet werden:

$$N_c = n \sigma \overline{v}_m \Delta t \quad (2.30)$$

Soll die Zeit zwischen zwei Stößen τ bestimmt werden wird $N_c=1$ gesetzt. Somit gilt für die Stoßzeit:

$$\tau = \frac{1}{n \sigma \overline{v}_m} \quad (2.31)$$

Die Kollisionsfrequenz ν_c ergibt sich aus dem Kehrwert:

$$\nu_c = n \sigma \overline{v}_m \quad (2.32)$$

Den Weg, welcher während der Stoßzeit τ zurückgelegt wird, bezeichnet man als mittlere freie Weglänge λ_{mfp} (engl. mean free path):

$$\lambda_{\text{mfp}} = \overline{v}_m \tau = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma} \quad (2.33)$$

Ratenkoeffizienten

Die bisherige Beschreibung entspricht dem Stoß eines Teilchens mit einem Zielteilchen bei einer gegebenen Energie. Jedoch liegt das Interesse häufig in der Rate der ionisierenden Stöße. Die Größe, welche die Anzahl der ionisierenden Stöße in Abhängigkeit der Elektronentemperatur in einem Zeitintervall beschreibt, wird Ratenkoeffizient genannt. Der Ratenkoeffizient für die Ionisation durch ein Elektronenstoß ist definiert als der Mittelwert des Produktes aus Ionenstoßquerschnitt σ_i und der Geschwindigkeit v über der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion [35]:

$$\sigma_i v = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \sigma_i(v) v f_e(v) dv \quad (2.34)$$

Hieraus folgt die mittlere Ionisierungsfrequenz ν_i für Elektronenstöße:

$$\nu_i = n_n \langle \sigma_i v \rangle = \frac{n_n}{n_e} \int_0^{\infty} \sigma_i(v) v f_e(v) dv \quad (2.35)$$

Wird die untere Grenze des Integrals so gewählt, dass sie der Ionisierungsenergie E_i des zu betrachtenden Atoms entspricht, ergibt sich die Gesamtanzahl der Ionisierungsprozesse pro Volumen und Sekunde:

$$S_i = n_e n_n \langle \sigma_i v \rangle \quad (2.36)$$

Coulombstöße

Bis zu diesem Punkt wurden die Stoßprozesse von Elektronen und Neutralteilchen beschrieben. Bei steigendem Ionisationsgrad, bzw. einem Ionisationsgrad, bei dem auch die in dieser Arbeit zu betrachtenden Plasmen liegen, wird aber auch die Wechselwirkung von geladenen Teilchen eine immer größere Rolle spielen. In Anbetracht dessen, dass hier die Coulombsche Wechselwirkung den Energieübertrag von Elektronen und Ionen bestimmt, wird diese Art des Stoßes als Coulombstoß bezeichnet. Dieser Prozess soll im Folgenden betrachtet werden. Für eine exakte Herleitung sei beispielsweise auf [31] und [35] verwiesen. Bei einem solchen Stoß erfolgt der Impulsübertrag durch die Ablenkung des Elektrons durch die statische Anziehungskraft eines Ions. Abbildung 2.6 soll dies verdeutlichen. Der größte Energieübertrag wird bei einer Ablenkung von $\pi/2$ erreicht, da in diesem Fall die Energie des Elektrons genau der Coulombschen Anziehung entspricht. Der Radius der Ablenkung kann anhand des Stoßparameters $b_{\pi/2}$ beschrieben werden:

$$b_{\pi/2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2} \quad (2.37)$$

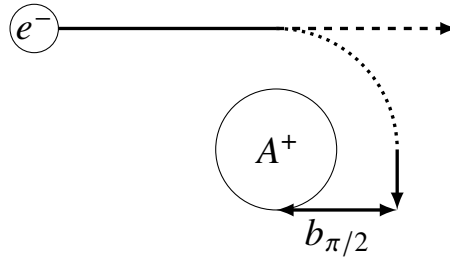


Abbildung 2.6: Verdeutlichung des Coulombstoßes. Oben ist die eigentliche Flugbahn des Elektrons gezeigt, welche sich durch die Anziehung des Ions in die nach unten gekrümmte Flugbahn ändert. Die gezeigte Strecke $b_{\pi/2}$ zeigt die geometrische Bedeutung des Stoßparameters.

wobei ersichtlich ist, dass der Stoßparameter stets kleiner als die Debye-Länge sein muss, da sonst das Feld abgeschirmt wird. Des Weiteren lässt sich ein zugehöriger 90° - Stoßquerschnitt definieren als:

$$\sigma_{\pi/2} = \pi b_{\pi/2}^2 \quad (2.38)$$

sowie vergleichbar zu Gleichung 2.35 eine Elektron-Ion-Stoßfrequenz ν_{ei} als:

$$\nu_{ei} = n\sigma_{\pi/2}v = \frac{ne^4}{16\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} \quad (2.39)$$

Hiermit ist es möglich die Größenordnung der Plasmaresistivität abzuschätzen. Aus dem Ohmschen-Gesetz kann der spezifische Widerstand im Gleichstromfall hergeleitet werden als:

$$\rho_p = \frac{m_e v}{e^2 n_e} \quad (2.40)$$

Unter der Annahme $v = (k_b T / m_e)^{1/2}$ ergibt sich bei Verwendung von Gleichung 2.39:

$$\rho_p = \frac{\pi e^2 m_e^{1/2}}{(4\pi\epsilon_0)^2 (k_b T)^{3/2}} \quad (2.41)$$

Eine bessere Abschätzung für hoch ionisierte Plasmen kann durch die Einführung eines Korrekturfaktors, des sogenannten Coulomb-Logarithmus $\ln(\Lambda) \approx \ln(4\pi N_D)$, erfolgen [35]. Der korrigierte spezifische Widerstand wird als Spitzer-Widerstand ρ_{ps} bezeichnet [37]:

$$\rho_{ps} = \frac{\pi e^2 m_e^{1/2}}{(4\pi\epsilon_0)^2 (k_b T)^{3/2}} \ln(\Lambda) \quad (2.42)$$

Wird die komplexe Leitfähigkeit in einem hochfrequenten Wechselfeld, wie bei der induktiven Anregung, betrachtet ist die Gleichstromleitfähigkeit nicht von Interesse. Hier kann ein effektiver Stoßquerschnitt für Vielteilchenstreuung σ_{ei} genutzt werden [5]:

$$\sigma_{ei} = \sigma_{\pi/2} \ln(\Lambda) \quad (2.43)$$

2.1.7 Transportprozesse und Diffusion

Um eine makroskopische Beschreibung des Plasmas zu finden, müssen auch Transport- und Diffusionsprozesse berücksichtigt werden. Die wichtigsten Prozesse sind hier die Diffusion, welche einen Konzentrationsausgleich bedingt, sowie die Drift und die Mobilität, welche mit der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas in Abhängigkeit stehen. Auf die genannten Prozesse soll im Folgenden genauer eingegangen werden.

Drift und Mobilität

Bewegt sich ein Ladungsträger parallel zu den Feldlinien eines E-Feldes, so wird er durch Stöße zwar abgelenkt und abgebremst, jedoch wird sich eine konstante Driftgeschwindigkeit in Richtung der Feldlinien einstellen. Die thermische Bewegung, welche durch die Verteilungsfunktion bekannt ist, wird hierdurch nicht beeinflusst [23]. Es wird eine Proportionalitätskonstante zwischen Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d und elektrischem Feld \vec{E} eingeführt sodass gilt:

$$\vec{v}_d = -\mu \vec{E} \quad (2.44)$$

Der Proportionalitätsfaktor μ wird als Mobilität bezeichnet. Um die Driftgeschwindigkeit der Elektronen zu bestimmen wird zunächst von Newtons zweitem Gesetz ausgegangen. Somit ergibt sich für ein Elektron in einem E-Feld:

$$m_e \frac{d\vec{v}_d^e}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.45)$$

wobei \vec{v}_d^e die Driftgeschwindigkeit des Elektrons beschreibt. Dies führt bei der Annahme einer konstanten elektrischen Feldstärke nach Integration zu:

$$\vec{v}_e = \vec{v}_{e0} - \frac{e\vec{E}}{m_e} t \quad (2.46)$$

Hierbei stellt \vec{v}_{e0} die Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons zum Zeitpunkt $t = 0$ dar. Somit sollte sich die Geschwindigkeit des Elektrons linear mit der Zeit verhalten. Dieses Verhalten wird allerdings durch Stöße im Plasma limitiert. Folglich ist eine Betrachtung wie die der mittleren freien Weglänge in Abschnitt 2.1.6 hilfreich. Es wird die Flugzeit τ_e des Elektrons zwischen

zwei Stößen betrachtet. Hieraus kann die zurückgelegte Strecke \vec{s}_e des Elektrons während der Flugzeit τ_e bestimmt werden [28]:

$$\vec{s}_e = \vec{v}_{e0}\tau_e - \frac{e\vec{E}}{2m_e}\tau_e^2 \quad (2.47)$$

Da es sich bei den Stößen um statistische Prozesse handelt, soll das gemittelte Verhalten aller Elektronen beschrieben werden. Die Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen ist hierbei zufällig verteilt, sodass sich der erste Term der rechten Seite von Gleichung 2.47 heraus mittelt. Bei der statistischen Behandlung des Prozesses gilt:

$$\overline{\vec{v}_{e0}\tau_e} = 0 \quad (2.48)$$

wobei die Linie über den Faktoren die Mittlung andeutet. Wird nun die mittlere freie Weglänge λ_{mfp_e} für Elektronen aus Gleichung 2.33 und die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen v_m^e aus Gleichung 2.25 genutzt, ergibt sich für die mittlere Stoßzeit $\overline{\tau_e}$:

$$\overline{\tau_e} = \frac{\lambda_{\text{mfp}_e}}{v_m^e} \quad (2.49)$$

und somit für die mittlere Elektronengeschwindigkeit:

$$\overline{\vec{v}_e} = -\frac{e\lambda_{\text{mfp}_e}}{m_e v_m^e} \vec{E} \quad (2.50)$$

Die Elektronenmobilität kann also geschrieben werden als:

$$\mu_e = \frac{e\lambda_{\text{mfp}_e}}{m_e v_m^e} \quad (2.51)$$

Eine Herleitung der Ionenmobilität kann analog zur vorhergegangenen Betrachtung erfolgen und ergibt sich somit als:

$$\mu_i = \frac{e\lambda_{\text{mfp}_i}}{m_i v_m^i} \quad (2.52)$$

Aus den Mobilitäten kann auch die elektrische Leitfähigkeit bestimmt werden. Zu beachten ist, dass die Plasmaleitfähigkeit, welche in der Literatur häufig das Formelzeichen σ erhält, im Folgenden mit κ als Formelzeichen beschrieben wird, um Verwechslungen mit dem Stoßquerschnitt zu vermeiden. Im Falle eines schwach ionisierten Plasmas ergibt sich im thermischen Gleichgewicht die Stromdichte \vec{J} :

$$\vec{J} = ne (\mu_e + \mu_i) \vec{E} = \kappa \vec{E} \quad (2.53)$$

Durch die niedrige Beweglichkeit der Ionen, welche aus ihrer größeren Masse resultiert, wird der Strom hauptsächlich durch Elektronen getragen. Daher ergibt sich in guter Näherung:

$$\kappa \approx \kappa_e = ne\mu_e = \frac{ne^2}{m_e\nu_m^e} \quad (2.54)$$

Diffusion

Unter dem Begriff der Diffusion wird die Teilchenbewegung entlang eines Gradienten verstanden. Der Gradient kann beispielsweise durch ein Druck-, Temperatur- oder Dichtegefälle zustande kommen. Dabei wird die Diffusion, im Bestreben das Gefälle auszugleichen, eine Teilchenbewegung entlang des Gradienten hin zur geringeren Konzentration herbeiführen. Wird beispielsweise ein Konzentrationsunterschied der Elektronendichte über eine Strecke x betrachtet, so ist die Teilchenstromdichte \vec{J} proportional zum Konzentrationsgradienten [38]:

$$\vec{J} = -eD_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (2.55)$$

Die Proportionalitätskonstante D_e wird als Diffusionskoeffizient bezeichnet. Ein wichtiger Diffusionsprozess in Plasmen ist die sogenannte ambipolare Diffusion. Zur Beschreibung dieses Prozesses wird zunächst eine gleich große Elektronen- sowie Ionendichte in einem Volumen angenommen. Entsteht nun ein Konzentrationsgefälle über eine Strecke x werden die Elektronen durch ihre höhere Beweglichkeit schneller abwandern. Somit entsteht eine negative Raumladung, welche durch das resultierende elektrische Feld die langsamer diffundierenden Ionen nachzieht. Hierdurch wird die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen abgebremst. Im Mittel fließt bei einer stationären Betrachtung die gleiche Anzahl an positiven wie negativen Ladungsträgern ab. Der Nettostrom besteht somit aus einem Anteil, welcher durch die Diffusion generiert wird und einem Anteil, welcher durch das entstehende E-Feld \vec{E}_D der Raumladung folgt. Der Elektronenstrom kann somit beschrieben werden als:

$$\vec{J}_e = eD_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + en_e\mu_e\vec{E}_D \quad (2.56)$$

Die Gleichung kann analog für den Diffusionsstrom der Ionen aufgestellt werden. Der Gradient der Teilchendichten ist nur auf eine geringe Abweichung der mittleren Konzentration begrenzt, da andernfalls erhebliche Raumladungen entstehen würden und die resultierenden sehr hohen Feldstärken den Abbau dieser beschleunigt. Hieraus folgt die Bedingung $n_i = n_e = n$, welche oft in guter Näherung erreicht wird. Somit kann im stationären Fall geschrieben werden:

$$-D_i \frac{\partial n}{\partial x} - n\mu_i\vec{E}_D = -D_e \frac{\partial n}{\partial x} + n\mu_e\vec{E}_D \quad (2.57)$$

Hieraus folgt:

$$-n\vec{E}_D = \frac{D_e - D_i}{\mu_e + \mu_i} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.58)$$

Somit ergibt sich der ambipolare Teilchenstrom \vec{J}_{am} :

$$\vec{J}_{am} = -eD_{am} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.59)$$

mit dem ambipolaren Diffusionskoeffizienten D_{am} :

$$D_{am} = \frac{D_i\mu_e + D_e\mu_i}{\mu_e + \mu_i} \quad (2.60)$$

Wird eine Gleichgewichtsentladung im LTE angenommen, wobei $T_i = T_e = T$ gilt, kann Gleichung 2.60 noch vereinfacht werden zu [38]:

$$D_{am} = \frac{2k_bT}{e} = 2D_i \quad (2.61)$$

Aus dieser Näherung folgt, dass im LTE der Diffusionskoeffizient der Ionen nur halb so groß ist wie der ambipolare Diffusionskoeffizient.

2.2 Theorie der induktiven Entladung

Das induktive Plasma wird durch seine Anregungsform bestimmt. Die Leistungseinkopplung erfolgt bei der induktiven Entladung durch ein induziertes elektrisches Feld, welches durch ein hochfrequentes Magnetfeld in einer Spule erzeugt wird. Die induktive Leistungseinkopplung kann ausgehend von den Maxwell-Gleichungen und dem Faradayschen Gesetz beschrieben werden. Dies ist weithin bekannt und kann in verschiedener Literatur nachvollzogen werden. Es sei beispielsweise auf [39–43] verwiesen. Zum besseren Verständnis der Vorgänge wird im Folgenden die Herleitung detailliert beschrieben. Hierzu sollen die einzelnen Leistungsanteile aus induktiver sowie kapazitiver Leistung betrachtet werden. Anschließend folgt die Betrachtung der gesamten Einkoppelleistung aus ihren kapazitiven sowie induktiven Bestandteilen. Bei dem Übergang der kapazitiv- zur induktivdominierten Leistungseinkopplung kommt es zum sogenannten E-H-Übergang. Zum Abschluss der Betrachtung wird die Theorie des magnetischen Durchbruchs im Zusammenhang mit dem Paschen-Gesetz erläutert.

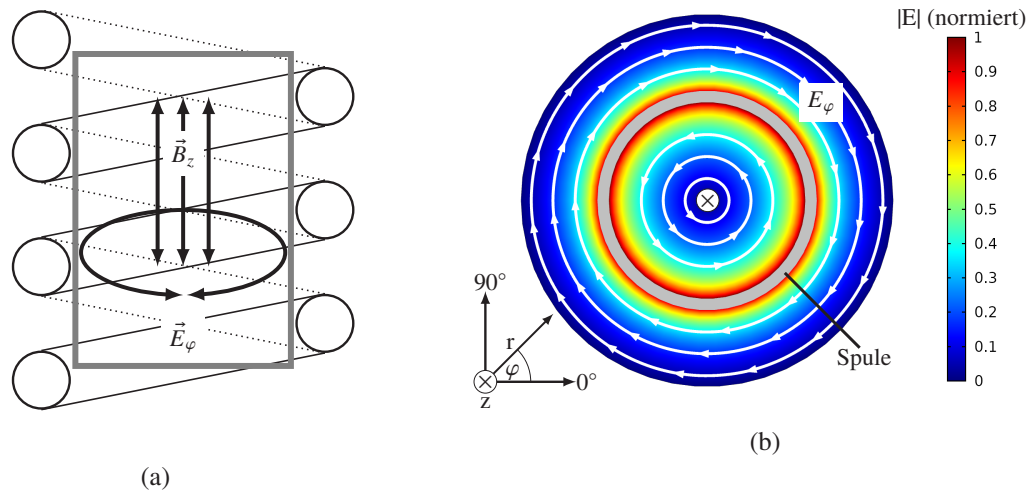


Abbildung 2.7: Richtungsverläufe der Feldkomponenten einer induktiven Leistungseinkopplung: (a) Spulen mit Plasmagefäß (grau) sowie Feldkomponenten E_φ und B_z ; (b) Zugrundeliegendes Koordinatensystem und die normierte E-Feldverteilung. Es ist zu beachten, dass die weißen Linien nur den Richtungsvektor von E_φ andeuten und ihre Verteilung und Länge nicht die Intensität des Feldes wiedergibt.

2.2.1 Induktiver Anteil der Leistungseinkopplung

Wird als erste Näherung eine idealisierte Geometrie mit dem Plasma in einer Spule betrachtet, wie in Abbildung 2.7 verdeutlicht, ist ersichtlich, dass nach dem Faradayschen Gesetz [44]:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (2.62)$$

im Plasma nur die z -Komponente des B -Feldes und die φ -Komponente des E -Feldes Einfluss auf die induktive Leistungseinkopplung haben. Hierbei entspricht \vec{E} dem E -Feld sowie Φ_B dem magnetischen Fluss. In Zylinderkoordinaten gilt:

$$\vec{E} = \{0, E_\varphi(r), 0\} \quad (2.63)$$

$$\vec{B} = \{0, 0, B_z(r)\} \quad (2.64)$$

Bei dieser Betrachtung ergeben sich die Maxwell-Gleichungen, unter Vernachlässigung des Verschiebungsstroms, in der Spule zu [40]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.65)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.66)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\vec{B} \quad (2.67)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0\vec{J} \quad (2.68)$$

Um das E-Feld \vec{E} und das B-Feld \vec{B} in Abhängigkeit zu setzen, werden 2.67 und 2.68 in folgende Form gebracht:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \times (-j\omega\vec{B}) = -j\omega\mu_0\vec{J} \quad (2.69)$$

Die Stromdichte \vec{J} kann mittels der Plasmaleitfähigkeit κ_p und des E-Feldes \vec{E} dargestellt werden, da gilt:

$$\vec{J} = \kappa_p \vec{E} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{j\omega + \nu} \vec{E} \quad (2.70)$$

Hierbei ist ν die Stoßfrequenz und ω_{pe} die Plasmafrequenz. Mit $c^{-2} = \mu_0\epsilon_0$ ergibt sich daraus:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -j\omega\mu_0 \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{j\omega + \nu} \vec{E} = \frac{(\omega_{pe}/c)^2}{-1 + j\nu/\omega} \vec{E} \quad (2.71)$$

Nun werden die gezeigten Operationen unter Beachtung der Zylinderkoordinaten angewendet:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \left[\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ E_\varphi(r) \\ 0 \end{pmatrix} \right] \quad (2.72)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z(r)}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi(r)}{\partial z} \\ \frac{\partial E_r(r)}{\partial z} - \frac{\partial E_z(r)}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(r)) - \frac{\partial E_r(r)}{\partial \varphi} \right] \end{pmatrix} \quad (2.73)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{1}{r} E_\varphi(r) + \frac{\partial}{\partial r} E_\varphi(r) \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

$$= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{r^2} E_\varphi(r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_\varphi(r) + \frac{\partial^2}{\partial r^2} E_\varphi(r) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

Durch die Substitution:

$$\alpha_s = \sqrt{\frac{(\omega_{pe}/c)^2}{-1 + j\nu/\omega}} \quad (2.76)$$

ergibt sich die folgende Besselsche Differentialgleichung:

$$r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} E_\varphi^p(r) + r \frac{\partial}{\partial r} E_\varphi^p(r) + (\alpha_s^2 r^2 - 1) E_\varphi^p(r) = 0 \quad (2.77)$$

Zur besseren Übersicht wird hier nur die φ -Komponente betrachtet. Um zu verdeutlichen, dass es sich um eine Vektorkomponente im Plasma handelt wird der hochgestellte Index p ergänzt. Die Besselsche Differentialgleichung liefert für das E-Feld die Lösung:

$$E_\varphi^p(r) = A_i J_1(\alpha_s r) + B_i Y_1(\alpha_s r) \quad (2.78)$$

mit der Besselschen Funktion erster Gattung und erster Ordnung J_1 , sowie der Besselschen Funktion zweiter Gattung und erster Ordnung Y_1 . Da allerdings gilt:

$$\lim_{r \rightarrow 0} Y_1(\alpha_s r) = \infty \quad (2.79)$$

und $E_\varphi^p(r)$ für $r \rightarrow 0$ verschwinden muss, kann $B_i = 0$ gesetzt werden. Somit ergibt sich:

$$E_\varphi^p(r) = A_i J_1(\alpha_s r) \quad (2.80)$$

Das B-Feld kann nun unter Verwendung von 2.67 berechnet werden:

$$-j\omega \vec{B} = \vec{\nabla} \times \begin{pmatrix} 0 \\ A_i J_1(\alpha_s r) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

$$= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ r A_i J_1(\alpha_s r) + r^2 \alpha_s A_i \left(J_0(\alpha_s r) - \frac{J_1(\alpha_s r)}{\alpha_s r} \right) \end{pmatrix} \quad (2.82)$$

Nach Vereinfachung resultiert für $B_z^p(r)$:

$$B_z^p(r) = j \frac{A_i}{\omega} \alpha_s J_0(\alpha_s r) \quad (2.83)$$

Die Konstante A_i wird aus den Randbedingungen genähert. Im Dielektrikum am Rande des Plasmabehälters $r = R$ wird das Magnetfeld $B_z^p(R)$ genähert als:

$$B_z^p(R) = j \frac{A_i}{\omega} \alpha_s J_0(\alpha_s R) = \frac{\mu_0 N I}{l} \quad (2.84)$$

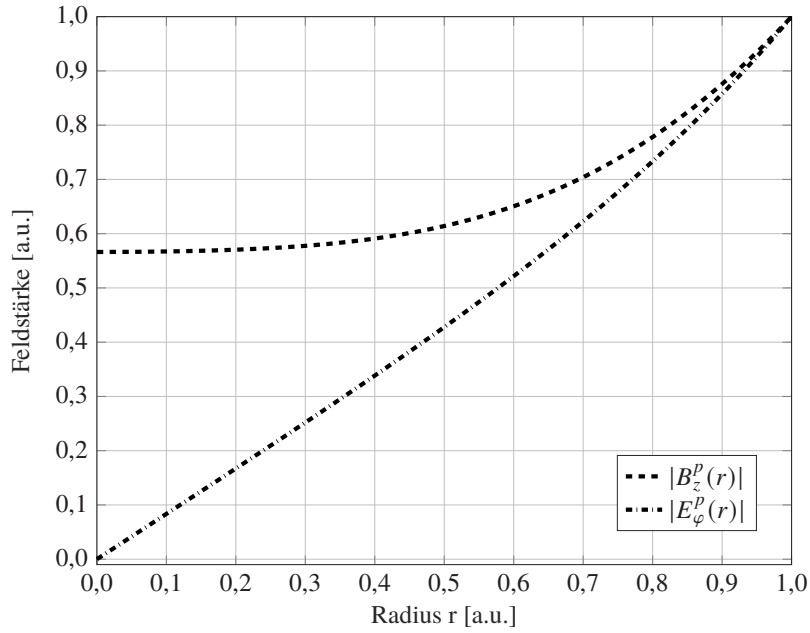


Abbildung 2.8: Beispiel für den Feldverlauf der Absolutwerte der Felder $E_\varphi^p(r)$ und $B_z^p(r)$ in einer Spule. Der Berechnung wurde ein Plasma mit den Parametern $f = 2.5$ MHz, $N = 22$, $I = 10$ A, $l = 15$ cm zugrunde gelegt. Mit diesen Parametern wurde α_s numerisch mittels Simulation bestimmt (vgl. Kapitel 5).

mit der Windungszahl der Spule N , der magnetischen Feldkonstante μ_0 sowie des Spulenstroms I und der Spulenlänge l . Somit ergibt sich unter Vernachlässigung von Feldbeiträgen durch bewegte Ladungsträger im Plasma für A_i :

$$A_i = \frac{-j\omega\mu_0NI}{\alpha_s l J_0(\alpha_s R)} \quad (2.85)$$

Eingesetzt in 2.80 und 2.83 können sich so die Felder im Plasma beschreiben lassen:

$$E_\varphi^p(r) = \frac{-j\omega\mu_0NI}{\alpha_s l J_0(\alpha_s R)} J_1(\alpha_s r) \quad (2.86)$$

$$B_z^p(r) = \frac{\mu_0NI}{l J_0(\alpha_s R)} J_0(\alpha_s r) \quad (2.87)$$

In Abbildung 2.8 ist ein beispielhafter Feldverlauf der Absolutwerte von $E_\varphi^p(r)$ und $B_z^p(r)$ gezeigt. Der induktive Leistungsfluss P_{ind} in das Plasma kann nun unter Verwendung des

Poynting-Theorems beschrieben werden. Hierzu wird der Poynting-Vektor über die Übergangsfläche A von Plasma und Dielektrikum integriert:

$$P_{ind} = \Re \left[\frac{1}{2} \int \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{A} \right] \quad (2.88)$$

$$= \Re \left[\frac{\pi R l}{\mu_0} \{E_\varphi(R) \times B_z(R)\} \right] \quad (2.89)$$

$$= \Re \left[-j \frac{\pi R \omega \mu_0 N^2 I^2}{l \alpha_s} \frac{J_1(\alpha_s R)}{J_0(\alpha_s R)} \right] \quad (2.90)$$

Da die gekoppelte Wirkleistung von Interesse ist, wird nur der Realteil betrachtet. Somit ist es durch Gleichung 2.90 möglich, bei bekannten Abmessungen und Betriebsparametern die eingekoppelte induktive Wirkleistung abzuschätzen. Um jedoch die vollständige Leistungseinkopplung zu beschreiben, muss auch der kapazitive Anteil berücksichtigt werden. Die kapazitive Einkopplung wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

2.2.2 Kapazitiver Anteil der Leistungseinkopplung

Um die kapazitive Kopplung zu beschreiben, bleiben die Gleichungen 2.65 bis 2.67 gültig, nur in Gleichung 2.68 muss nun auch der Verschiebungsstrom betrachtet werden:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + j\omega\epsilon\mu_0 \vec{E} \quad (2.91)$$

Hier wird zunächst die Annahme getroffen, dass für die Plasmen im kapazitiven Modus $\kappa_p \ll \epsilon$ gilt, wodurch nach Gleichung 2.70 der Leitungsstrom \vec{J} vernachlässigt werden kann. Die kapazitive Leistungseinkopplung entsteht durch die Spannungsdifferenz zwischen den Windungen der Spule. Daher ist ersichtlich, dass in diesem Fall die z-Komponente des E-Feldvektors dominiert. Daher muss beim B-Feldvektor die φ -Komponente betrachtet werden. Es gilt somit für die kapazitive Kopplung:

$$\vec{E} = \{0, 0, E_z(r)\} \quad (2.92)$$

$$\vec{B} = \{0, B_\varphi(r), 0\} \quad (2.93)$$

Analog zu 2.69 wird Gleichung 2.91 in folgende Form gebracht:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = j\omega\epsilon\mu_0 (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \quad (2.94)$$

Hierbei gibt ϵ die Permittivität des Plasmas an. Mittels $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ (wobei ϵ_r im Folgenden ϵ_p im Plasma und ϵ_d im Dielektrikum genannt wird) und $c^{-2} = \mu_0 \epsilon_0$ sowie der relativen dielektrischen

Leitfähigkeit des Plasmas kann 2.94 umgeschrieben werden. Die dielektrische Leitfähigkeit des Plasmas ist definiert als

$$\epsilon_p = 1 - \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2}{1 - j\nu/\omega} \quad (2.95)$$

somit ergibt sich für 2.94:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_p B_\varphi^p(r) \quad (2.96)$$

Werden nun die Operationen aus 2.72 bis 2.75 auf die kapazitive Komponente \vec{B} aus 2.93 angewendet, ergibt sich:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\frac{\partial^2 B_\varphi^p(r)}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial B_\varphi^p(r)}{\partial r} + \frac{B_\varphi^p(r)}{r^2} \quad (2.97)$$

Diese Form kann wiederum mittels der vorangegangenen Überlegungen und der Substitution

$$\beta_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \quad (2.98)$$

in eine Besselsche Differentialgleichung überführt werden:

$$r^2 \frac{\partial^2 B_\varphi^p(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial B_\varphi^p(r)}{\partial r} + (\beta_p^2 r^2 - 1) B_\varphi^p(r) = 0 \quad (2.99)$$

Diese besitzt, unter Beachtung von 2.79 die Lösung:

$$B_\varphi^p(r) = A_c J_1(\beta_p r) \quad (2.100)$$

beziehungsweise unter Anwendung von 2.91 analog zu 2.81 für das E-Feld:

$$E_z^p(r) = -j \frac{A_c \beta_p c^2}{\omega \epsilon_p} J_0(\beta_p r) \quad (2.101)$$

Die Konstante A_c kann aus den Randbedingungen hergeleitet werden. Hierzu sollen die Felder zunächst im Dielektrikum und dessen Übergängen betrachtet werden. Die Dielektrizitätskonstante im Glas ist gegeben durch ϵ_d . Für β_d ergibt sich dafür im Glas:

$$\beta_d = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d} \quad (2.102)$$

Damit kann 2.99 für $R < r < R + d$, wobei d die Wandstärke des Dielektrikums darstellt, geschrieben werden als:

$$r^2 \frac{\partial^2 B_\varphi^d(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial B_\varphi^d(r)}{\partial r} + (\beta_d^2 r^2 - 1) B_\varphi^d(r) = 0 \quad (2.103)$$

und hat die Lösung:

$$B_\varphi^d(r) = C_c J_1(\beta_d r) \quad (2.104)$$

$$(2.105)$$

Woraus für $E_z^d(r)$ resultiert:

$$E_z^d(r) = -j \frac{C_c \beta_d c^2}{\omega \epsilon_d} J_0(\beta_d r) \quad (2.106)$$

Wird das E-Feld $E_z^p(r)$ am Rand des Dielektrikums des Plasmagefäßes an der Stelle $r = R + d$ betrachtet, gilt dort:

$$E_z^p(R + d) = -j \frac{C_c \beta_d c^2}{\omega \epsilon_d} J_0(\beta_d (R + d)) = \frac{U_c}{l} \quad (2.107)$$

mit der Spannung U_c die über die Spulenlänge l abfällt. Somit ergibt sich für die Konstante C_c :

$$C_c = j \frac{\omega \epsilon_d U_c}{l \beta_d c^2} \frac{1}{J_0(\beta_d (R + d))} \quad (2.108)$$

Da sich das Magnetfeld am Übergang von Dielektrikum zum Plasma stetig verhalten sollte werden $B_\varphi^p(r)$ und $B_\varphi^d(r)$ an der Stelle $r = R$ gleich gesetzt:

$$B_\varphi^p(R) = B_\varphi^d(R) \quad (2.109)$$

Nach Einsetzen von C_c in 2.104 ergibt sich so für 2.109:

$$A_c J_1(\beta_d R) = j \frac{\omega \epsilon_d U_c}{l \beta_d c^2} \frac{J_1(\beta_p R)}{J_0(\beta_d (R + d))} \quad (2.110)$$

Somit ist A_c gegeben als:

$$A_c = j \frac{\omega \epsilon_d U_c}{l \beta_d c^2} \frac{J_1(\beta_p R)}{J_0(\beta_d (R + d)) J_1(\beta_p R)} \quad (2.111)$$

Eingesetzt in 2.100 beziehungsweise in 2.101 lassen sich nun die Felder bestimmen:

$$E_z^p(r) = \frac{\epsilon_d U_c \beta_p}{l \beta_d \epsilon_p} \frac{J_1(\beta_d R)}{J_0(\beta_d(R+d))J_1(\beta_p R)} J_0(\beta_p r) \quad (2.112)$$

$$B_\varphi^p(r) = i \frac{\epsilon_d U_c \omega}{l \beta_d c^2} \frac{J_1(\beta_p R)}{J_0(\beta_d(R+d))J_1(\beta_p R)} J_1(\beta_p r) \quad (2.113)$$

Auch hier kann das Poynting-Theorem genutzt werden um die durchschnittlich eingekoppelte Leistung zu bestimmen:

$$P_{cap} = \Re \left[\frac{1}{2} \int \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot dA \right] \quad (2.114)$$

$$= \Re \left[-\frac{\pi R l}{\mu_0} \{E_z(R) \times B_\varphi(R)\} \right] \quad (2.115)$$

$$= \Re \left[-j \left(\frac{\pi R}{\mu_0} \right) \left(\frac{U_c^2 \omega \beta_p \epsilon_d^2}{l c^2 \beta_d^2 \epsilon_p} \right) \left(\frac{J_0(\beta_p R) J_1^2(\beta_d R)}{J_1(\beta_p R) J_0^2(\beta_d(R+d))} \right) \right] \quad (2.116)$$

2.2.3 Gesamte Einkoppelleistung

Die gesamte eingekoppelte Leistung P_{plas} ergibt sich aus der Summe des induktiven Leistungsanteils P_{ind} sowie des kapazitiven Anteils P_{cap} , welche in den vorangegangenen Abschnitten hergeleitet wurden. Für die Summe gilt:

$$P_{plas} = P_{ind} + P_{cap} \quad (2.117)$$

$$= -\Re \left[j \left(\frac{\pi R \omega \mu_0 N^2 I^2}{l \alpha_s} \right) \left(\frac{J_1(\alpha_s R)}{J_0(\alpha_s R)} \right) + j \left(\frac{\pi R}{\mu_0} \right) \left(\frac{V_c^2 \omega \beta_p \epsilon_d^2}{l c^2 \beta_d^2 \epsilon_p} \right) \left(\frac{J_0(\beta_p R) J_1^2(\beta_d R)}{J_1(\beta_p R) J_0^2(\beta_d(R+d))} \right) \right] \quad (2.118)$$

Die Leistungseinkopplung sowie deren Anteile sind in Abbildung 2.9 über der Elektronendichte gezeigt. Die Einkopplung lässt sich in vier Bereiche aufteilen. In Bereich I dominiert die kapazitive Leistungseinkopplung. Der kapazitive Beitrag verhält sich in Bereich I proportional und in Bereich II antiproportional zur Elektronendichte. Ab dem Übergang von II zu III beginnt der induktive Anteil der Leistungseinkopplung zu dominieren. In diesem Bereich steigt die induktiv eingekoppelte Leistung proportional mit der Elektronendichte, während der kapazitive Anteil weiter abfällt. Somit wird beim Übergang von II zu III vom E-H-Übergang gesprochen [40, 45, 46]. Beim Übergang zu IV wird die maximal einzukoppelnde Leistung erreicht. Ab diesem Punkt fällt die Leistung mit steigender Elektronendichte ab. Es ist durch den Verlauf ersichtlich, dass eine nennenswerte Leistungseinkopplung erst ab höheren Elektronendichten erreicht werden kann.

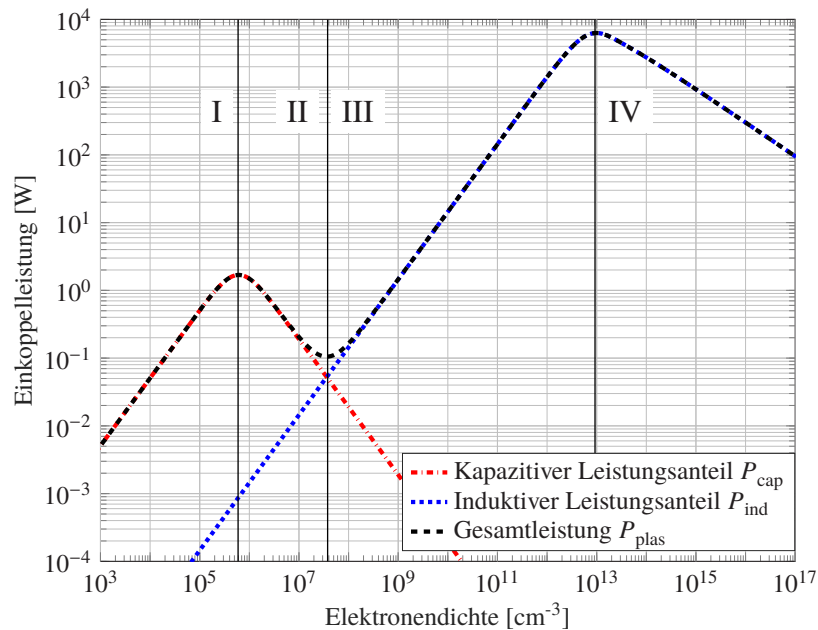


Abbildung 2.9: Einkoppelleistung über der Elektronendichte (in Anlehnung an [40]). Die Parameter entsprechen hier den Parametern, die für Abbildung 2.8 verwendet wurden.

2.2.4 Plasmazündung

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, hängt die induktive Leistungseinkopplung grundlegend von der Elektronendichte ab. Da vor der Zündung des Plasmas durch Hintergrundstrahlung und Photoionisation nur vereinzelt Elektronen vorliegen, soll im Folgenden der Zündvorgang beschrieben werden, welcher zum Anstieg der Elektronendichte durch den magnetischen Durchbruch führt. Zunächst wird vom klassischen Modell des Paschen-Gesetzes und der Townsendschen Zündtheorie ausgegangen. Diese kann für den induktiven Durchbruch angepasst und adaptiert werden.

Durchschlagspannung und Paschen-Gesetz

Es wird ein mit Gas gefüllter Raum zwischen zwei Elektroden im Abstand d betrachtet. Die Elektroden erzeugen ein homogenes elektrisches Feld E_0 . Entsteht nun durch einen äußeren Einfluss, wie beispielsweise Photoionisation oder Hintergrundstrahlung ein Elektron, wird sich dieses im Mittel in Richtung des elektrischen Feldes bewegen. Das Elektron wird durch das E-Feld Energie aufnehmen. Reicht die mittlere freie Weglänge λ_{mfp} aus, kann das Elektron genügend Energie sammeln um ein weiteres Atom zu ionisieren. Die Anzahl der im Durchschnitt auf 1 cm in Feldrichtung erzeugten Elektronen-Ionenpaare werden als erster Townsendscher Ionisierungskoeffizient α bezeichnet. Der zweite Townsendsche Ionisierungskoeffizient β beschreibt das gleiche Verhalten in Bezug auf die Ionisation durch die Stöße von Ionen. Durch

ihre deutlich größere Masse spielt der Beitrag dieser Stöße im Vergleich zu den Elektronen keine Rolle. Daher wird dieser hier vernachlässigt. Es ist ersichtlich, dass α wesentlich von der Feldstärke sowie dem Druck p abhängt. Empirisch kann α beschrieben werden als [35,38,41]:

$$\alpha = A_0 p \exp\left(-\frac{B_0 p}{E_0}\right) \quad (2.119)$$

Bei A_0 und B_0 handelt es sich um gasart-abhängige Konstanten, welche experimentell bestimmt werden [41]. Des Weiteren spielt in der klassischen Betrachtung die Sekundärelektronenemission eine Rolle. Diese wird durch den dritten Townsendschen Ionisierungskoeffizienten γ beschrieben. Hier wird betrachtet, wie viele Ionen-Elektronenpaare durch Sekundäremission auftreten. Die bedeutendsten Prozesse sind dabei das Auftreffen von Ionen auf der Kathode sowie die Emission durch metastabile Atome oder im Kathodenfall durch UV-Strahlung [35]. Im oben beschriebenen Fall sind externe Prozesse für die Entstehung der Elektronen verantwortlich. Man spricht von einer unselbstständigen Entladung [38]. Der Übergang zu einer selbstständigen Entladung kann als folgende Bedingung definiert werden:

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (2.120)$$

Ist die genannte Bedingung erfüllt wird ein freies Elektron mindestens ein Weiteres erzeugen und somit eine Lawine auslösen. Das Einsetzen von α und Umformen führt zur Durchschlagsspannung U_b in Abhängigkeit von dem Produkt pd :

$$U_b = \frac{B_0 p d}{\ln(A_0 p d) - \ln[\ln(1 + 1/\gamma)]} \quad (2.121)$$

Diese Beziehung wird als Paschen-Gesetz bezeichnet und kann in konventionellen Elektroden-behafteten Strahlern zum Bestimmen der Durchbruchspannung genutzt werden.

Magnetische Durchbruchflussdichte

Um den magnetischen Durchbruch ohne Elektroden in induktiven Plasmen zu beschreiben, kann das Paschen-Gesetz angepasst werden. Hier soll die Herleitung des Modells von Burm aus [47] beschrieben werden. Wird eine Spule mit konstantem Radius R betrachtet, ergibt sich ein mittlerer Strompfad von $d_i = \frac{1}{2}(2\pi R)$. Das E-Feld kann damit beschrieben werden als:

$$E = \omega B R \quad (2.122)$$

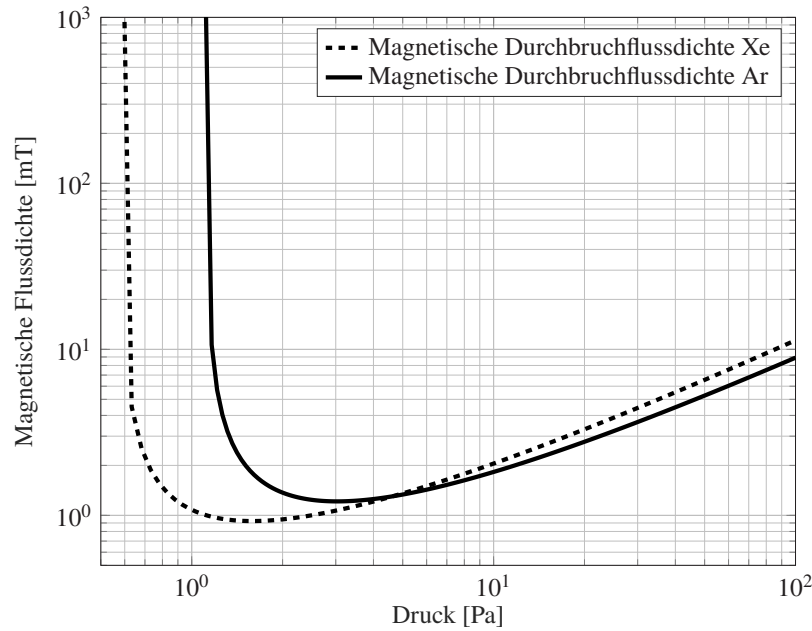


Abbildung 2.10: Magnetische Durchbruchflussdichte B_b für Xenon und Argon. Der Berechnung wurde ein Plasma mit den Parametern $f = 2.5$ MHz, $N = 22$, $I = 10$ A, $l = 15$ cm zugrunde gelegt.

Dieser Ausdruck kann unter Berücksichtigung des Spulenradius in Gleichung 2.121 eingesetzt werden. Umgestellt nach B ist es somit möglich, die benötigte magnetische Durchbruchflussdichte B_b zu bestimmen:

$$B_b = \frac{B_0 p}{\omega R [\ln(A_0 \pi p R) - \ln(\ln(1 + 1/\gamma))]} \quad (2.123)$$

Auch bei induktiven Entladungen bleiben die Konstanten A_0 und B_0 gültig. Der Sekundärelektronen-Emissionskoeffizient γ kann allerdings nicht beibehalten werden, da keine Elektronen an den Elektroden erzeugt werden. Daher wird γ in induktiven Entladungen eher klein ausfallen, jedoch nicht Null werden [48]. Aus diesem Grund kann die benötigte magnetische Flussdichte hohe Werte annehmen. Dies führt dazu, dass es sich für manche Gase schwierig gestalten kann, ein Plasma zu zünden. Es handelt sich somit zwar um einen empirischen Ansatz zur Beschreibung der minimalen Durchbruchflussdichte, jedoch konnte in dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 7.1.1), sowie in diversen Publikationen gezeigt werden, dass dieser Ansatz in vielen Fällen das Zündverhalten in guter Näherung wiedergibt [47, 49, 50]. Hierbei muss jedoch stets der Gültigkeitsbereich der jeweiligen Untersuchungen beachtet werden. In Abbildung 2.10 ist der Verlauf der Durchbruchflussdichte für Xe und Ar als Zündgase über dem Druck gezeigt. In diesem Fall wurde in erster Näherung für beide Gase $\gamma = (e - 1)^{-1}$ verwendet, um einen prinzipiellen Verlauf der Kurven darzustellen. Des Weiteren zeigt Abbildung 2.11 den Einfluss der Frequenz und des Strahlerradius auf die magnetische Durchbruchflussdichte.

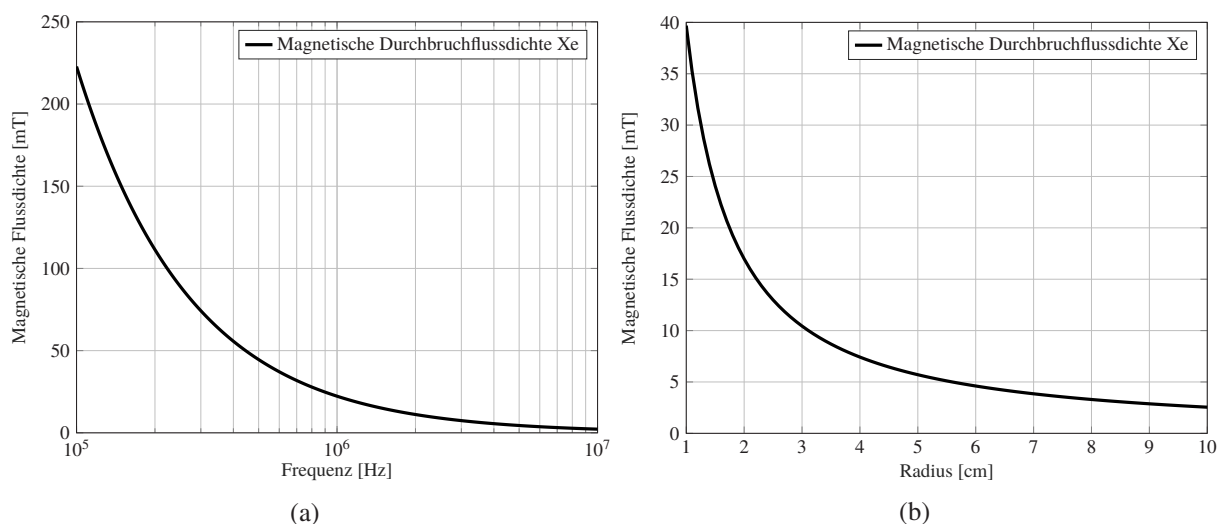


Abbildung 2.11: Einflussparameter auf die benötigte magnetische Durchbruchflussdichte: (a) Frequenzeinfluss auf den Xe Durchbruch in einem Quarzkörper mit $r = 28$ mm und einem Druck von $p = 100$ Pa; (b) Einfluss durch den Strahlerradius bei einem Druck von $p = 100$ Pa und einer Frequenz von $f = 2.5$ MHz.

2.3 Strahlungsentstehung

Beim Betreiben von Strahlungsquellen steht eine effiziente Strahlungserzeugung im Vordergrund. Aus diesem Grund sollen im Folgenden die hauptsächlichsten Prozesse betrachtet werden, welche zur Strahlungsentstehung beitragen. Hierzu wird zunächst auf die Entstehung von Linienstrahlung durch die diskreten Energiezustände von Atomen eingegangen. Des Weiteren sollen die wichtigsten Prozesse betrachtet werden, aus denen eine Linienverbreiterung resultiert. Anschließend wird der Beitrag von Rekombinations- und Bremsstrahlung erläutert. Da in dieser Arbeit verschiedene molekulare Komponenten als Leuchtmaterialien verwendet wurden, wird abschließend der Prozess der Entstehung von Molekularstrahlung beschrieben. Es soll hier nur eine grundlegende Betrachtung der Vorgänge erfolgen. Für genauere Recherchen sei beispielsweise auf [25, 28, 51, 52] verwiesen.

Die Strahlungsentstehung basiert bei allen genannten Prozessen auf dem Übergang von Elektronen aus unterschiedlichen Energiezuständen. Es werden hier hauptsächlich drei Arten von Übergängen unterschieden. So wird Linienstrahlung durch den Übergang der Elektronen innerhalb der diskreten Energiezustände der Atome erzeugt. Hier wird von einem Gebunden-Gebunden-Übergang gesprochen. Kontinuierliche Strahlung kann bei der Rekombination von freien Elektronen mit Ionen erzeugt werden. Dies geschieht bei Frei-Gebunden-Übergängen. Des Weiteren führt eine Änderung der kinetischen Energie von freien Elektronen auch zum Abstrahlen. Hierbei handelt es sich um Frei-Frei-Übergänge. Eine schematische Übersicht der Übergänge ist in Abbildung 2.12 (a) gezeigt.

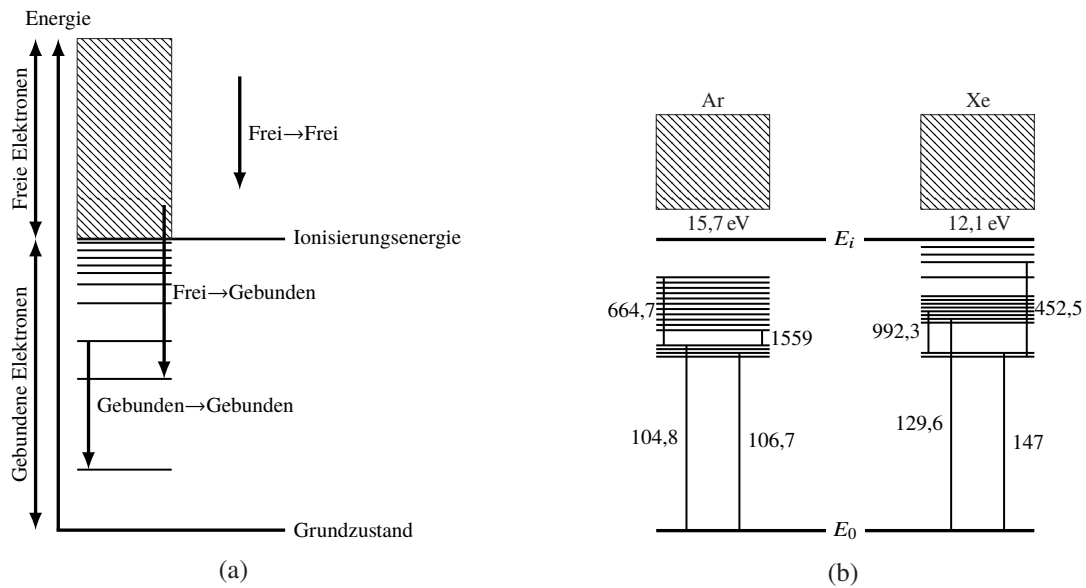


Abbildung 2.12: Schema der Energie-Übergänge: (a) Allgemeine Skizze der möglichen Übergänge. (b) Energieniveaudiagramm für Ar und Xe in Anlehnung an [25]. Die Ionisierungsenergie wurde hierbei auf die gleiche Höhe gesetzt. Die gezeigten Verbindungslinien entsprechen strahlenden Übergängen mit Angabe der entstehenden Wellenlänge in nm.

2.3.1 Linienstrahlung

Einer der wichtigsten Emissionsprozesse der hier betrachteten Plasmen ist die Entstehung von Linienstrahlung. Diese basiert auf den diskreten Energieniveaus des Atomaufbaus. So können freie Elektronen das Atom durch inelastische Stöße in einen angeregten Zustand versetzen, wobei die Energie des Elektrons auf den Anregungszustand des Atoms übertragen wird:



Hierbei deutet A^* an, dass sich das Atom A in einem angeregten Zustand befindet. Bei diesem Prozess wird ein an das Atom gebundenes Elektron auf ein höheres Energieniveau gehoben. Bei der Relaxation des Elektrons zurück in den Grundzustand wird die Energiedifferenz als Photon emittiert. Die Relaxation kann hierbei auch über Zwischenzustände erfolgen. Der Vorgang entspricht dabei folgender Gleichung:



Durch die diskreten Energieniveaus des Atomaufbaus wird daher die Energie und damit die Wellenlänge des abgegebenen Photons definiert. Hierdurch entsteht für jedes Element ein charakteristisches Profil aus Linienstrahlung. Ein Diagramm mit möglichen Energieniveaus von Ar und Xe sowie deren strahlende Übergänge ist in Abbildung 2.12 (b) gegeben. Sind die am Über-

gang beteiligten Energiezustände E_m und E_n bekannt und $E_m > E_n$, ergibt sich die abgestrahlte Wellenlänge als:

$$\lambda_{mn} = \frac{hc}{E_m - E_n} \quad (2.126)$$

Bei Annahme von LTE kann die Besetzungsdichte von E_m über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung bestimmt werden. Die Besetzung von E_n spielt in diesem Fall keine Rolle. Ist der Koeffizient der Übergangswahrscheinlichkeit der beteiligten Zustände bekannt, welcher auch als Einstein-Koeffizient A_{jk} bezeichnet wird, kann der Emissionskoeffizient für die Linienstrahlung bestimmt werden. Der Emissionskoeffizient e_{mn} gibt die abgestrahlte Leistung pro Zeit und Volumen an:

$$e_{mn} = \frac{hc}{\lambda_{mn}} A_{mn} n \frac{g_n}{Z} e^{-E_m/k_b T} L_{mn}(\lambda) \quad (2.127)$$

mit der Zustandssumme Z , welche die Summe aller Zustände $g_n \exp(-E_m/k_b T)$ angibt. $L_{mn}(\lambda)$ beschreibt das Linienprofil. Ausgehend von der vorangegangenen Betrachtung und der exakt definierten Anregungszustände würden unendlich dünne Linienprofile entstehen. Jedoch kann bei jeder Messung eines Atomspektrums eine Linienbreite beobachtet werden. Dies resultiert daraus, dass die Energieniveaus nicht unendlich exakt sind sondern eine Energiedifferenz ΔE existiert. Diese Energiedifferenz ist mittels der Heisenbergschen Unschärferelation mit der Lebensdauer τ_{E_m} des Anregungszustandes E_n verknüpft [25]:

$$\Delta E \approx \frac{h}{2\pi\tau_{E_m}} \quad (2.128)$$

Daraus folgt, dass nur der Grundzustand mit einer unendlichen Lebensdauer exakt definiert ist. Alle anderen Anregungszustände weisen eine Linienbreite auf. Diese wird als natürliche Linienbreite bezeichnet. Die natürliche Linienbreite resultiert aus der Annahme eines bewegungslosen Atoms, welches nicht von elektrischen oder magnetischen Feldern beeinflusst ist. Unter diesen Bedingungen ergibt sich der Formfaktor $L_{mn}(\lambda)$, welcher einem Lorentzprofil folgt [28, 52, 53]:

$$L_{mn}(\lambda) = \frac{\delta}{\pi [(\lambda - \lambda_0)^2 + \delta^2]} \quad (2.129)$$

Hier entspricht λ_0 der Zentralwellenlänge, sowie δ der Halbwertsbreite (im engl. Full Width at Half Maximum: FWHM) welche beschrieben werden kann als:

$$\delta = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} (\delta_m + \delta_n) = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} \left(\sum_{n=1}^{m-1} A_{mn} + \sum_{m=1}^{n-1} A_{nm} \right) \quad (2.130)$$

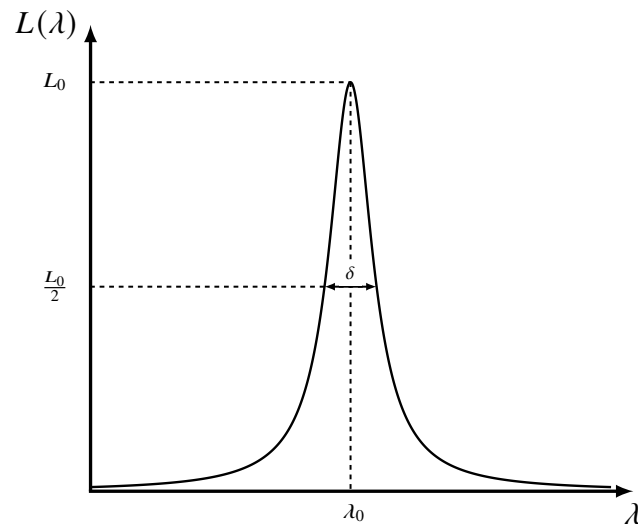


Abbildung 2.13: Skizze eines Lorentzprofils über der Wellenlänge.

In Abbildung 2.13 ist beispielhaft ein Lorentzprofil skizziert. Die natürliche Linienbreite unterliegt in der Praxis verschiedenen Verbreiterungsprozessen. So wird ein emittierendes Atom, welches sich auf einen Beobachter zu- bzw. wegbewegt, dem Dopplereffekt unterliegen. Dies bedeutet, dass der Beobachter bei einem auf ihn zukommenden Atom eine kleinere Wellenlänge sieht, während er bei einem sich entfernenden Atom eine größere Wellenlänge feststellt. Die Linie wird somit auseinander gezogen. Dieser Effekt wird als Dopplerverbreiterung bezeichnet. Der Verbreiterungsmechanismus ist hierbei nicht von dem betrachteten Atom und dessen Energiezuständen abhängig sondern hängt von der Geschwindigkeitsverteilung der Atome ab (vgl. Abschnitt 2.1.5). Ein weiterer Parameter, welcher zur Verbreiterung der Linien führt, ist der Druck. Es können verschiedene Prozesse unterschieden werden die zur Druckverbreiterung führen. Die Stoßverbreiterung wird beobachtet, wenn während eines Emissionsvorgangs das emittierende Atom gestoßen wird. Der Stoß führt zur Verschiebung der Energieniveaus und somit der abgegebenen Wellenlänge. Da die Anzahl der Stöße proportional zum Druck ist, gehört die Stoßverbreiterung zu den Druckverbreiterungsprozessen. Ein weiterer Prozess ist die Stark-Verbreiterung. Diese ist auf die Wechselwirkung des emittierenden Atoms mit Feldkomponenten, die durch benachbarte Ladungsträger erzeugt werden, zurückzuführen. Eine genauere Beschreibung dieses Prozesses kann beispielsweise in [54] nachvollzogen werden.

2.3.2 Rekombinations- und Bremsstrahlung

Neben der Erzeugung von Linienstrahlung spielen auch Frei-Frei- sowie Frei-Gebunden-Übergänge eine große Rolle bei der Strahlungserzeugung in Mittel- bis Hochdruckplasmen.

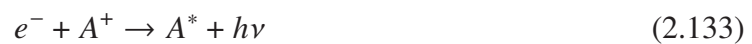
Wird beispielsweise ein freies Elektron von einem Ion eingefangen und ein Photon erzeugt, spricht man von Rekombinationsstrahlung:



Der Vollständigkeit halber soll hier auch erwähnt werden, dass bei dem Prozess der Rekombination die Energie des Elektrons auch durch einen Dreiteilchenstoß an ein weiteres Elektron abgegeben werden kann:



Da das Elektron bei dem Frei-Gebunden-Übergang eine beliebige Energie aufweisen kann, ergibt sich die Energie des Photons aus der Ionisierungsenergie des Atoms sowie aus der kinetischen Energie des Elektrons. Es ergibt sich also ein kontinuierliches Spektrum. Das Elektron muss hierbei nicht zwingend in den Grundzustand des Atoms rekombinieren:



Die Rekombinationsrate und somit die entstehende Strahlung ist proportional der Ionen- bzw. Elektronendichte. Diese hängt wiederum von der Neutralteilchendichte ab. Es zeigt sich also, dass die Intensität der abgegebenen Rekombinationsstrahlung proportional zum Druck verläuft [25].

2.3.3 Molekularstrahlung

Die Betrachtung der Molekularstrahlung soll im Folgenden am Beispiel eines I_2 -Moleküls erfolgen, da dieses im weiteren Verlauf dieser Arbeit von besonderer Bedeutung ist. Die Struktur eines Moleküls ist im Vergleich zu einzelnen Atomen viel komplexer. Dies hat den Ursprung in den zusätzlichen Freiheitsgraden, welche ein Molekül für die erlaubten Energiezustände aufweist. So kann die Anregungsenergie eines Moleküls als die Summe der Energien der entsprechenden Freiheitsgrade, der Rotation, Schwingung und Elektronenanregung beschrieben werden [55]. Die potentielle Energie eines Moleküls kann in guter Näherung als das Morse-Potential des entsprechenden Moleküls dargestellt werden. Dieses kann beschrieben werden als:

$$V(R_i) = D \left[1 - e^{-a(R_i - R_e)} \right]^2 \quad (2.134)$$

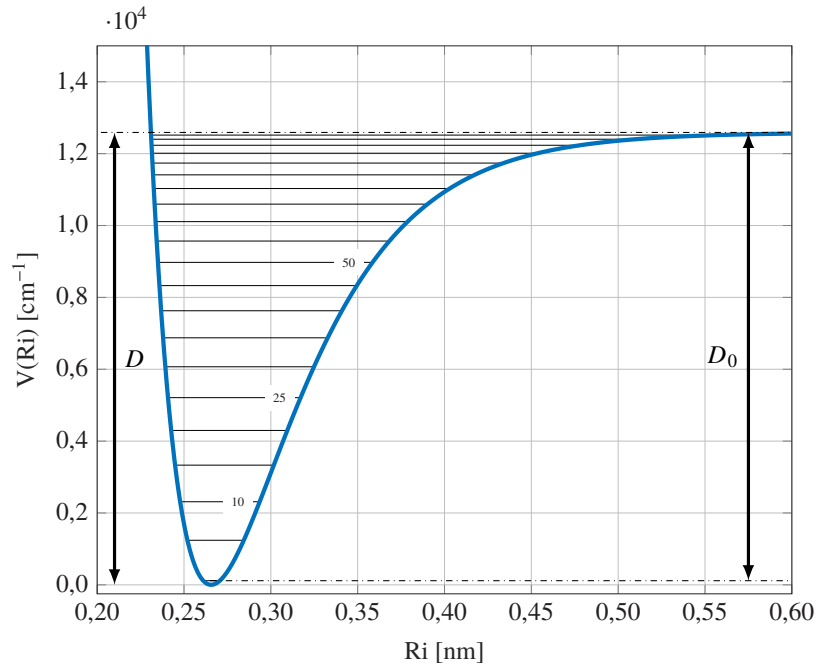


Abbildung 2.14: Morse Potential eines I_2 -Moleküls. Eingezeichnet sind die erlaubten Energieniveaus mit $\Delta\nu = 5$ sowie der minimalen Energie D_0 als auch der Dissoziationsenergie D

Dabei entspricht D der Dissoziationsenergie. a ist eine molekulspezifische Größe und ergibt sich aus:

$$a = (m_r/2D)^{1/2} \omega_e \quad (2.135)$$

wobei m_r der reduzierten Masse und ω_e der Schwingungsfrequenz des harmonischen Oszillators entspricht [51]. So ist in Abbildung 2.14 das Morse-Potential eines I_2 -Moleküls über dem Kernabstand R_i gezeigt. Der Berechnung des Morse-Potentials wurden die molekulspezifischen Größen des I_2 -Moleküls, wie in [56] und [57] angegeben, zugrunde gelegt. Wird der Kernabstand der Atome, welche um das Energieminimum schwingen erhöht, steigt die potentielle Energie an. Wird die Dissoziationsenergie D überschritten, dissoziiert das Molekül und die Atome liegen nicht mehr im gebundenen Zustand vor. Es ist zu beachten, dass das Minimum des Potentials bei $R_i = R_e$ nicht auf Null abfällt. Dieses Verhalten resultiert aus der Unschärferelation, wobei das Minimum daher einen Wert von $\hbar\omega/2$ annimmt [51]. Somit wird in der Praxis die Differenz von minimaler Energie zur Dissoziationsenergie D_0 gemessen. Aus der Lösung der Schrödingergleichung für die vorliegende Potentialkurve ergeben sich entsprechend dem Molekül die erlaubten Energiezustände. Die Energierterme zur Berechnung lauten:

$$E_\nu = \hbar\omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - x_e \hbar\omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 \quad \nu = 0, 1, 2, \dots \quad (2.136)$$

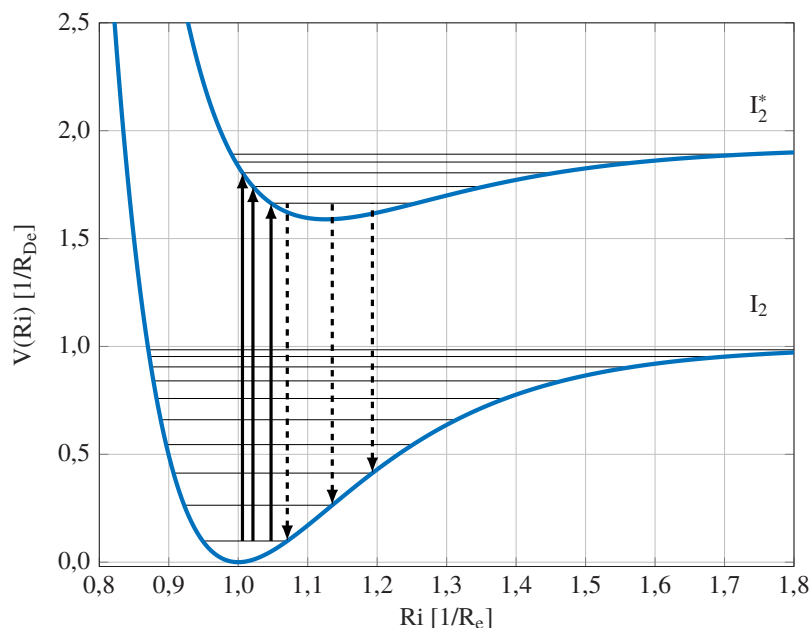


Abbildung 2.15: Grundzustand und erster angeregter Zustand eines I₂-Moleküls. Die Pfeile deuten mögliche strahlende Übergänge an. Diese finden nur zwischen den erlaubten Energien des angeregten Zustands und dem Grundzustand statt.

mit der Quantenzahl ν für den jeweiligen erlaubten Zustand und x_e , der Anharmonizitätskonstante. Sie resultiert aus:

$$x_e = \frac{\hbar\omega_e}{4D} \quad (2.137)$$

Somit ergeben sich für den Übergang von angeregten Elektronen in niedrigere Zustände diskrete Energiedifferenzen. Diese sind schematisch in Abbildung 2.15 gezeigt. Wie auch in Abbildung 2.15 angedeutet, finden strahlende Übergänge bevorzugt zwischen angeregten und nicht angeregten Molekülen statt. Die Energiezustände können hierbei sehr nahe zusammen liegen sodass einzelne Linien kaum einen Abstand zueinander aufweisen. Ein solcher Fall wird als quasikontinuierliche Viellinienstrahlung bezeichnet [5].

3 Vorgehen zur Strahlerfertigung und Auswahl der Füllmaterialien

Im folgenden Kapitel soll das grundsätzliche Vorgehen bei der Auswahl der Füllparameter von induktiven Strahlungsquellen vorgestellt werden. Hierzu wird zunächst das Verfahren zum Fertigen und Füllen der Plasmabehälter erläutert. Im Anschluss wird auf das Auswahlverfahren der Zündgase sowie deren Parameter eingegangen. Abschließend werden Kriterien für die Auswahl eines geeigneten Leuchtgases für die Erzeugung von UV-Strahlung aufgezeigt.

3.1 Vorgehen zur Strahlerfertigung

Die Plasmabehälter der untersuchten Strahler wurden aus Quarzglas in der Glasbläserei des LTI gefertigt. Hier konnten verschiedene Geometrien realisiert werden. Das grundsätzliche Verfahren besteht im Verjüngen und Verschließen von Glasrohren sowie im Anbringen eines Pumpstutzens. In Abbildung 3.1 sind zur Veranschaulichung ein Quarzrohling sowie ein bereits gefüllter Quarzkörper gezeigt. Um eine hohe Transmission im UV-Bereich zu gewährleisten, wurde als Behältermaterial HSQ[®] 300 MF verwendet. Hierbei handelt es sich um hochreines Quarz der Firma Heraeus, welches durch seinen geringen OH-Anteil für Hochtemperaturanwendungen geeignet ist. Die Transmission wird bei 200 nm bei einer Stärke von 1 mm noch mit 85 % angegeben [58]. Um Verunreinigungen in den gefüllten Strahlern zu vermeiden, werden die Plas-

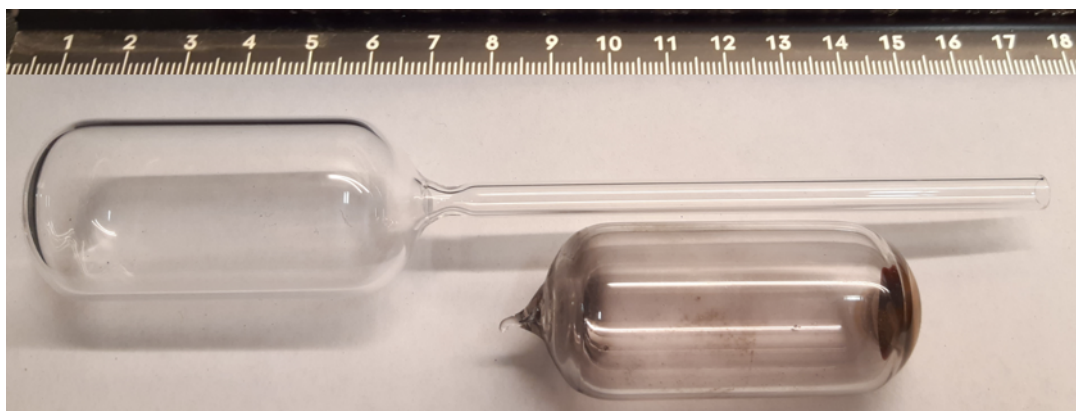


Abbildung 3.1: Plasmabehälter. Oben: Quarzrohling mit Pumpstutzen. Unten: Strahler mit Leuchtmaterial und abgeschmolzenem Pumpstutzen

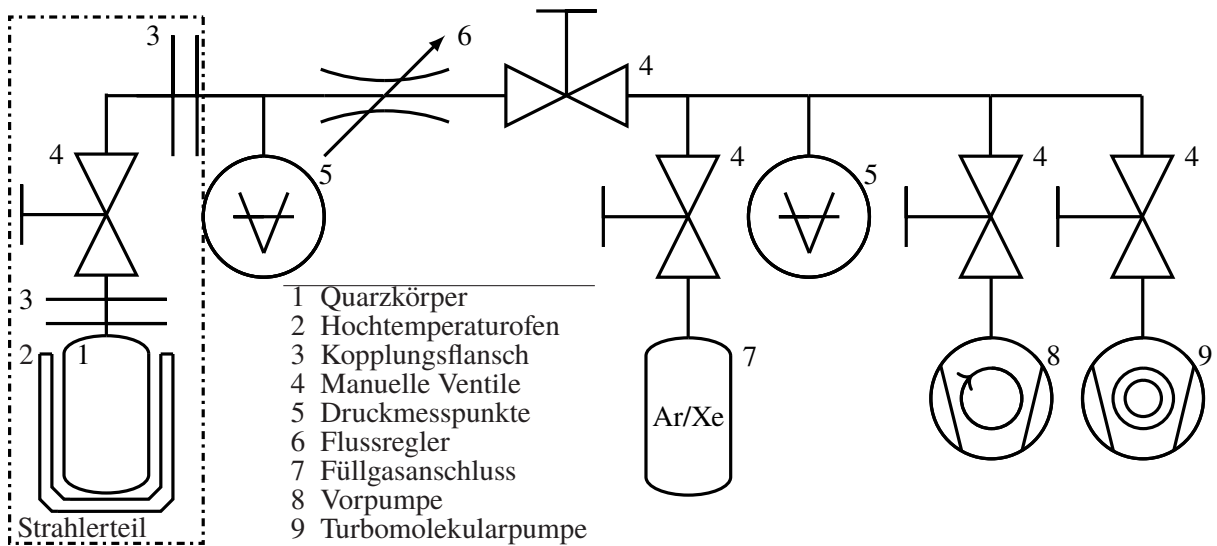


Abbildung 3.2: Schaltbild des verwendeten Vakuumpumpstandes.

mabehälter zunächst unter Vakuum ausgeheizt. Hierzu wird ein Vakuumpumpstand verwendet, der in Abbildung 3.2 skizziert ist. Die Quarzkörper werden mittels Ventil an den Pumpstand gekoppelt und im Inneren wird ein Vakuum im Bereich von $p = 1 \cdot 10^{-4}$ Pa erzeugt. Anschließend wird der Plasmabehälter während der Absaugung für ca. acht Stunden in einem Hochtemperaturofen auf $T \geq 900$ °C erhitzt. Dies gewährleistet ein Verdampfen von Feuchtigkeit und anderen Verunreinigungen im Inneren des Quarzkörpers. Im nächsten Schritt wird der Behälter mit dem gekoppelten Ventil (markiert als Strahlerteil in Abbildung 3.2) in eine Glovebox zum Befüllen transportiert. Um während des Transports den Eintritt von Umgebungsluft zu verhindern wird der Quarzkörper mit einem Argon-Druck von etwas über einer Atmosphäre gefüllt. In der Argon gespülten Glovebox herrscht eine Wasserstoff- und Sauerstoffkonzentration von unter 1 ppm. Dies verhindert die Verunreinigung sowie die Oxidation der Füllmaterialien. Die Füllmaterialien werden nun mittels Feinwaage mit einer Genauigkeit von $10 \mu\text{g}$ abgewogen und in den Plasmabehälter eingebracht. Anschließend wird der Strahlerteil wieder mit dem Pumpstand verbunden und die Argon-Atmosphäre, welche in der Glovebox eingetreten ist, abgesaugt. Dann wird der gewünschte Startgasdruck eingestellt. Durch den eingebauten Flussregler (Abbildung 3.2 Punkt 6) ist ein präzises Einstellen des Fülldrucks möglich. Anschließend wird der Quarzkörper am Ansatz des Pumpstutzens unter Verwendung eines H_2O_2 -Brenners abgeschmolzen. Wurden flüchtige Materialien zur Füllung verwendet, werden diese während des Abschmelzvorganges mittels Kältespray an der dem Pumpstutzen gegenüberliegenden Behälterseite kondensiert und somit deren Verdampfen verhindert.

Die so gefertigten Strahler sind nach dem Abkühlen fertig für den Betrieb.

3.2 Auswahl des Startgases

Da bei Raumtemperatur die Füllmaterialien im flüssigen oder festen Zustand vorliegen, worauf im nächsten Abschnitt noch detailliert eingegangen wird, wird zum Initiieren der Entladung ein Startgas benötigt. Dieses ermöglicht das Zünden des Plasmas und soll den Plasmabehälter so weit aufheizen, dass die Füllmaterialien verdampfen und in die Gasphase übergehen. Das Startgas muss somit zwei Kriterien erfüllen. Zum Einen sollte es einfach zu zünden sein, zum Anderen muss es sich inert gegenüber den übrigen verwendeten Materialien verhalten, da sonst chemische Reaktionen zu langfristigen Veränderungen der Füllmaterialien führen würden und somit kein reproduzierbarer Plasmabetrieb möglich wäre. Daher kommen hier Edelgase wie Ne, Ar, Kr und Xe zum Einsatz. Durch die geringe Atomgröße wird He nicht verwendet, da dieses durch das Glas des Strahlers diffundieren kann.

Bereits in vorangegangenen Arbeiten wurde gezeigt, dass neben den genannten Eigenschaften eine hohe Leitfähigkeit des Plasmas gewünscht ist [5]. Eine hohe Plasmaleitfähigkeit führt zu einem schnellen Hochlaufen der Strahler. Zum abschätzenden Vergleich der Gase in Bezug auf die Leitfähigkeit kann folgender Quotient betrachtet werden [5]:

$$\kappa_p \propto \frac{e^{-E_i/2k_bT}}{r^2} \quad (3.1)$$

Somit sollte für eine hohe Leitfähigkeit der Atomradius als Maß für den Stoßquerschnitt möglichst groß sein und die Ionisierungsenergie als Maß für die Elektronendichte möglichst niedrig. Die Atomradien sowie die Ionisierungsenergien der zur Auswahl stehenden Zündgase sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Es ist ersichtlich, dass die Eigenschaften von Xe am Geeignetsten erscheinen. Auf Xe als Startgas wird daher ein besonderes Augenmerk in dieser Arbeit gelegt. Allerdings wird auch Ar in die Untersuchungen mit einbezogen, da dieses in der technischen Anwendung weit verbreitet ist und auch die Preise sehr viel niedriger ausfallen als für Xe. Da die Gase Ne und Kr im Vergleich einen deutlich geringeren Atomradius aufweisen und auch eine höhere Ionisierungsenergie besitzen wurden sie bei den durchgeführten Untersuchungen nicht betrachtet.

Dem genauen Verhalten der Startgase beim Zünden sowie beim Hochlaufen der Strahler kommt im Allgemeinen eine große Bedeutung bei induktiven Plasmen zu. Hierzu wurde eine genauere Untersuchung durchgeführt, welche in Abschnitt 7.1.1 vorgestellt wird.

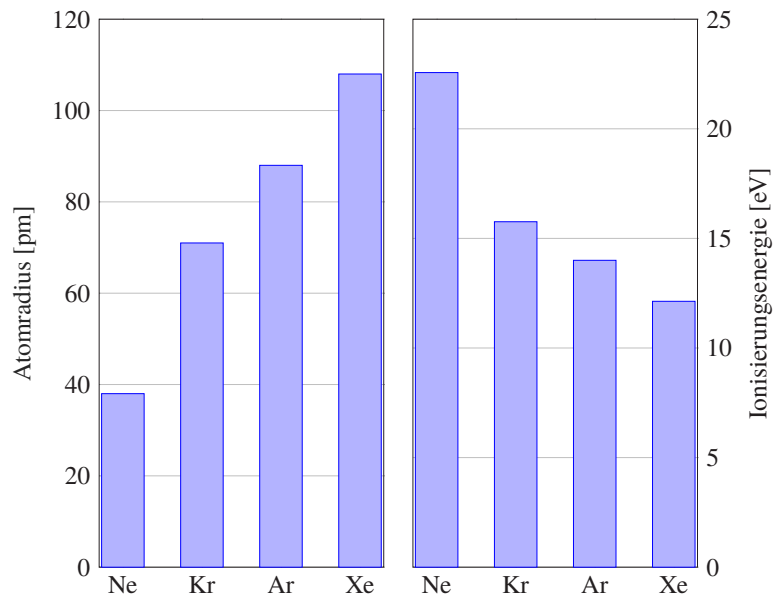


Abbildung 3.3: Atomradien und Ionisierungsenergien der möglichen Zündgase (In Anlehnung an [5]).

3.3 Auswahl des Leuchtmaterials

Die Auswahl der Leuchtmaterialien ist durch verschiedene Parameter und physikalische Eigenschaften begrenzt. Die wichtigste Rolle spielt hier beispielsweise der Dampfdruck und die Emissionslinien der Materialien. Des Weiteren soll im Hinblick auf eine mögliche Anwendung zur Wasserentkeimung auf Materialien verzichtet werden, welche bei Kontakt mit Wasser im Störfall heftige Reaktionen auslösen. Hier haben sich nach Recherchen die Halogenid-Verbindungen des Iods als geeignete Basis der Füllmaterialien herausgestellt. Im Folgenden sollen die möglichen Füllungen unter Berücksichtigung der genannten Eigenschaften genauer betrachtet werden.

3.3.1 Auswahl anhand des Dampfdrucks

Wird der temperaturabhängige Druckverlauf beim Hochlaufen der Strahler betrachtet, kann dieser als die Summe der Partialdrücke der vorhandenen Spezies beschrieben werden. Der Druckverlauf des Startgases kann hierbei in guter Näherung als ideales Gas angenommen werden. Es gilt:

$$p = n_k k_b T V^{-1} \quad (3.2)$$

wobei die Teilchenzahl, welche in der Literatur häufig mit N beschrieben wird, hier mit n_k angegeben wurde, um eine Verwechslung mit der Windungszahl der Spule zu vermeiden. Der

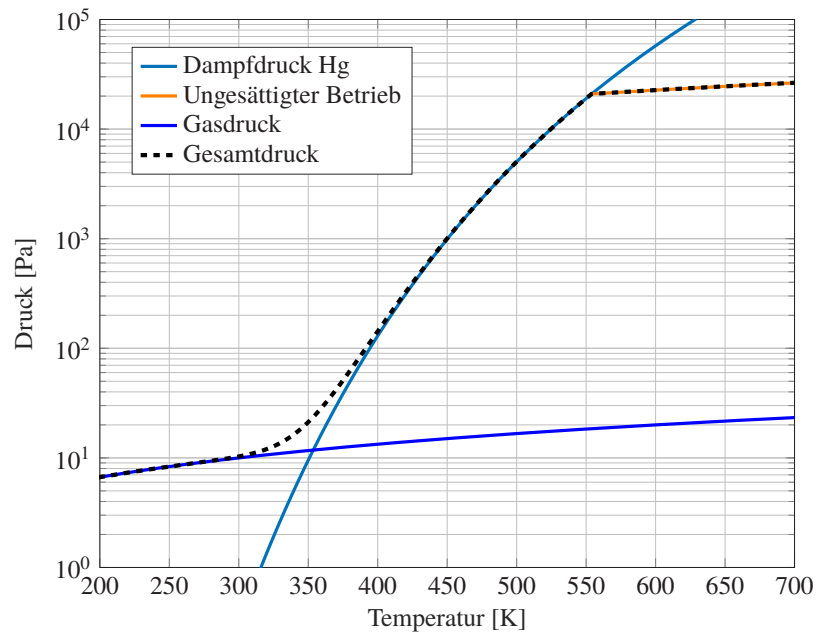


Abbildung 3.4: Temperaturabhängiger Druckverlauf eines Quecksilberstrahlers.

Partialdruck des Leuchtmaterials kann durch seinen temperaturabhängigen Dampfdruck beschrieben werden. Dieser wird empirisch beschrieben durch:

$$\log_{10}(p) = -A_p \frac{1}{T} + B_p \quad (3.3)$$

mit den materialspezifischen Konstanten A_p und B_p . Der grundsätzliche Druckverlauf eines mit Quecksilber gefüllten Strahlers mit 10 Pa Startgasdruck ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Quecksilber soll hier als Beispiel des Druckverlaufs dienen, da es als Füllmaterial einige vorteilhafte Eigenschaften aufweist und den Ausgangspunkt der Auswahl von geeigneten Füllmaterialien darstellt. Es ist zu erkennen, dass bei niedrigen Temperaturen der Startgasdruck den Gesamtdruck dominiert. Dieses Verhalten ist zu bevorzugen, da auch schon beim Zünden der Startgase, ohne Komponenten des Füllmaterials in der Gasphase, erhebliche Felder erzeugt werden müssen, um die Zündung zu initiieren. Weist ein Füllmaterial bei Raumtemperatur einen geringen Dampfdruck auf, so liegt es größtenteils kondensiert am Glas des Plasmabehälters vor. Somit ist das verwendete Startgas und dessen Fülldruck der dominante Parameter bei der Zündung. Da der Druck beim Startvorgang möglichst im Optimum der Zündkurve liegen sollte (vgl. Abschnitt 2.2.4), um die benötigten Felder generieren zu können, kann der Enddruck daher nicht durch den Startgasdruck eingestellt werden. Im weiteren Verlauf beginnt das Füllmaterial zu verdampfen. Wird beim Betrieb nicht das gesamte Füllmaterial verdampft, wird dies als gesättigter Betrieb bezeichnet. Hier ist der Druck stark von der Betriebstemperatur und dem Dampfdruck des Materials abhängig. Überschreitet die Temperatur den Punkt an dem das

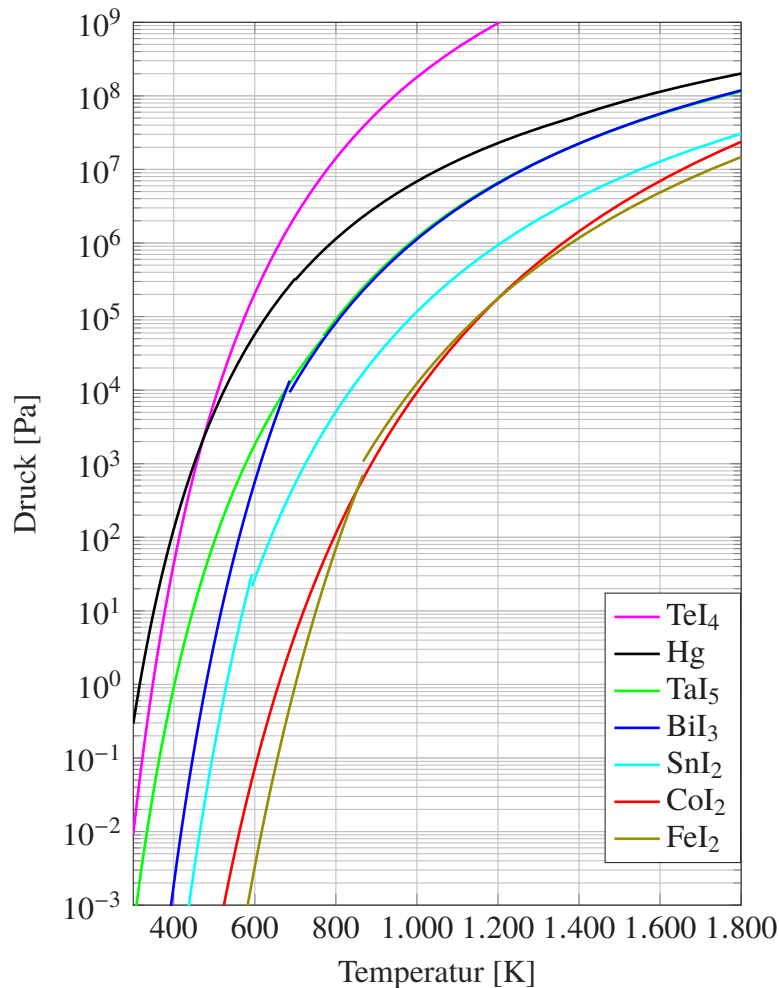


Abbildung 3.5: Vergleich der Dampfdrücke der möglichen Halogenidkomponenten. Die Sprünge in den Kurven beruhen auf den Siedepunkten der Materialien.

gesamte Füllmaterial verdampft ist, wird von einem ungesättigten Betrieb gesprochen. Dieser ist ebenfalls in Abbildung 3.4 für 0,1 g Hg in einem Strahlervolumen von 100 cm^3 aufgezeigt. Hier folgt der Druck in erster Näherung wieder der Temperaturabhängigkeit eines idealen Gases. Eine Anforderung an den Dampfdruck des Füllmaterials stellt somit eine möglichst hohe Betriebstemperatur dar. Durch den temperaturabhängigen Dampfdruck ist der Enddruck also durch die Temperatur des kältesten Punktes des Quarzgefäßes vorgegeben. Die Temperatur wird durch die Transformationstemperatur des Glases von $T \approx 1.300 - 1.400 \text{ K}$ limitiert. Ab dieser ändern sich die mechanischen Eigenschaften des Glases grundlegend [59]. Da viele Materialien in diesem Temperaturbereich nur einen geringen Partialdruck aufweisen, rückt die Verwendung von Halogeniden als Füllung in den Vordergrund. Zur Auswahl eines geeigneten Materials kann der temperaturabhängige Dampfdruck der Literatur entnommen werden. Für Halogenide sei beispielsweise auf [60] verwiesen. Wie bereits erwähnt wurde als Ausgangspunkt der Untersuchungen der Dampfdruck von Quecksilber gewählt, da hier die Eigenschaften von kon-

ventionellen Strahlersystemen bereits bekannt sind. Durch dieses Verfahren konnte anhand des Dampfdrucks eine Auswahl an möglichen Füllmaterialien identifiziert werden. Der Dampfdruck dieser Komponenten ist im Vergleich zu Quecksilber in Abbildung 3.5 gegeben. Auch einige Halogenide des Bors oder Chlors wären anhand ihres Dampfdrucks verwendbar, diese wurden jedoch durch ihre Toxizität in ihrer Elementarform nicht in die Auswahl mit einbezogen (vgl. Abschnitt 1.2.2).

3.3.2 Auswahl anhand der Emissionslinien

Wie in Abschnitt 1.2.2 gezeigt, muss zur Desinfektion von Wasser eine möglichst hohe Strahlungsleistung im Bereich zwischen 200 und 340 nm erzeugt werden. Um eine Auswahl an Leuchtmaterialien zu treffen kann auf Datenbanken, wie sie beispielsweise von dem National Institute of Standards and Technology [61] zur Verfügung gestellt wird, zurückgegriffen werden. Bei bekannten atomaren Energieniveaus, als auch der Elektronendichte und Temperatur, ist es möglich, ein theoretisches Strahlungs-Spektrum zu berechnen (vgl. Abschnitt 2.3). Hierzu werden zunächst typische Werte, welche von ICPs bei Atmosphärendruck erreicht werden, zur ersten Abschätzung genutzt [62]. So wurde eine Elektronendichte von $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sowie eine Elektronentemperatur von $T_e = 0,75 \text{ eV}$ zur Berechnung verwendet. In Abbildung 3.6 sind die so berechneten Spektren der bereits in Abschnitt 3.3.1 gezeigten Vorauswahl der möglichen Leuchtmaterialien dargestellt. Hierbei wurde angenommen, dass bei einer Gleichgewichtsentladung mit $T_e = T_g = 0,75 \text{ eV} \approx 8.700 \text{ K}$ die Halogenide verdampfen und größtenteils dissoziiert vorliegen. Daher wurde das bei allen Halogeniden vorhandene Iod zunächst bei der Auswahl der Emissionslinien nicht berücksichtigt. Alle hier aufgeführten Materialien weisen Linien in den für die Anwendung interessanten Wellenlängen zwischen 200 und 340 nm auf.

Te zeigt im erwähnten Bereich nur drei signifikante Linien. Diese befinden sich bei 214,27 nm, sowie bei 225,87 nm und bei 238,53 nm. Die letzten beiden Linien befinden sich allerdings in einem Bereich, bei der die Gewichtung durch das Inaktivierungsspektrum ein Minimum durchläuft (vgl. Abbildung 1.2). Auch Bi zeigt nur einzelne Linien zwischen 200 und 340 nm. Die dominantesten Wellenlängen liegen hier bei 223,07 nm sowie bei 306,75 nm. Die letztgenannte Linie trägt durch den Verlauf des Wirkspektrums nur bedingt zur Inaktivierung von Bakterien bei und ist für die Anwendung nicht von großem Nutzen. Die anderen betrachteten Materialien weisen sehr viele Linien im interessanten Bereich auf. Beispielsweise zeigt Ta seine Hauptlinien bei 277,59 nm und bei 289,19 nm. Hier ist allerdings zu beachten, dass Ta auch sehr viele Linien oberhalb von 340 nm und über den gesamten sichtbaren Bereich aufweist, welche als Verlust betrachtet werden müssen. Bei Sn, Co und Fe befinden sich die höchsten Linien auch im nutzbaren Bereich. Bei Sn liegt die maximale Linie bei 283,99 nm und bei Co bei 240,76 nm. Zwar liegen bei diesen Elementen auch Linien oberhalb der nutzbaren Wellenlängen, jedoch

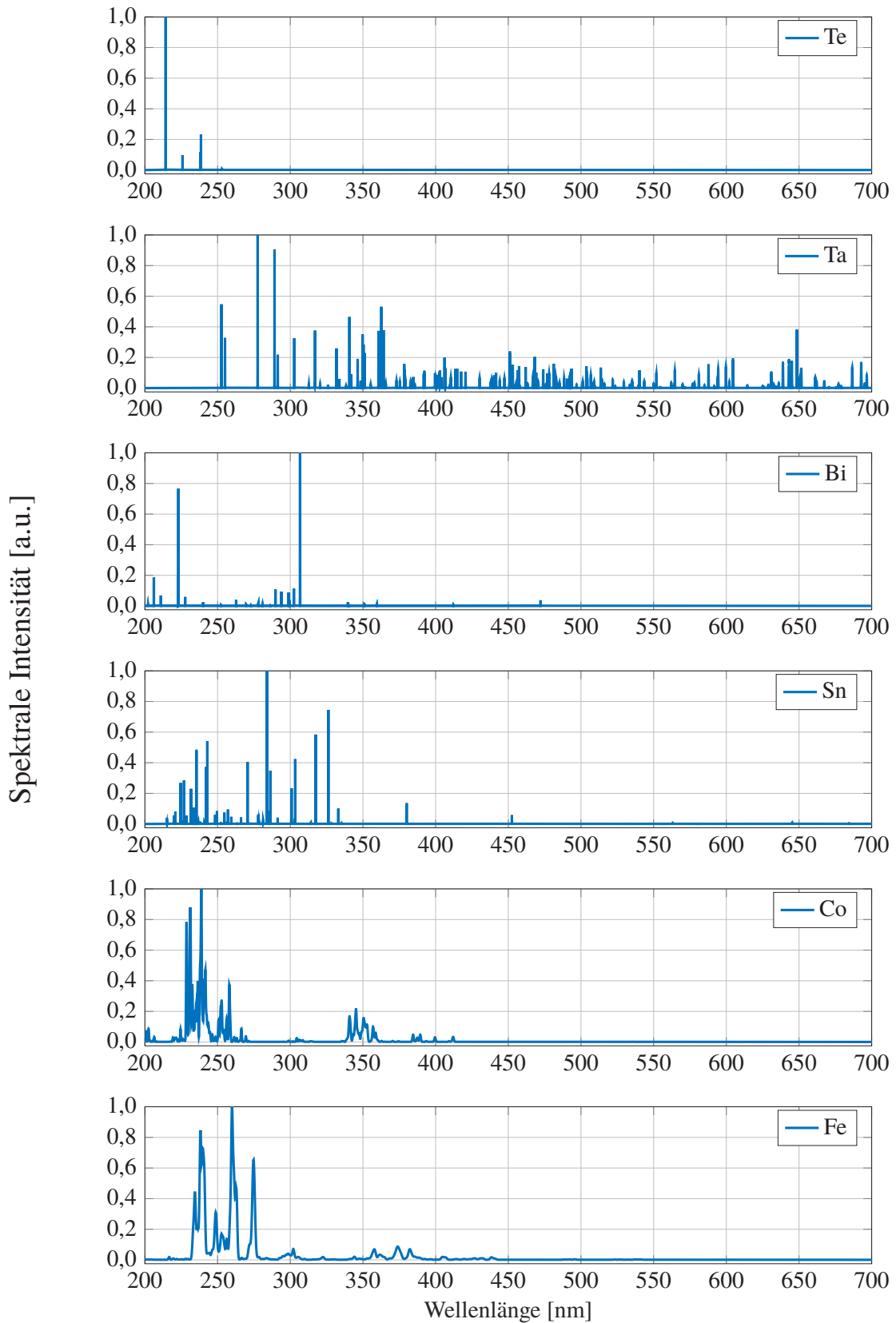


Abbildung 3.6: Spektrale Intensitäten der möglichen Füllmaterialien.

kommen diese nur vereinzelt vor. Auch Fe zeigt eine ähnliche Charakteristik. Die Hauptlinien befinden sich hier bei 248,33 nm und 248,93 nm als Doppellinie. Folglich weisen alle hier genannten Materialien Linien im für die Anwendung interessanten Spektralbereich auf.

Das durchgeführte Auswahlverfahren bietet nur eine Abschätzung des realen Strahlungsverhaltens. Die gezeigten Resultate vernachlässigen mehrere Einflussfaktoren. So wurde der Einfluss des Startgases und dessen Druck hier nicht betrachtet. Auch Linienverbreiterungen, welche durch die in Kapitel 2.3 aufgeführten Effekte auftreten, sowie die Entstehung von Molekularstrahlung, wurden zunächst vernachlässigt. Dennoch konnte durch das gezeigte Verfahren die Auswahl an möglichen Füllmaterialien aus einer Vielzahl von möglichen Elementen auf die hier vorgestellten Komponenten eingegrenzt werden.

Somit bilden die in Abbildung 3.6 aufgeführten und oben diskutierten Materialien den Ausgangspunkt für die Untersuchungen zum Betrieb eines effizienten induktiv gekoppelten Hochdruckplasmas zur UV-Erzeugung.

4 Experimenteller Aufbau und Messmethode

Im folgenden Kapitel soll der experimentelle Aufbau, welcher zum Betrieb und zur Vermessung der untersuchten Strahlungsquellen verwendet wurde, vorgestellt werden. Zunächst wird auf die allgemeine Auslegung der Leistungsversorgung sowie die verwendeten Messinstrumente und deren Positionierung eingegangen. Anschließend wird das Vorgehen zur Strahlungsvermessung und die zur Bestimmung der Effizienz benötigten Berechnungen beschrieben. Hierauf folgt die Betrachtung der Leistungsversorgung. Zu Beginn der Untersuchungen wurde ein konventioneller linearer Leistungsverstärker verwendet. Des Weiteren wurde eine Leistungsversorgung durch einen am Lichttechnischen Institut entwickelten Siliziumkarbid (SiC)-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichter realisiert. Beide Varianten sollen genauer erläutert werden.

4.1 Messaufbau

Die zur Untersuchung verwendete Anordnung ist in Abbildung 4.1 skizziert. Der grundsätzliche Aufbau besteht aus der Leistungsversorgung und dem Anpassnetzwerk, auf welche in den nächsten Abschnitten detaillierter eingegangen wird. Die Messung des Spulenstroms wurde mittels einem Breitband Stromsensor (Pearson Electronics, Palo Alto, USA) realisiert. Die Spule kann, je nach Dimensionierung der Strahlungsquelle, in verschiedenen Geometrien realisiert werden. Für die ersten Versuche wurde eine Spule mit einer Anzahl an Wicklungen von $N = 22$ und einem Durchmesser von $d = 30$ mm sowie einer Länge von $l = 15$ mm verwendet. Diese Dimensionierung resultiert aus dem Versuch, ein möglichst hohes Magnetfeld bei den verwendeten Frequenzen von $f = 1\text{-}3$ MHz und des verwendeten Anpassnetzwerks zu erzeugen. Hierbei mussten der Einstellbereich der verwendeten Kapazitäten sowie die Resonanzfrequenz des Aufbaus beachtet werden, um eine $50\ \Omega$ -Anpassung mit den vorhandenen Komponenten zu erreichen. Die eingespeiste Leistung wurde zwischen dem Leistungsverstärker und dem Anpassnetzwerk mittels Richtkoppler (01BN64464869C0001, Spinner, München, Deutschland) und thermischen Leistungssensoren (NRP18T, Rohde&Schwarz, München, Deutschland) vermessen. Bei der späteren Verwendung des SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichters zur Leistungsversorgung wurde die DC-Eingangsleistung der Vollbrücke zum Berechnen der Effizienzen verwendet.

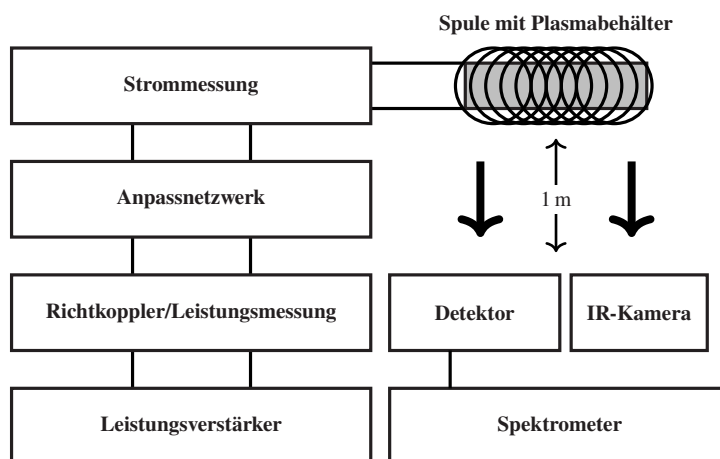


Abbildung 4.1: Skizze des verwendeten Aufbaus mit Leistungsversorgung und Diagnostik.

Die Analyse der abgegebenen Strahlung wurde durch ein Arrayspektrometer (CAS140d, Instrument Systems, München, Deutschland) realisiert. Mit genanntem Spektrometer konnte die Strahlung in einem Wellenlängenbereich zwischen 200 - 800 nm spektral analysiert werden. Die Einkopplung in das Gerät erfolgte durch eine kosinuskorrigierte Einkoppeloptik (EOP-146, Instrument Systems, München, Deutschland). Das Gesamtsystem war dabei absolut auf Bestrahlungsstärke kalibriert. Der Detektor wurde in einem Meter Entfernung zur Spulenmitte positioniert, was eine spätere Effizienzberechnung vereinfacht.

Die Überwachung der Temperatur erfolgte durch den Einsatz einer Infrarotkamera (A325, FLIR Systems, Wilsonville, USA). Diese wurde ebenfalls in einem Abstand von einem Meter zur Spule eingerichtet.

Die Temperaturüberwachung spielt bei mehreren Aspekten der Untersuchungen eine entscheidende Rolle. So kann beispielsweise bei bekannter Temperatur des Glases des Plasmabehälters durch den Dampf- und Gasdruck der Füllmaterialien auf den Gesamtdruck des Systems geschlossen werden. Des Weiteren führt die Temperatur des Glases auch zur Limitierung der Leistungseinkopplung, da eine Erwärmung von über 1400 K vermieden werden muss, um das Aufschmelzen des Plasmabehälters und somit die Zerstörung des Strahlers zu vermeiden.

4.2 Messvorgehen bei der Strahlungsmessung

Wird die zu vermessende Lichtquelle in einem ausreichenden Abstand vermessen, kann sie als Punktlichtquelle betrachtet werden [63]. Durch den beschriebenen Messaufbau und dem Detektor in einem Abstand von $d_{\text{det}} = 1 \text{ m}$ zur Strahlungsquelle ergibt sich für alle hier beschriebenen Messungen ein Fehler von $\leq 1 \%$ [64]. Allerdings wird in diesem Fall angenommen, dass die Lichtquelle in alle Richtungen homogen abstrahlt. Da dies durch die umhüllende Spule nicht

vollständig gewährleistet ist, wurde eine Betrachtung der Strahlungsverteilung unter Berücksichtigung der Spule vorgenommen, welche im Anhang A.1 zu finden ist. Unter der Annahme der homogenen Abstrahlung wird die Detektoroberfläche als Punkt auf einer die Lichtquelle einschließenden Kugel mit dem Radius des Abstands zum Detektor d_{det} definiert. Somit ergibt sich die gesamte abgegebene Strahlungsleistung E_S als die Kugeloberfläche multipliziert mit dem Integral der Bestrahlungsstärke $I_1(\lambda)$ über der Wellenlänge:

$$E_S = 4\pi d_{\text{det}}^2 \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_1(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

Um nun die Effizienz zu bestimmen wird durch die elektrische Eingangsleistung P_{in} dividiert. Somit ergibt sich für die Effizienz η :

$$\eta = 4\pi d_{\text{det}}^2 \frac{1}{P_{\text{in}}} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_1(\lambda) d\lambda \quad (4.2)$$

Durch die spätere Anwendung der Strahler zur Entkeimung von Wasser spielt auch die Inaktivierungseffizienz η_g eine Rolle. Diese ergibt sich unter Einbezug der Wirkfunktion $I_g(\lambda)$ im Wellenlängenbereich der Inaktivierung der Bakterien und Viren:

$$\eta_{gem} = 4\pi d_{\text{det}}^2 \frac{1}{P_{\text{in}}} \int_{\lambda=200}^{\lambda=340} I_1(\lambda) I_g(\lambda) d\lambda \quad (4.3)$$

Entsprechend der digitalen Messtechnik können die Integrale in Gleichung 4.2 und 4.3 in folgende Summen überführt werden:

$$\eta = 4\pi d_{\text{det}}^2 \frac{1}{P_{\text{in}} \Delta\lambda} \sum_{\lambda=200}^{\lambda=340} I_1(\lambda) \quad (4.4)$$

$$\eta_{gem} = 4\pi d_{\text{det}}^2 \frac{1}{P_{\text{in}} \Delta\lambda} \sum_{\lambda=200}^{\lambda=340} I_1(\lambda) I_g(\lambda) \quad (4.5)$$

Die bereits in Abschnitt 1.2 eingeführte Wirkfunktion I_g sowie ein gewichtetes und ungewichtetes Hg-Spektrum sind zur Veranschaulichung in Abbildung 4.2 gezeigt.

Es kann mit den hier gezeigten Gleichungen eine Aussage über die Effizienz des Strahlersystems in Bezug auf die spätere Anwendung getroffen werden. Des Weiteren wird die Möglichkeit geschaffen das hier untersuchte Plasma mit konventionellen Systemen zu vergleichen. Es sei erwähnt, dass alle Messungen in einem stabilen Betriebspunkt durchgeführt wurden. Dies wurde durch die Messung der Temperatur sowie der elektrischen Parameter gewährleistet. Die Strahlungsmessung erfolgte erst dann, wenn weder thermische noch elektrische Schwankungen mehr gemessen wurden.

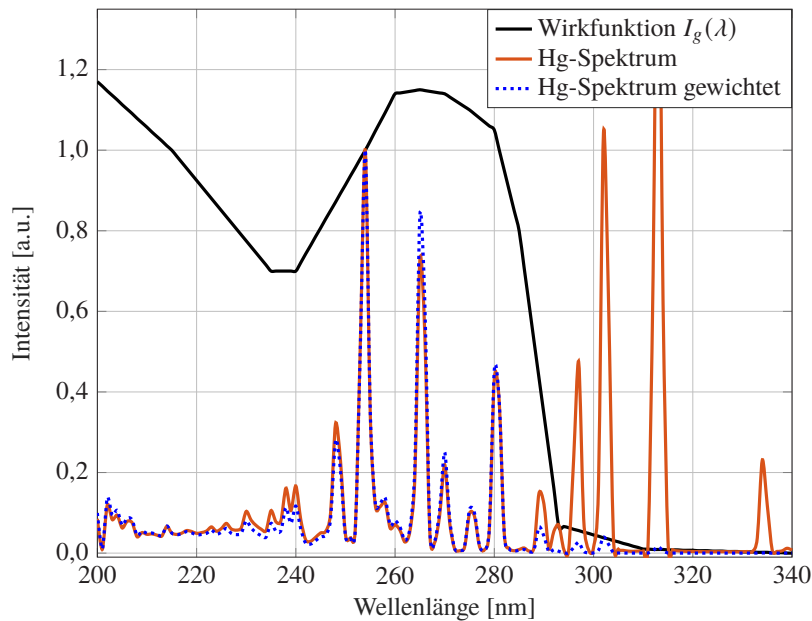


Abbildung 4.2: Verdeutlichung der Wirkfunktion $I_g(\lambda)$, sowie ein Hg-Spektrum mit und ohne Gewichtung durch die Wirkfunktion.

4.3 Leistungsversorgung

Die Leistungsversorgung mit Leistungen > 1 kW stellt bei Frequenzen im MHz-Bereich eine große Herausforderung dar. So wurde in der vorliegenden Arbeit zunächst ein linearer Leistungsverstärker verwendet. Lineare Verstärker sind in ihrer Bauweise sehr robust und können die zu erzeugenden Plasmen in verschiedenen Betriebsbereichen mit Leistung versorgen. Allerdings weisen selbst aktuelle Linearverstärkermodelle nur Wirkungsgrade von $\approx 70\%$ auf [65]. Um vergleichbare Effizienzen wie konventionelle Hg-haltige Systeme zu erreichen, sollte die Effizienz der Leistungsversorgung in einem Bereich $> 90\%$ liegen. Aus diesem Grund wurde parallel zu den Untersuchungen mit diesem Verstärkertyp auch ein SiC-basierter Vollbrückenwechselrichter entwickelt, welcher anschließend das System effizient betreiben sollte. Hier konnte im Vorfeld bereits gezeigt werden, dass der verwendete Wechselrichter Effizienzen von $> 94\%$ ermöglicht [66]. Ein weiterer Vorteil der entwickelten Leistungsversorgung ist der kompakte Bauraum im Vergleich zu verfügbaren linearen Verstärkermodellen. Beide Arten der Leistungsversorgung sollen im Folgenden betrachtet werden.

4.3.1 Linearverstärker

Die ersten Versuche wurden mittels eines Linearverstärkers (E&I RF Amplifier 2 kW, E&I, Rochester, USA) durchgeführt. Mit diesem ist es möglich, in einem Leistungsbereich von bis zu 2 kW sinusförmige Spannungen bzw. Ströme bei Frequenzen von bis zu 3 MHz zu erzeugen.

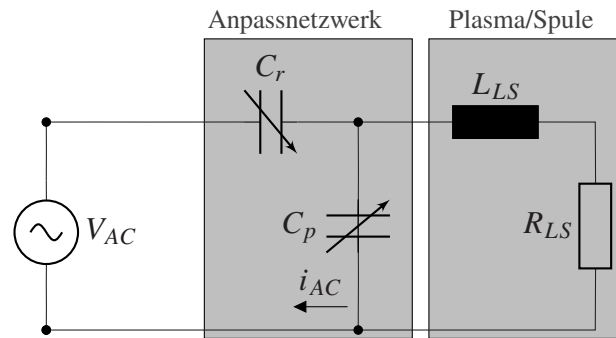


Abbildung 4.3: Schaltbild des Aufbaus mit Linearverstärker und Anpassnetzwerk sowie dem Ersatzschaltbild der Spule und des Plasmas.

Des Weiteren bietet der Einsatz eines solchen Verstärkers den Vorteil, dass dieser gegen zu hohe reflektierte Leistungen abgesichert ist. So wird die reflektierte Leistung thermisch detektiert und bei Überschreiten eines Grenzwertes wird die Leistungsversorgung abgestellt. Durch den hohen Impedanzsprung beim Zünden des Plasmas wird der auf $50\ \Omega$ ausgelegte Linearverstärker in der Folge aus seinem Betriebspunkt gebracht. Um den Messaufbau mit der hohen Induktivität der Spule dennoch auf die Impedanz des Verstärkers von $50\ \Omega$ anzupassen und auch während des Betriebs die Impedanz des Aufbaus zu regulieren wurde ein Anpassnetzwerk aufgebaut. Das verwendete System ist schematisch als Schaltplan in Abbildung 4.3 gegeben.

Das Anpassnetzwerk besteht aus zwei variablen Kondensatoren. Der parallel geschaltete Kondensator C_p (500–1000 pF, WVS-Technology, Meerbusch, Deutschland) kann manuell eingestellt werden. Durch das Verschalten des Kondensators parallel zur Spule entsteht ein LC-Schwingkreis, welcher die Impedanz des Aufbaus auf die Ausgangsimpedanz des Linearverstärkers von $50\ \Omega$ anpassen kann. Der zweite Kondensator C_r (IMOT-T PSD40/3, PowerSources GmbH, Meerbusch, Deutschland) ist digital mittels Schrittmotor ansteuerbar. Dieser wird in Reihe zwischen Verstärker und Spule geschaltet. Hierdurch kann eine Einstellung der Impedanz auch während des Betriebs erfolgen. Die Impedanz des Systems kann somit auch nach dem Zünden des Plasmas wieder auf die Ausgangsimpedanz des Verstärkers angepasst werden. Da es sich hierbei nicht um eine Regelung sondern um ein manuelles Nachfahren handelt, ist es daher nur möglich langsame Vorgänge zu kompensieren. Das Zünden des Plasmas spielt sich allerdings in einem Bereich von ca. 0,1 ms ab (vgl. Kapitel 5). Somit ist die nutzbare Leistung zum Zünden limitiert. Wird ein zu hoher Strom zum Zünden des Plasmas benötigt, führt dies bei der Zündung durch die schnelle Impedanzänderung dazu, dass ein Großteil der eingekoppelten Leistung reflektiert wird. Zum Schutz des Verstärkers schaltet das System dann automatisch ab. Ist das Plasma allerdings gezündet, kann der verwendete Kondensator den Impedanzunterschied durch die Zündung sowie den thermischen Hochlauf des Strahlers kompensieren. Somit kann das System durch den Kondensator in einem stabilen Betriebspunkt auf $50\ \Omega$ eingestellt werden.

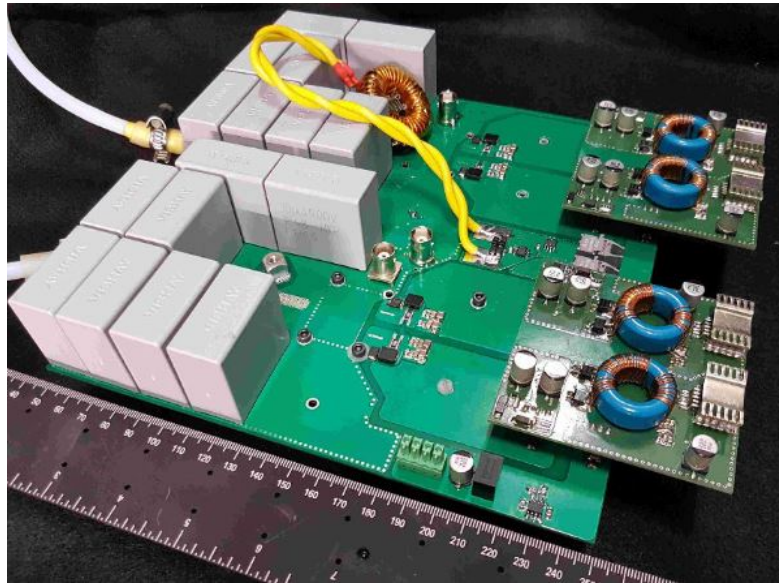


Abbildung 4.4: Genutzter SiC-Transistor basierter Vollbrückenwechselrichter zur Leistungsversorgung [20].

4.3.2 SiC-Transistor basierter Vollbrückenwechselrichter

Parallel zu den Versuchen mittels Linearverstärker wurde am Lichttechnischen Institut eine Leistungsversorgung für die hier beschriebenen Strahlersysteme entwickelt. Die Leistungsversorgung wurde als SiC-Transistor basierter Vollbrückenwechselrichter realisiert. Der aus der Entwicklung resultierende Wechselrichter ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Der Aufbau und die Funktion soll hier nur kurz angerissen werden. Für eine tiefere Recherche in Bezug auf den SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichter sei auf [66] und [67] verwiesen.

Durch Leistungshalbleiter mit breiter Bandlücke wie beispielsweise SiC oder Galliumnitrid (GaN) können MHz-Wechselrichter höhere Ausgangsleistungen bei hohen Wirkungsgraden erreichen. Für die geforderte Kombination von Frequenzen > 1 MHz und Leistungen > 1 kW bei einem Wirkungsgrad $> 90\%$ sind weich schaltende Vollbrückentopologien einsetzbar [68]. Eine Veranschaulichung der Topologie des verwendeten SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichters ist in Abbildung 4.5 zu finden.

Weich schaltend bedeutet in diesem Bezug, dass durch Minimierung der Schaltverluste ein effizienter Betrieb erreicht werden kann. Hierzu wird das so genannte Zero Voltage Switching (ZVS) eingesetzt. Beim Betrieb des Wechselrichters liegt vor dem Einschalten des Transistors eine Spannung über Drain und Source an. Beim Schalten des Transistors werden die Ausgangskondensatoren durch den Laststrom umgeladen. Um nun bei einer Nullspannung zu schalten um die ZVS-Bedingung zu erfüllen, müssen die Kondensatoren vollständig umgeladen sein noch bevor der Transistor durch das Gatesignal eingeschaltet wird. Somit erfolgt der Einschaltvorgang spannungslos und die Schaltverluste werden minimiert. Dies ermöglicht nun den Betrieb bei

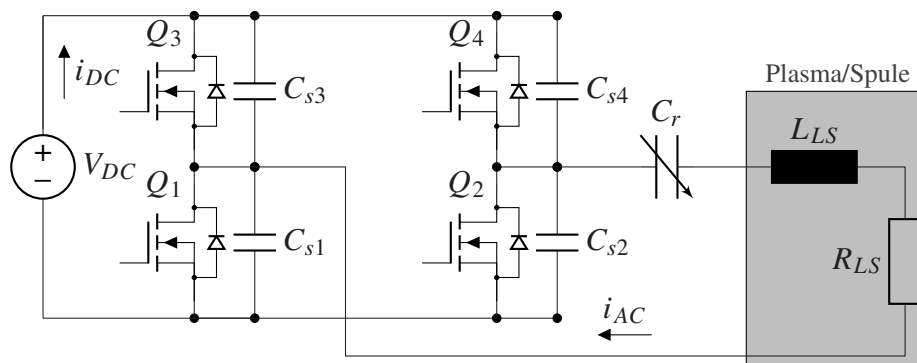


Abbildung 4.5: Topologie des verwendeten SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichters mit variablem Serienkondensator und Ersatzschaltbild der Spule und des Strahlers.

hohen Leistungen und Frequenzen bei einem hohen Wirkungsgrad. Da der Spannungsverlauf allerdings wesentlich von der Impedanz des Systems abhängt, kann der ZVS-Betrieb nur in einem gewissen Bereich aufrechterhalten werden. Daher besteht durch die Impedanzdynamik, welche durch das Plasma beim Zünden und Hochlauf erzeugt wird, die Gefahr, dass das Schalten nicht spannungsfrei geschieht. Durch das Schalten bei Last kann so im eingesetzten Leistungsbereich der Transistor durch den plötzlichen Anstieg der Verluste und durch die damit verbundene thermische Belastung zerstört werden. Um dies zu vermeiden ist das Abschätzen der Impedanzänderung des Systems notwendig. Hierzu wurde ein Simulationsmodell des Plasmasystems erstellt, welches in Kapitel 5 genauer erläutert wird.

5 Modellierung des Plasmas

Da eine Messung der Plasma-Charakteristik für die zu untersuchenden geschlossenen Plasmasysteme nur durch externe Methoden möglich ist, stellt die Bestimmung der Plasmaparameter eine große Herausforderung dar. Um das Verhalten des Plasmas und dessen Parameter dennoch zu untersuchen, wurde ein Modell des Plasmasystems mittels der Finite-Elemente-Methode (FEM) berechnet. Hierzu wurde das Modell in der FEM-Simulationssoftware COMSOL Multyphysics[®] implementiert [69]. Das Vorgehen zum Erstellen des Modells sowie die Grundlagen der Berechnungen, die in der Software durchgeführt werden, sollen im Folgenden beschrieben werden. Es sei angemerkt, dass hier nur die Grundlagen der zur Simulation verwendeten Theorie vorgestellt werden. Für eine detailliertere Betrachtung sei auf die Begleitliteratur der Software verwiesen [70]. An die Theoriebetrachtung anschließend werden die Ergebnisse der Simulation in Bezug auf die Startgaseigenschaften dargelegt. Dies ist von großer Bedeutung, da bei der Zündung des Plasmas die Impedanz des Systems schlagartig geändert wird. Um die Leistungsversorgung in einem kompatiblen Bereich zu betreiben, bietet die Simulation ein gutes Werkzeug. Abschließend wird das Plasmaverhalten von halidhaltigen Entladungen simuliert und im Besonderen die Plasmaverteilung betrachtet. Diese spielt bei der späteren Geometrieuntersuchung eine wichtige Rolle.

5.1 Simulationsverfahren

Bei dem zu simulierenden Plasma handelt es sich um ein hochgradig nichtlineares gekoppeltes System von Differenzialgleichungen. Um das Plasmaverhalten zu nähern besteht die Möglichkeit, das System als Fluid-Modell zu betrachten. Da die verwendete Software dieses Modell zur Simulation einsetzt, soll das Vorgehen der Software nun genauer beschrieben werden [70]. Bei diesem Ansatz wird das Plasma als Fluid durch gemittelte makroskopische Größen wie Dichte, Geschwindigkeit und Energie der beteiligten Spezies beschrieben. Die Lösung für die makroskopischen Größen ergibt sich aus der Kontinuitäts-, der Impuls- sowie der Energieerhaltungsgleichung, wobei die Impulsgleichung hier nur zur Vollständigkeit erwähnt und nicht für die Berechnung herangezogen wird. Die genannten Ansätze zum Beschreiben des Systems werden als Fluidgleichungen bezeichnet. Sie ergeben sich als Momenten-Gleichungen aus der Boltzmann-Transportgleichung [71]. Die Boltzmann-Transportgleichung ordnet jeder beteilig-

ten Spezies eine Verteilungsfunktion $f_b = f_b(r, t, v)$ der jeweiligen Teilchendichte zu. Diese ist abhängig vom Ort r , der Zeit t sowie der Geschwindigkeit v und wird durch die Gleichung mit dem Quell- oder Stoßterm $S(f_b)$ verbunden. Somit ergibt sich für die Transportgleichung:

$$\frac{\partial f_b}{\partial t} + v \cdot \vec{\nabla} f_b + \frac{F}{m} \cdot \frac{\partial f_b}{\partial v} = S(f_b) \quad (5.1)$$

Hier entspricht m der Teilchenmasse und F der von außen einwirkenden Kraft, welche beispielsweise durch elektromagnetische Felder auf die Teilchen wirkt. Wird die Gleichung nun über den Geschwindigkeitsraum integriert ergibt sich die bereits erwähnte Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = S \quad (5.2)$$

Die Anzahl der Änderungen durch Stöße (z.B. Ionisation, Rekombination etc.) in Abhängigkeit von Zeit und Ort wird hier durch S angegeben. $\vec{\Gamma}$ beschreibt den Teilchenfluss. Dieser lässt sich mit Hilfe der Drift-Diffusionsnäherung angeben (vgl. Abschnitt 2.1.7). Somit ergibt sich:

$$\vec{\Gamma} = -n \left(\mu \vec{E} \right) - D \vec{\nabla} n \quad (5.3)$$

Um die Energieerhaltungsgleichung zu bestimmen, wird die Transportgleichung mit $\frac{1}{2} m v^2$ multipliziert und über den Geschwindigkeitsraum integriert. Dies führt somit für die Energie zu:

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_\epsilon = S_\epsilon \quad (5.4)$$

Analog zum Teilchenfluss kann die Berechnung des Elektronenenergieflusses $\vec{\Gamma}_\epsilon$ erfolgen:

$$\vec{\Gamma}_\epsilon = -n_\epsilon \left(\mu_\epsilon \vec{E} \right) - D_\epsilon \vec{\nabla} n_\epsilon \quad (5.5)$$

wobei hier alle Größen auf die Energie bezogen sind. So ist n_ϵ die Elektronenenergiedichte, μ_ϵ die Elektronenenergiemobilität und D_ϵ der entsprechende Diffusionskoeffizient der Elektronenenergie. Die Größen stehen wie folgt mit der mittleren Elektronenenergie $\bar{\epsilon}$ im Zusammenhang [70]:

$$D_\epsilon = \mu_\epsilon T_e \quad (5.6)$$

$$\mu_\epsilon = \frac{5}{3} \mu_e \quad (5.7)$$

$$n_\epsilon = n_e \bar{\epsilon} \quad (5.8)$$

$$T_e = \frac{2}{3} \bar{\epsilon} \quad (5.9)$$

Im Rahmen der Berechnung des Elektronentransportes wird Gleichung 5.1 wie folgt von der Software berechnet:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e = R_e - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) n_e \quad (5.10)$$

mit dem Vektor der Fluidgeschwindigkeit \vec{u} , sowie dem Elektronenfluss:

$$\vec{\Gamma}_e = -n_e (\mu_e \vec{E}) - D_e \nabla n_e \quad (5.11)$$

Der Quellterm der Elektronen R_e ergibt sich für alle Reaktionen j aus der Summe ihrer Ratenkoeffizienten k_j , deren Stoffmengenanteil x_j sowie der Neutralteilchendichte n_n und der Elektronendichte n_e :

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j n_n n_e \quad (5.12)$$

Die Ratenkoeffizienten können hierzu aus den energieabhängigen Stoßquerschnitten $\sigma(\epsilon)$ berechnet werden. Hierzu verwendet COMSOL Multiphysics® den Ansatz:

$$k_j = \sqrt{\frac{2q}{m_e}} \int_0^\infty \sigma(\epsilon) \epsilon f(\epsilon) d\epsilon \quad (5.13)$$

Die energieabhängigen Stoßquerschnitte $\sigma(\epsilon)$ sind für viele Materialien und Reaktionen in einschlägigen Datenbanken verfügbar. Die Entsprechung der Energieerhaltungsgleichung 5.1 für die Elektronenenergiedichte ergibt sich in der Software als:

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_\epsilon = S_{\epsilon n} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) n_\epsilon + \frac{(Q + Q_{gen})}{q} \quad (5.14)$$

Hier entsprechen Q und Q_{gen} dem Energieeintrag durch eine externe und eine generelle Wärmequelle. $S_{\epsilon n}$ beschreibt den Energiegewinn bzw. -verlust durch inelastische Stöße. $S_{\epsilon n}$ wird durch Summieren des Energieverlustes $\Delta\epsilon_j$ durch auftretende Stöße über alle Reaktionen j gebildet:

$$S_{\epsilon n} = \sum_{j=1}^P x_j k_j n_n n_e \Delta\epsilon_j \quad (5.15)$$

Auch hier ist ersichtlich, dass die Ratenkoeffizienten k_j und somit die energieabhängigen Stoßquerschnitte $\sigma(\epsilon)$ eine entscheidende Rolle bei der Simulation des Systems spielen. Im folgenden Abschnitt wird daher zunächst auf die verwendeten Reaktionen und Stoßquerschnitte des Startgases eingegangen.

Tabelle 5.1: Verwendete Reaktionen zur Simulation des Startgasverhaltens sowie deren Quellenangabe. Für eine kompaktere Schreibweise wurde die Nomenklatur der Anregungszustände von Sommerer [72] verwendet.

Reaktion N ^o	Prozess	Reaktion	$\Delta \varepsilon$ [eV]	Datenquelle
1	Elastisch	$Xe + e \longrightarrow Xe + e$		[73]
2	Anregung	$Xe + e \longrightarrow Xe(6s_2) + e$	8,31	[74]
3	Anregung	$Xe + e \longrightarrow Xe(6s_1) + e$	8,43	[75]
4	Ionisation	$Xe + e \longrightarrow Xe^+ + 2e$	12,12	[76]
5	Stufen-Ionisation	$Xe(6s_2) + e \longrightarrow Xe^+ + 2e$	3,44	[77]
6	Relaxation ¹	$Xe(6s_1) \longrightarrow Xe + h\nu$	-8,43	[78]

¹Für diese Reaktion wurde die Reaktionsrate von $k_j = 2,73 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ genutzt.

5.2 Simulation des Startgases

Als Grundlage aller folgenden Simulationen soll die Modellierung des Startgases dienen. Dies ist gerechtfertigt, da beim Starten des Plasmas zunächst das Verhalten des Startgases dominiert. Zur Simulation wurde zunächst Xe als Startgas betrachtet.

5.2.1 Modellierung der Startgasentladung

Da auch in einem Plasma, welches nur das Startgas enthält, bereits mehrere hundert bis tausend Reaktionen stattfinden, müssen einige Vereinfachungen getroffen werden. Um die Komplexität des Modells zu begrenzen und dennoch eine gute Näherung des Plasmaverhaltens zu erreichen, wurde die Modellierung zunächst auf die sechs wesentlichsten Reaktionen begrenzt. Die verwendeten Reaktionen sowie die Datenquellen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Die entsprechenden Stoßquerschnitte sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Reaktion 1 entspricht den Stoßquerschnitten der elastischen Elektronenstöße. Da die elastischen Stöße sich über einen großen Energiebereich erstrecken, sind die energieabhängigen Stoßquerschnitte in Abbildung 5.1 über drei Größenordnungen der Energie aufgetragen. Diese Reaktion stellt somit einen der fundamentalsten Prozesse der Modellierung dar. Reaktion 2 und Reaktion 3 bestimmen die ersten beiden Anregungen des Xe-Atoms. Reaktion 2 entspricht dem ersten möglichen Energieniveau über dem Grundzustand. Da es sich hierbei um einen metastabilen Zustand handelt, wurde mit

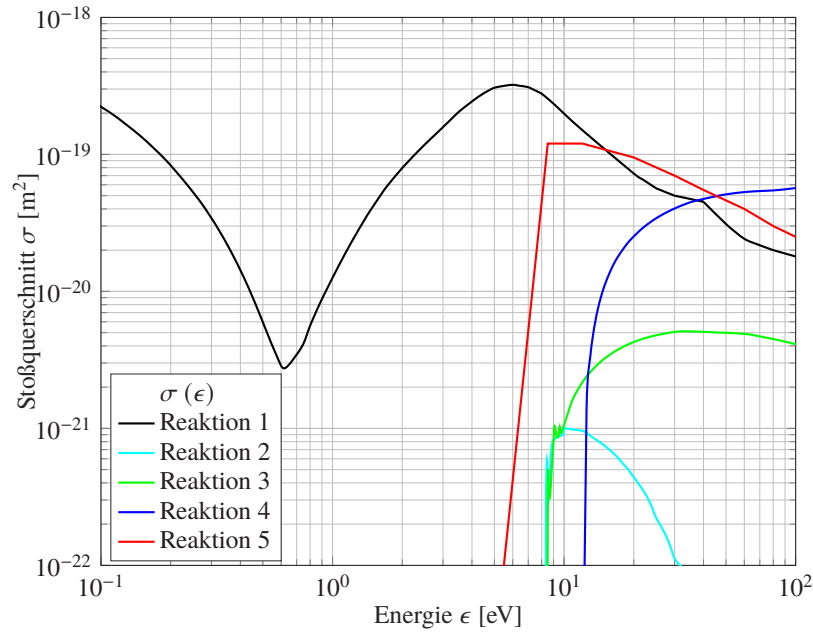


Abbildung 5.1: Energieabhängige Stoßquerschnitte der zur Simulation des Startgases verwendeten Reaktionen.

Tabelle 5.2: Strahler- und Spulengeometrie für die Simulation des Startgasverhaltens.

Strahlergeometrie	Einheit	Wert	Spulengeometrie	Einheit	Wert
Innendurchmesser	[mm]	46	Innendurchmesser	[mm]	64
Außendurchmesser	[mm]	50	Außendurchmesser	[mm]	72
Länge	[mm]	69	Länge	[mm]	74
Volumen	[cm³]	111	Anregungsfrequenz	[MHz]	3
Fülldruck	[Pa]	10	Anzahl Windungen		8
Startgas		Xe			

Reaktion 5 die Stufen-Ionisation dieses Zustandes eingefügt. Die verfügbaren Querschnittsdaten für diese Reaktion beschränken sich in der genutzten Datenbank auf nur neun Messpunkte, woraus sich der in Abbildung 5.1 gezeigte, grob aufgelöste Kurvenverlauf ergibt. Reaktion 3 entspricht dem zweiten möglichen Energieniveau über dem Grundzustand. Dieser Zustand relaxiert nach einer mittleren Lebensdauer von 3,66 ns. Dies wird durch Reaktion 6 mit einer Reaktionsrate von $k_j = 2,73 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ berücksichtigt. Weitere Angaben zu den implementierten Simulationsparametern und Reaktionen sind in Anhang A.3 gegeben.

Zunächst wurde eine Strahler- und Spulengeometrie wie in Tabelle 5.2 implementiert. Diese Geometrie wurde gewählt, um die Zündung und den Betrieb der Plasmen im realen Aufbau zu vereinfachen. Die Einflüsse der Geometrie werden in Kapitel 7 noch genauer betrachtet.

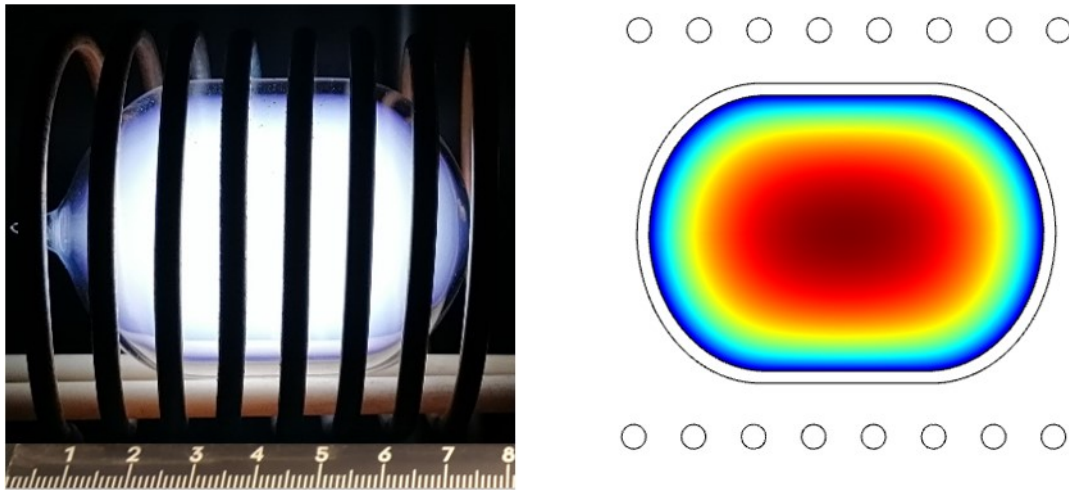


Abbildung 5.2: Vergleich der Geometrie des realen Systems mit der Umsetzung der Geometrie in der Software. Links: Reales System. Rechts: Umsetzung zur Simulation.

Die Umsetzung des realen Versuchsaufbaus im Vergleich zur implementierten Geometrie ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Lösungen der Simulation unter Verwendung der gezeigten Reaktionen kann nun zum Abschätzen verschiedener Parameter verwendet werden. Im Folgenden werden die elektrischen Eigenschaften bei der Zündung beschrieben.

5.2.2 Abschätzung des Impedanzverhaltens

Wie bereits erwähnt spielt das Plasmaverhalten des Startgases vor allem zum Zündzeitpunkt sowie in den ersten Augenblicken danach eine bedeutende Rolle. Zu diesem Zeitpunkt ist der Strahler noch nicht aufgeheizt und die zu betrachtenden Füllmaterialien liegen noch größtenteils kondensiert am Quarzkörper vor. Aus diesem Grund wurde zunächst der Zündvorgang in Bezug auf den Widerstand und die Induktivität des Spule-Strahler-Systems beschrieben.

Abbildung 5.3 zeigt den Widerstand und die Induktivität des Modells, aus denen sich die Impedanz des Systems zusammensetzt. Die hier gezeigten Verläufe ergeben sich durch die Betrachtung der Impedanz an den Spulenenden. Der Verlauf des Widerstandes und der Induktivität können unter Verwendung des Transformatormodells erklärt werden. Dieses Modell beschreibt das Spule-Strahler-System als Transformatorschaltung. Dabei stellt das Plasma die Sekundärwicklung mit nur einer Windung dar. Dieses Modell ist etabliert und ergibt gute Näherungen zur Abschätzung der elektrischen Plasmaparameter [41, 43, 79]. Ein Ersatzschaltbild für diese Betrachtung ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Bei der Beschreibung werden jeweils die Werte an den gezeigten Klemmen betrachtet, wobei eine Betrachtung als Serienschaltung von Widerstand und Induktivität erfolgt.

Zunächst wird der Verlauf des Widerstands erläutert. Zum Zeitpunkt $t = 0$ ist das Plasma noch nicht gezündet und der Widerstand weist nur die Werte des Kupferleiters R_s auf. Zwar hat

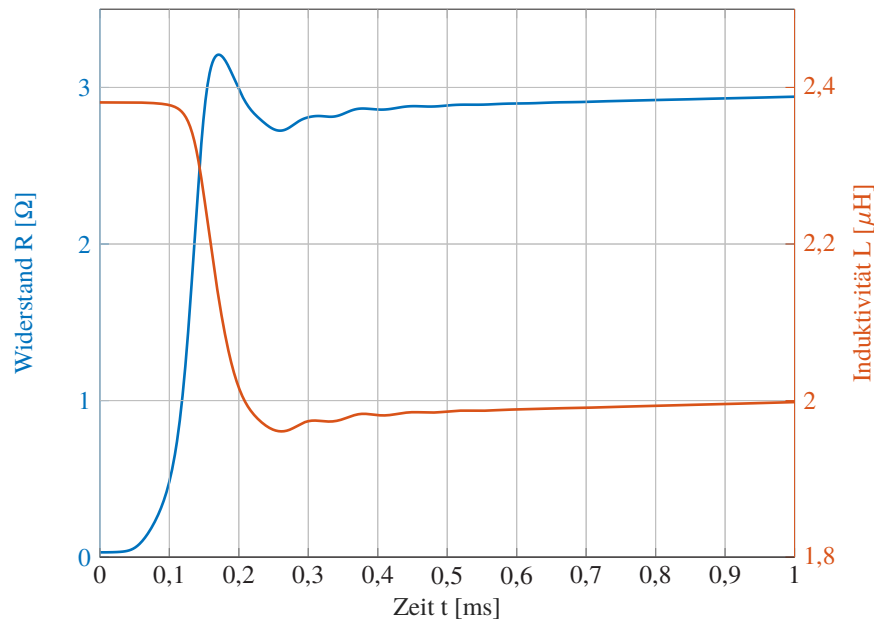


Abbildung 5.3: Simulierter Impedanzverlauf der Startgasentladung

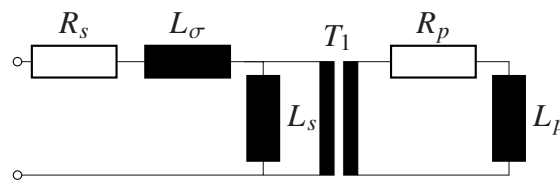


Abbildung 5.4: Ersatzschaltbild des Transformatormodells

auch der Skin-Effekt einen Einfluss auf den Widerstand, jedoch ist dieser bei den verwendeten Frequenzen noch zu vernachlässigen. Setzt nun die Zündung ein, steigt die Elektronendichte und somit die Leistungseinkopplung in das Plasma. Nun wirkt das Spule-Strahler-System wie im Transformatormodell dargestellt. Der Transformator T_1 in Abbildung 5.4 verhält sich nun wie ein belasteter Transformator und der Widerstand des Kupferleiters wird durch den Plasmawiderstand überlagert. Die Schwingungen nach dem Anstieg des Widerstands, welche in Abbildung 5.3 deutlich zu erkennen sind, konnten durch die Simulation als Druckwellen im Plasma identifiziert werden. Der Druck steigt plötzlich aufgrund des Aufheizens durch die Leistungseinkopplung lokal an und breitet sich als Welle im Plasmagefäß aus. Nach Ausklingen der Druckwelle und nach thermischer Stabilisierung, welche einige Minuten dauern kann, stellt sich ein stationärer Widerstandswert ein. Dieser ergibt sich dann als die Summe aus dem Leiterwiderstand R_s und dem Plasmawiderstand R_p .

Die Induktivität besteht zum Zeitpunkt $t = 0$ aus der Induktivität der Spule mit Luftkern L_s , sowie der Streuinduktivität L_σ . Setzt die Zündung ein wird ein Ringstrom im Plasma induziert, welcher auch als Sekundärwicklung des Transformators wirkt. Der Ringstrom erzeugt wiederum

ein Gegenfeld, die Induktivität sinkt. Auch hier hat die Druckwelle einen Einfluss auf den Verlauf, was sich durch überlagerte Schwingungen äußert. Sind diese abgeklungen ergibt sich die Induktivität des Systems aus der Induktivität der Spule L_s und der Induktivität des Plasmas L_p , welche nun parallel geschaltet sind, sowie der Streuinduktivität L_σ .

Das durch die Simulation nun bekannte Impedanzverhalten kann als Grundlage zur Dimensionierung des Anpassnetzwerks sowie der Leistungsversorgung genutzt werden. Wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben, hat die Impedanz des Systems einen erheblichen Einfluss auf den sicheren Betrieb der Leistungsversorgung. Daher bietet die Simulation ein gutes Werkzeug um den Impedanzverlauf vorherzubestimmen und eine Zerstörung der Leistungsversorgung zu verhindern. In Abschnitt 7.1.1 wird bei der Betrachtung der Zündung auf die hier gezeigte Simulation zurückgegriffen. Für eine detailliertere Beschreibung, in Bezug zur Auslegung der Leistungsversorgung, sei auf [80] verwiesen.

5.3 Simulation der Halogenidentladungen

Um das Plasmaverhalten der Halogenidentladungen abzuschätzen, wurden der ursprünglichen Simulation des Startgasverhaltens noch mehrere Reaktionen hinzugefügt. Da in der Literatur und verschiedenen Datenbanken größtenteils nur Stoßquerschnittsdaten von Materialien zu finden sind, welche bei Raumtemperatur gasförmig vorliegen, gestaltet sich hier eine Recherche schwierig. Jedoch ist in allen untersuchten Füllkomponenten das Iod als dominierendes Material enthalten. Folglich wurde zur Abschätzung des allgemeinen Plasmaverhaltens der Halogenidentladungen die Simulation eines I_2 -Plasmas mit Xe als Startgas herangezogen.

5.3.1 Modellierung der Halogenidentladungen

Zur Simulation eines I_2 -Plasmas mit Xe als Startgas wurde die Xe-Simulation um die in Tabelle 5.3 angegebenen Reaktionen ergänzt. Zur Vollständigkeit sei erwähnt, dass auch Excimerreaktionen von Xe und I_2 im Rahmen eines Seitenprojekts implementiert wurden. Da diese hier jedoch eine untergeordnete Rolle spielen, soll auf sie nicht weiter eingegangen werden. Die zugehörigen Reaktionsparameter sind allerdings in Tabelle A.3 im Anhang aufgeführt.

Durch die verwendete Software war es bei dieser Simulation nicht möglich das Verdampfen des Füllmaterials abzubilden. Aus diesem Grund wurde angenommen, dass das Material schon zum Zündzeitpunkt vollständig in der Gasphase vorliegt. Hierzu wurde die I_2 -Dampfdruckkurve [60] sowie das Strahlervolumen und die I_2 -Füllmenge verwendet, um die Temperatur bei vollständiger Verdampfung zu bestimmen. Die hier zugrundeliegenden Geometrien und Füllparameter sind

Tabelle 5.3: Verwendete Reaktionen zur Simulation des halogenidhaltigen Plasmas sowie deren Quellenangabe.

Reaktion N ^o	Prozess	Reaktion	$\Delta\varepsilon$ [eV]	Datenquelle
7	Dissoziative Anlagerung	$I_2 + e \longrightarrow I^- + I$		[81]
8	Elastisch	$I + e \longrightarrow I + e$		[82]
9	Ionisation	$I + e \longrightarrow I^+ + 2e$	10,45	[83]

Tabelle 5.4: Strahler- und Spulengeometrie der I₂-Simulation

Strahlergeometrie			Spulengeometrie		
	Einheit	Wert		Einheit	Wert
Innendurchmesser	[mm]	54	Innendurchmesser	[mm]	59
Außendurchmesser	[mm]	56	Außendurchmesser	[mm]	67
Länge	[mm]	78	Länge	[mm]	67
Volumen	[cm ³]	170	Anregungsfrequenz	[MHz]	3
Fülldruck	[Pa]	100	Anzahl Windungen		8
Startgas		Xe			
Füllmaterial		I ₂			
Füllmenge	[mg]	1,0			
Angenommener Startdruck	[Pa]	190			

in Tabelle 5.4 aufgeführt. Im Anschluss wurde mit der Temperatur und der Teilchenzahl des Startgases sowie der I₂-Füllmenge der Druckunterschied Δp zum realen Anfangsdruck nach dem idealen Gasgesetz bestimmt. Dieser wurde dann als Ausgangsdruck zur Simulation der Entladung verwendet. Eine Übersicht der so erhaltenen Druckverläufe ist in Abbildung 5.5 zu sehen.

Mittels dieses Vorgehens ist es nun möglich, die Parameter der Entladung numerisch zu simulieren ohne die Verdampfung mit einzubeziehen. Der Nachteil dieses Vorgehens besteht darin, dass die Simulation erst ab dem Erreichen des ungesättigten Betriebs zuverlässige Näherungen des Plasmaverhaltens erwarten lässt. Dennoch liefert das Simulationsmodell eine gute Abschätzung der Plasmamparameter, wie im Folgenden beschrieben wird.

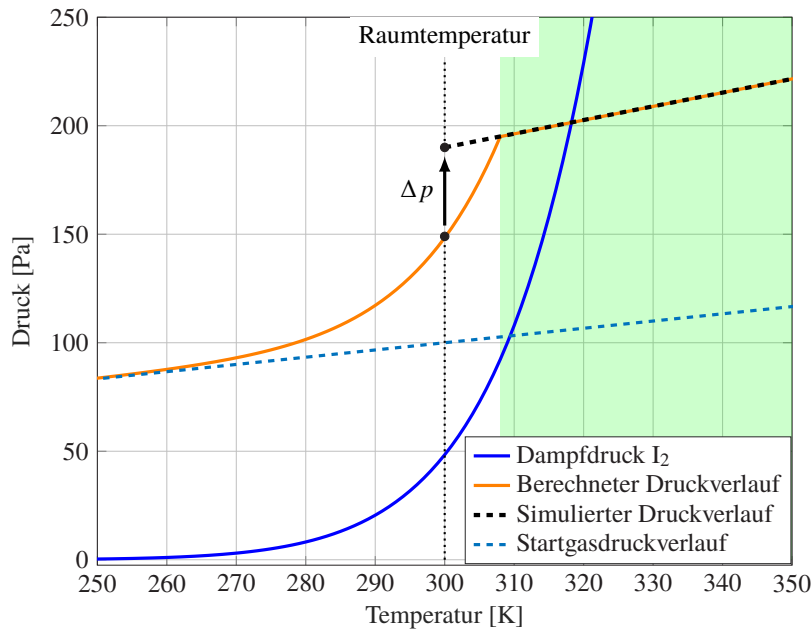


Abbildung 5.5: Druckverlauf über der Temperatur einer Entladung mit 100 Pa Startgas sowie 1 mg I_2 . Der grün markierte Bereich entspricht dem Bereich einer ungesättigten Entladung.

5.3.2 Abschätzung der Plasmaverteilung

Bei dem Betrieb der halogenhaltigen Plasmen spielt die Plasmaverteilung eine bedeutende Rolle. Diese hat erheblichen Einfluss auf die Effizienz und die Temperaturverteilung, auf welche in Abschnitt 7.2.2 noch genauer eingegangen wird.

Beim direkten Vergleich einer I_2 -haltigen Entladung zu einer reinen Xe-Entladung sind mehrere Unterschiede bemerkbar. Wie in Abbildung 5.6 verdeutlicht, verhalten sich die Elektronendichten deutlich unterschiedlich. So erreicht die Elektronendichte der Xe-Entladung bei 400 W Eingangsleistung einen Mittelwert von $n_e = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Die I_2 -haltige Entladung weist eine geringere mittlere Elektronendichte mit nur $n_e = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ auf. Diese signifikante Abweichung bei gleicher Eingangsleistung kann durch Reaktion 7 in Tabelle 5.3 begründet werden. Diese Reaktion ist bedingt durch die hohe Elektronegativität des Iods und die daraus resultierende Möglichkeit der Dissoziativen-Anlagerung von Elektronen zum Bilden von Anionen. Durch diesen Prozess wird die Elektronendichte im Vergleich zum reinen Xe-Plasma deutlich vermindert.

Auch eine Verschiebung der Elektronendichteverteilung im Gegensatz zur reinen Xe-Entladung ist in Abbildung 5.6 deutlich. Dies ist ebenfalls durch den zuvor erwähnten Prozess zu erklären. Das unterschiedliche Verhalten wird besonders deutlich wenn man die Elektronendichteverteilung mit der I^- - und der I-Verteilung vergleicht. Abbildung 5.7 zeigt die genannten Verteilungen. Die I^- -Verteilung zeigt den Anstieg der Teilchendichte in den axialen Randbereichen. Wird die

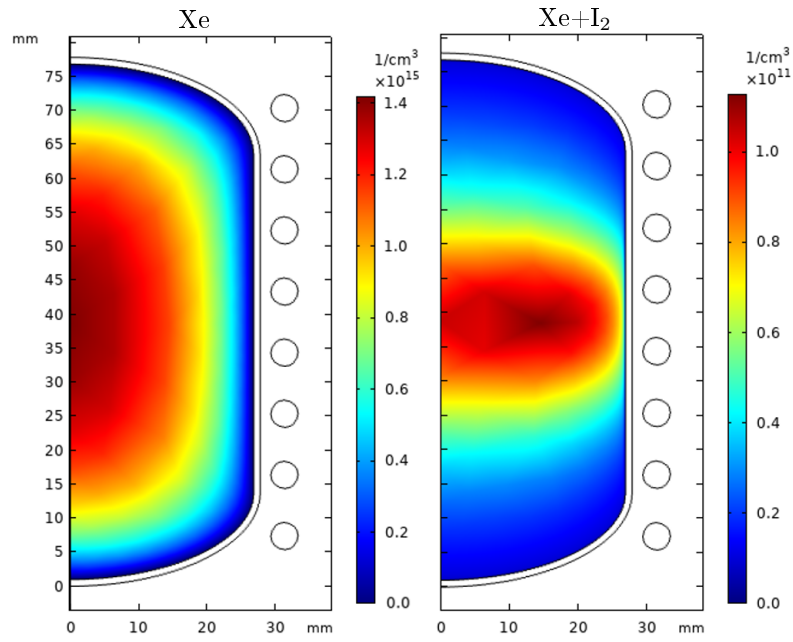


Abbildung 5.6: Vergleich der Elektronendichteverteilung bei 400 W Eingangsleistung mit 3 MHz und einem Anfangsdruck von 190 Pa. Links: Simulation einer Xe-Entladung. Rechts: Simulation einer I_2 -Xe-Entladung

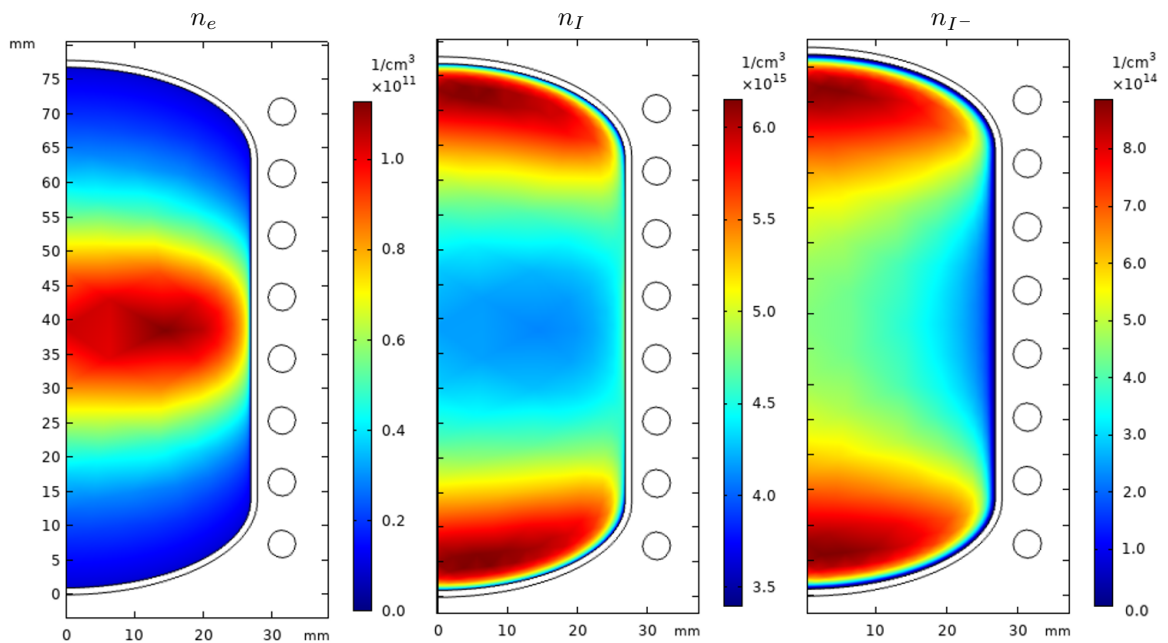


Abbildung 5.7: Vergleich der simulierten Teilchendichteverteilungen einer I_2 -haltigen Entladung. Links: Elektronendichte. Mitte: I-Dichte. Rechts: I^- -Dichte.

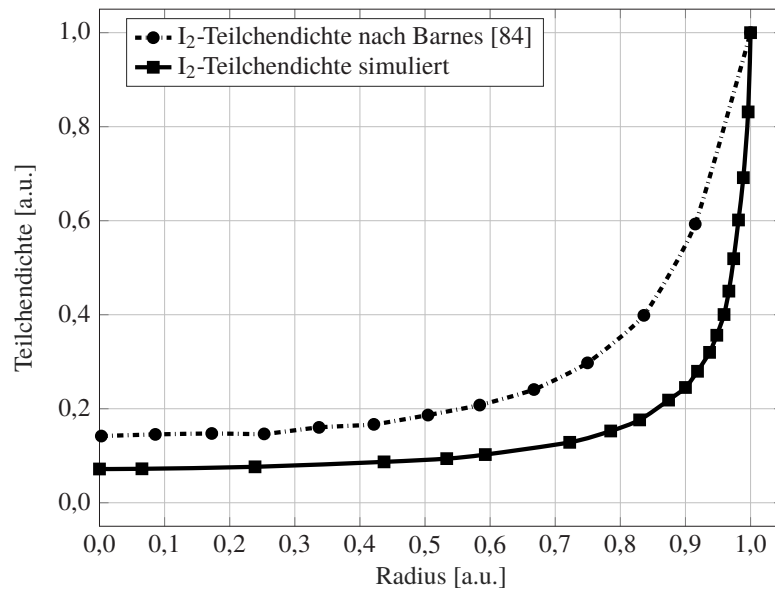


Abbildung 5.8: I₂-Teilchendichteverteilung über dem Strahlerradius.

radiale I₂-Verteilung betrachtet, wird auch hier die höchste Konzentration in den Randbereichen erreicht. Dieses Verhalten bei I₂-haltigen induktiven Entladungen ist bekannt und wurde in einem vergleichbaren Druck- und Geometriebereich bereits messtechnisch beispielsweise von Barnes et al. erfasst [84]. Ein Vergleich der radialen I₂-Verteilung aus der durchgeführten Simulation sowie aus den Messungen von Barnes et al. ist in Abbildung 5.7 aufgeführt. Hierdurch wird deutlich, dass die durchgeführte Simulation mit dem realen Verhalten in Bezug zur Teilchendichteverteilung eine gute Näherung bietet.

Das beschriebene und simulierte Verhalten hat direkte Auswirkungen auf das Plasma. Dies zeigt sich insbesondere in der Temperaturverteilung welche in Abschnitt 7.2.2 im Rahmen der Geometrieoptimierung noch genauer erläutert wird. So kann im Hinblick auf die Anpassung der geometrischen Freiheitsgrade die Simulation verwendet werden, um die Einflussfaktoren auf die Verteilungen zu identifizieren und diese gezielt zu nutzen.

6 Strahlungseffizienz

Die entscheidende Größe beim Betrieb von Strahlungsquellen ist die Strahlungseffizienz. Diese beschreibt die Umwandlung der elektrischen Eingangsleistung in die nutzbare Strahlungsleistung. Zur Bestimmung der Effizienzen wurden Strahler mit den in Kapitel 3 ausgewählten Füllmaterialien gefertigt und nach dem in Abschnitt 4.2 vorgestellten Verfahren vermessen und verglichen. Das Vorgehen und die Ergebnisse sollen im Folgenden beschrieben werden. Im Anschluss wird die Abhängigkeit der Effizienz von der Einkoppelleistung genauer betrachtet.

6.1 Strahlungsvermessung der Füllmaterialien

Zur Strahlungsvermessung wurden zunächst Strahler mit jedem in Kapitel 3 beschriebenen Füllmaterial gefertigt. Die Abmessungen und Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die Geometrie entsprach somit in etwa dem Volumen eines handelsüblichen Hochdruckstrahlers und fiel in den Abmessungsbereich verfügbarer Literatur [46,85]. Anzumerken ist hier, dass das Strahlervolumen durch die nicht halbkugelförmigen Abschlüsse des Strahlers (vgl. Abbildung 3.1) nicht einfach geometrisch berechnet werden kann. Daher handelt es sich bei dem angegebenen Volumen in Tabelle 6.1 um eine gemessene Größe. Die Menge an Füllmaterial wurde so gewählt, dass die Strahler im gesättigten Zustand betrieben wurden. Die Leistungsversorgung wurde bei diesen Versuchen durch den Linearverstärker (vgl. Abschnitt 4.3.1) mit einer Frequenz von $f = 2,5$ MHz zur Verfügung gestellt. Die Vermessung erfolgte soweit möglich mit ähnlichen Eingangsleistungen von $P_{in} \approx 550$ W. Aufgrund des unterschiedlichen Temperatur-

Tabelle 6.1: Strahler- und Spulengeometrie für die Strahlungsvermessung

Strahlergeometrie	Einheit	Wert	Spulengeometrie	Einheit	Wert
Innendurchmesser	[mm]	25	Innendurchmesser	[mm]	30
Außendurchmesser	[mm]	28	Außendurchmesser	[mm]	38
Länge	[mm]	40	Länge	[mm]	150
Volumen	[cm ³]	15,4	Anregungsfrequenz	[MHz]	2,5
Fülldruck	[Pa]	100	Anzahl Windungen		22
Startgas		Ar			

und Betriebsverhaltens der verschiedenen Füllmaterialien war dies nur bedingt möglich. So konnte beispielsweise ein stabiler Betrieb der TeI_4 -gefüllten Strahler nur mit Leistungen von $P_{in} \geq 790 \text{ W}$ erreicht werden. Die gemessenen Spektren sind in Abbildung 6.1 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass sich die gemessenen Spektren mit den Linien aus Abbildung 3.6 in guter Näherung decken. Somit ist die Annahme einer Dissoziation der Moleküle gerechtfertigt. Um die Füllungen der Strahler auch bei verschiedenen Eingangsleistungen zu vergleichen, wurden die Effizienzen mittels Gleichung 4.4 für die Effizienz zwischen 200 und 340 nm, sowie mittels Gleichung 4.5 für die Inaktivierungseffizienz berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 gegenübergestellt. Hier ist ebenfalls ein Hg-haltiger induktiver Strahler als auch eine konventionelle 500 W UV-Strahler (Hanovia Limited, Slough SL1 4LA, Vereinigtes Königreich) aufgeführt, um eine Vergleichbarkeit der Halogenidstrahler zu einer Hg-Füllung sowie zu einem konventionellen System zu schaffen. Zum Betreiben der konventionellen 500 W Mitteldruckstrahler wurde ein elektronisches Vorschaltgerät verwendet (TEP20-T, UV-Technik Meyer GmbH, Ortenberg, Deutschland).

Die Messungen zeigen, dass TeI_4 als auch SnI_2 durch ihre niedrigen Effizienzen bei der Auswahl des Füllmaterials ausscheiden. Dies gilt auch für die CoI_2 -Füllung. Zwar weisen die genannten Materialien Linien in den interessanten Bereichen auf, jedoch werden diese nicht effizient genug angeregt, um sie in der späteren Anwendung nutzen zu können.

TaI_5 zeigt die höchsten Effizienzen. Bei Betrachtung des Spektrums ist ersichtlich, dass die höchste Bestrahlungsstärke im Bereich zwischen 250 und 350 nm liegt. Zwar sind auch Linien im Sichtbaren vorhanden, welche als Verlust betrachtet werden müssen, dennoch zeigt das Spektrum einen Verlauf, welcher von dem Wirkspektrum abgedeckt wird. Somit stellt TaI_5 einen vielversprechenden Kandidat zur Füllungsauswahl dar.

Die zweithöchste Effizienz wird durch die BiI_3 -Füllung erreicht. Auch hier sind geeignete Linien im zu gewichtenden Bereich vorhanden. Die dominante Bi-Linie bei 306 nm wird jedoch durch die Wirkfunktion stark vermindert. Dennoch wird eine ausreichende Effizienz erreicht, um BiI_3 als mögliches Füllmaterial weiter in die Untersuchungen einzubeziehen.

FeI_2 zeigt mit einer Effizienz von 6,30 % bzw. einer Inaktivierungseffizienz von 4,50 % zwar geringere Werte als TaI_5 und BiI_3 , jedoch weist es ein besseres Zündverhalten als diese auf und soll aus diesem Grund auch weiter untersucht werden. Eine genauere Betrachtung des Zündverhaltens wird noch in Abschnitt 7.1 diskutiert. Somit konnte bereits in diesen Versuchen gezeigt werden, dass die drei effizientesten Materialien im Effizienzbereich des Hg-haltigen Strahlers liegen. Zwar wird das konventionelle System nur von dem TaI_5 -gefüllten Strahler überschritten, dennoch bietet diese Betrachtung somit eine gute Grundlage für weitere Optimierungen.

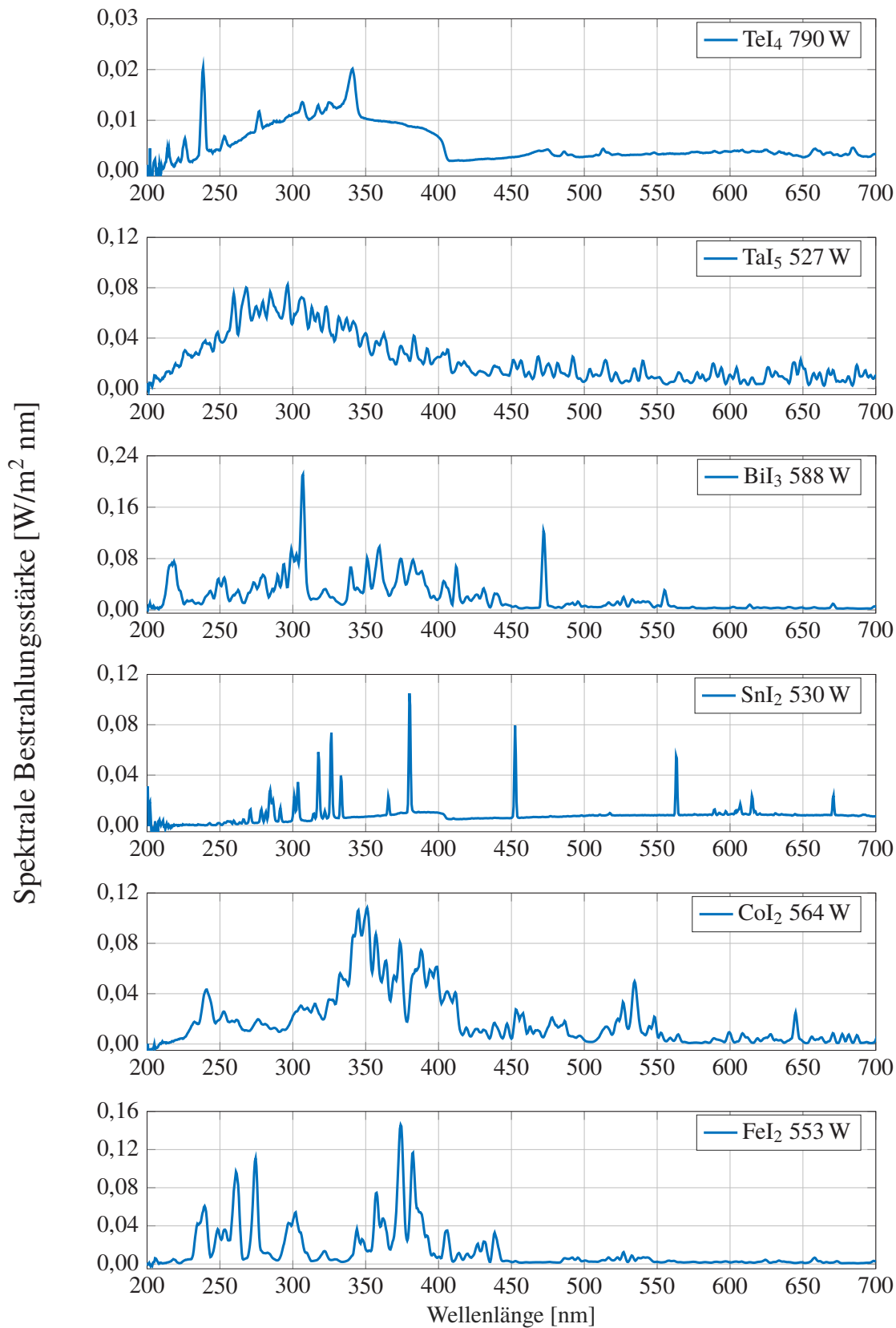


Abbildung 6.1: Gemessene spektrale Bestrahlungsstärken der halogenidhaltigen Strahler.

Tabelle 6.2: Strahlungseffizienzen der ausgewählten Füllmaterialien.

Material	HF-Leistung [W]	η [%]	η_g [%]
TeI ₄	790	1,71	0,69
TaI ₅	527	15,08	8,05
BiI ₃	588	10,19	5,08
SnI ₂	530	2,02	0,64
CoI ₂	564	6,02	2,39
FeI ₂	553	6,30	4,50
Hg	510	8,18	4,87
Elektrodenbehafteter Strahler			
Hg	500	12,27	6,92

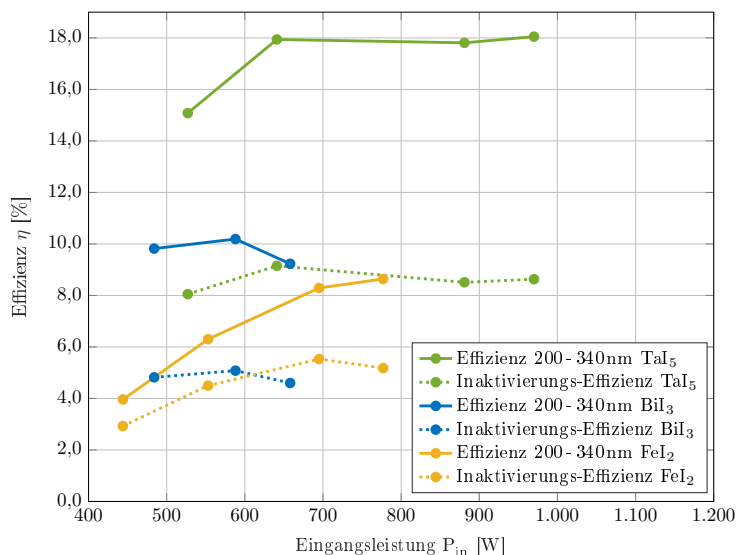


Abbildung 6.2: Leistungsabhängige Effizienzmessung der Strahlungsleistung zwischen 200-340 nm sowie der gewichteten Effizienz der drei effizientesten untersuchten Füllmaterialien.

6.2 Effizienz in Abhängigkeit zur Einkoppelleistung

Im nächsten Schritt wurde die Abhängigkeit der Effizienz von der eingekoppelten Leistung betrachtet. Hierzu wurden die Strahler gezündet und mit unterschiedlichen Eingangsleistungen betrieben. Die maximale Eingangsleistung war hierbei durch die Temperatur sowie durch das allgemeine Betriebsverhalten des Plasmas begrenzt. Die Strahler wurden an den jeweiligen Leistungspunkten so lange betrieben, bis ein stabiles Verhalten erreicht war und keine Temperaturänderung mehr beobachtet werden konnte. Im stabilen Betrieb wurden dann jeweils die spektrale Bestrahlungsstärke vermessen und wie oben mittels Gleichung 4.4 und 4.5 die Effizienzen berechnet. Die Effizienzverläufe sind über der Leistung in Abbildung 6.2 gezeigt.

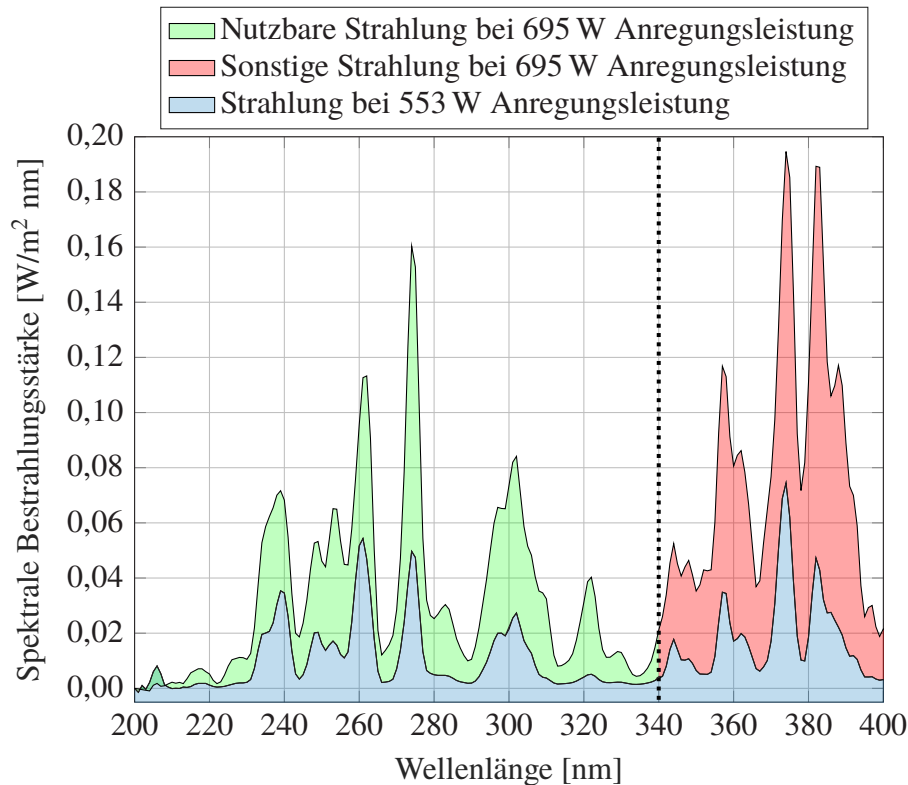


Abbildung 6.3: Gemessenes Spektrales Verhalten einer FeI_2 -Entladung bei Steigerung der Eingangsleistung

Bei der genutzten Strahlergeometrie befindet sich bei allen Strahlerfüllungen ein Effizienzmaximum in einem Leistungsbereich, welcher zwischen 575 W und 800 W fällt. Dies entspricht einem Leistungsdichtebereich bezogen auf das Volumen von ca. $37 - 52 \text{ W/cm}^3$. Die Leistungsdichte von $\geq 1 \text{ W/cm}^3$ zeigt hier den Übergang in Richtung einer Gleichgewichtsentladung [86]. Allerdings wird diese durch den geringen Druck noch nicht erreicht, wie anschließend betrachtet werden soll. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Effizienzen für alle untersuchten Füllmaterialien zunächst mit der Leistung ansteigen. Im weiteren Verlauf wird ein Effizienzmaximum erreicht, bei weiterer Steigerung fällt die Effizienz wieder ab. Das spektrale Verhalten bei einer Leistungssteigerung ist am Beispiel von FeI_2 in Abbildung 6.3 verdeutlicht. Der hier ausgewählte Leistungsschritt zeigt den in diesem Fall effizientesten Betriebspunkt sowie den vorangegangenen Messpunkt bei einer geringeren Eingangsleistung. Es ist erkennbar, dass die gesamte Strahlleistung mit der Anregungsleistung ansteigt. Dies bezieht sich auf die für die angestrebte Anwendung nutzbare UV-Strahlung zwischen 200 und 340 nm (grün markiert in Abbildung 6.3) als auch auf Wellenlängen $> 340 \text{ nm}$ (rot markiert in Abbildung 6.3). Eine Komplettansicht über die spektrale Verschiebung bei allen untersuchten Eingangsleistungen ist im Anhang in Abbildung A.3 zu finden.

Um den Leistungsfluss sowie die Verluste genauer zu beurteilen, wurden die für die Anwendung nutzbare UV-Strahlung, die sonstige Strahlung zwischen 340 - 700 nm und die sonstigen

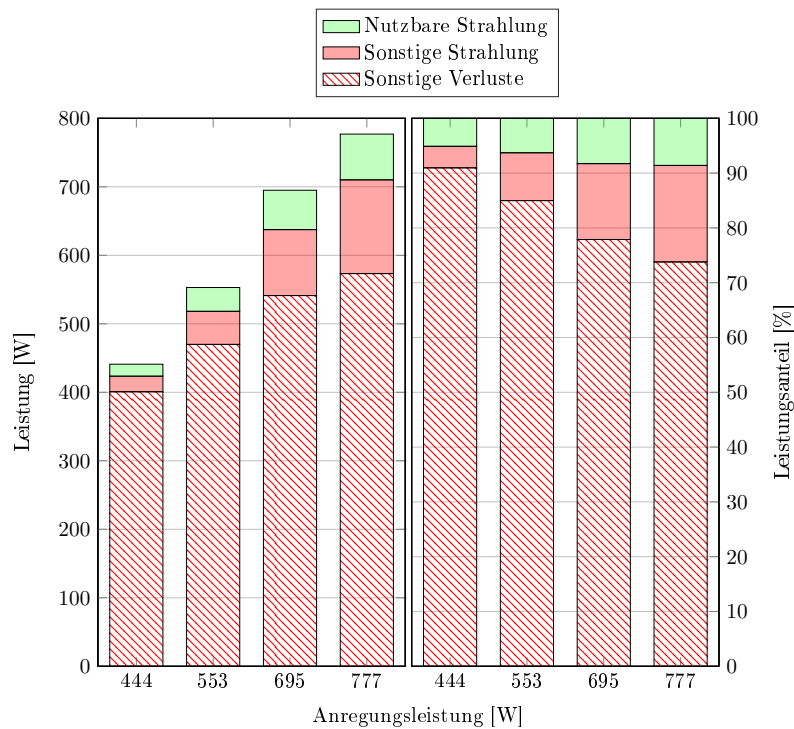


Abbildung 6.4: Strahlungs- und Verlustbetrachtung in Abhängigkeit der Eingangsleistung eines FeI₂-Systems.

Verluste betrachtet. Die Aufteilung über der Einkoppleistung ist in Abbildung 6.4 als Absolut- sowie Prozentanteil an der Anregungsleistung am Beispiel des FeI₂ gezeigt. Die Aufteilungen für BiI₃ und TaI₅ sind im Anhang A.4 aufgeführt. Sie verhalten sich ähnlich dem FeI₂. Bei der Betrachtung der Verluste und der spektralen Verteilung der Strahlerfüllungen in Abhängigkeit zur Eingangsleistung spielen mehrere Effekte eine Rolle. Allgemein verhält sich die Strahlertemperatur proportional zur eingekoppelten Leistung. Somit wird sich die Temperatur des Quarzkörpers bei einer Leistungssteigerung erhöhen. Dieses Verhalten führt auch zum abgebildeten Anstieg der sonstigen Verluste, welche hauptsächlich thermischer Natur sind. Da die Füllmenge der genutzten Halogenide für einen gesättigten Betrieb ausgelegt sind, wird bei Erhöhen der Temperatur entsprechend den Dampfdruckkurven mehr Füllmaterial in die Gasphase übergehen (vgl. Abschnitt 3.3.1). Dies hat zur Folge, dass mit steigender Temperatur die Teilchendichte im Plasma ansteigt. Bedingt durch die somit verringerte mittlere freie Weglänge der Elektronen, werden diese während der Flugzeit τ nur noch geringere Energien aufnehmen. Dem liegt zugrunde, dass der Teilchenzuwachs dem exponentiellen Verlauf der Dampfdruckkurve folgt und die Elektronentemperatur somit nicht durch das höhere Feld durch die Leistungssteigerung kompensiert werden kann. Dies führt dazu, dass die Elektronentemperatur fällt. Dieses Verhalten resultiert aus der Druckabhängigkeit in Bezug zur Temperatur der Elektronen und Schwerteilchen und ist weitläufig bekannt [86, 87]. Der allgemeine Verlauf, wie in Abbildung 6.5 oben für eine Ar-Entladung gezeigt, ist von der Füllung der Strahler größtenteils unabhängig. Durch die gemessenen Effizienzen ist davon auszugehen, dass sich die Entladung

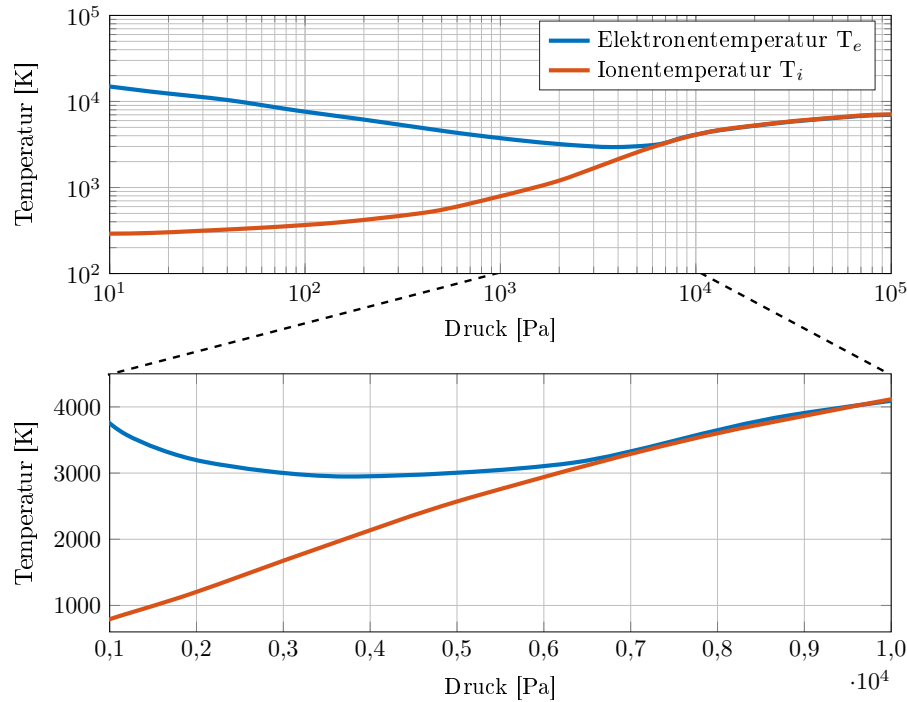


Abbildung 6.5: Allgemeine Druckabhängigkeit der Elektronen- und Ionen­temperatur einer Ar-Entladung (In Anlehnung an [87]).

in einem Druckbereich, wie in Abbildung 6.5 unten vergrößert dargestellt, befindet. Das Absinken der Elektronentemperatur bei einer Leistungssteigerung hat jedoch auch zur Folge, dass sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten der emittierenden Zustände verschieben. Wird in dem gegebenen Beispiel der FeI_2 -Füllung das abgegebene Fe-Spektrum betrachtet, zeigt sich, dass bei höheren Elektronentemperaturen vermehrt Linien im UVC-, und somit für die Anwendung nutzbaren Bereich angeregt werden. Wird nun die Leistung angehoben, wodurch der Druck steigt und die Elektronentemperatur sinkt, verschiebt sich das Spektrum hin zum UVA- und sichtbaren Bereich. Das Verhalten der spektralen Verschiebung in Abhängigkeit der Elektronentemperatur ist in Abbildung 6.6 gezeigt.

Um dennoch Linien im UVC-Bereich effizient anzuregen, muss die Elektronentemperatur weiter erhöht werden. Aus Abbildung 6.5 geht hervor, dass dies nach Erreichen einer Gleichgewichtsentladung möglich ist. Dies ist allerdings mit einer Drucksteigerung und somit auch mit einer Leistungssteigerung sowie einer Temperatursteigerung verbunden. Die Temperatur wird jedoch durch das verwendete Quarz limitiert. Allerdings konnte durch den hohen Dampfdruck und einem guten Betriebspunkt der Strahler mit TaI_5 bis in den Anfang dieses Bereiches kurzzeitig betrieben werden. So zeigt sich in Abbildung 6.2, dass nach dem ersten Maximum und dem folgenden Rückgang der Effizienz diese wieder zunimmt. Ein stabiler Betrieb ist hier jedoch nur kurzzeitig möglich, um eine Zerstörung des Strahlers zu verhindern. Um dennoch die Entladung in dem erwähnten Bereich zu betreiben, kann durch eine Geometrie­anpassung Einfluss

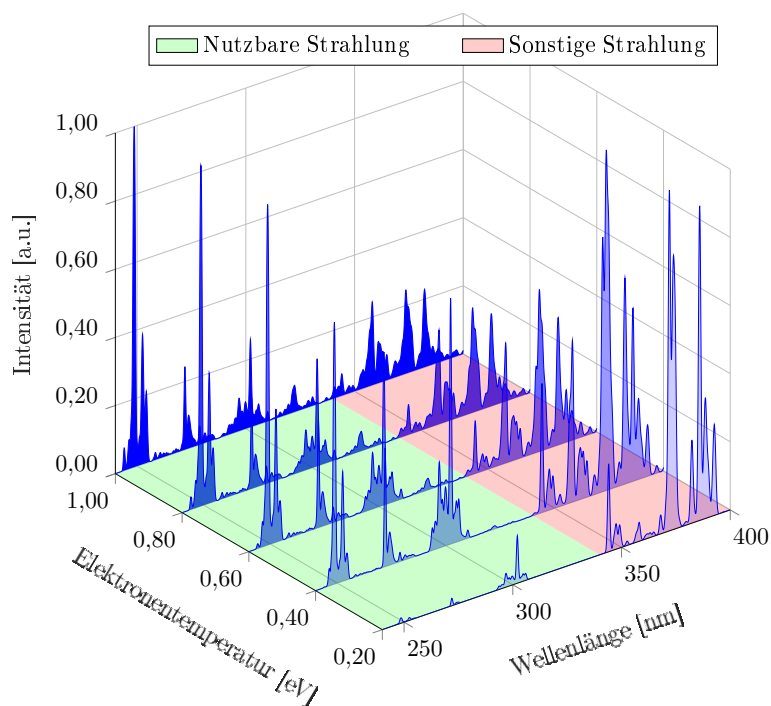


Abbildung 6.6: Spektrale Verteilung von Fe in Abhängigkeit der Elektronentemperatur

auf die Temperaturverteilung genommen werden. Die Betrachtung dieses Aspektes erfolgt in Abschnitt 7.2.2.

Im Allgemeinen sei an dieser Stelle bereits erwähnt, dass keines der vermessenen Plasmen mit Ausnahme des Hg-haltigen Strahlers, alleine durch das Feld in der Spule gezündet werden konnte. Die Strahler wurden zur Zündung unter Verwendung von flüssigem Stickstoff gekühlt und dann in der Spule einem Hochspannungsfunken ausgesetzt, welcher mittels eines Hochfrequenz-Funkenprüfgerätes erzeugt wurde (WEG 24.2, WEGENER International GmbH, Eschweiler, Deutschland). Dieser Vorgang führte zum induktiven Zünden des Plasmas. Da die Leistungseinkopplung und das Zündverhalten direkt von der Geometrie der Spule und des Strahlers abhängen, folgt im nächsten Kapitel eine genauere Betrachtung des Zündverhaltens anhand einer Geometrie- und Parameteruntersuchung.

7 Geometrie- und Parameteruntersuchung

Zur Effizienzoptimierung der Strahlungsquelle müssen die Geometrie sowie verschiedene Parameter der Strahlungsquelle und der Entladung untersucht werden. Um einem optimalen Betrieb der induktiven Strahler möglichst nahe zu kommen wurden verschiedene Aspekte untersucht, welche in diesem Kapitel aufgeführt werden. Im ersten Abschnitt werden die Füllparameter sowie die Impedanzdynamik in Bezug auf die Zündung untersucht. Hierzu wird das Zündverhalten in Abhängigkeit des Startgasdrucks und anschließend die Hysterese des Plasmas beim Übergang vom kapazitiven zum induktiven Betrieb betrachtet. Da zur Zündung meist sehr hohe Ströme benötigt werden wurde dann die Verwendung einer Mikrowellenzündhilfe untersucht, welche die Hysterese vermindert und somit das Zünden vereinfacht. Im zweiten Abschnitt folgt die Untersuchung der geometrischen Parameter auf die Entladung. Hier werden die Messergebnisse in Bezug auf Geometrie und Zündung sowie Temperaturverteilung präsentiert. Auszüge der in diesem Kapitel aufgeführten Ergebnisse wurden bereits in [50], [88] und [89] veröffentlicht.

7.1 Zündverhalten und Hysterese

Das Zündverhalten von induktiven Plasmen unterliegt beim Übergang vom E- zum H-Mode einer Hysterese. Um eine sichere und reproduzierbare Zündung des Systems in der späteren Anwendung zu gewährleisten wird das grundsätzliche Zündverhalten sowie die Hysterese im Folgenden betrachtet.

7.1.1 Zündverhalten der Startgase

Zur zuverlässigen Zündung und zum Betrieb der induktiv gekoppelten Strahler sind die Zündparameter des Startgases von Interesse. Daher werden im nächsten Abschnitt zunächst die Felder untersucht, welche zum Induzieren des E-H-Übergangs in Abhängigkeit des Startgasdrucks benötigt werden. Anschließend folgt eine Betrachtung des Impedanzverhaltens während der Zündung. Eine genauere Kenntnis der Impedanzdynamik vereinfacht die Auslegung und den Betrieb des Systems durch den in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichter. Hierzu erfolgt ein Vergleich der Simulation aus Abschnitt 5.2 mit dem Verhalten des realen Systems.

Tabelle 7.1: Strahler- und Spulengeometrie für die Untersuchung des Zündverhaltens.

Strahlergeometrie	Einheit	Wert	Spulengeometrie	Einheit	Wert
Innendurchmesser	[mm]	55	Innendurchmesser	[mm]	58
Außendurchmesser	[mm]	57	Außendurchmesser	[mm]	62
Länge	[mm]	60	Länge	[mm]	100
Volumen	[cm ³]	110,7	Anregungsfrequenz	[MHz]	2,5
			Anzahl Windungen		15

Benötigte Felder zum Induzieren des E-H-Übergangs

Um einen möglichst geringen Strom zum Induzieren des E-H-Übergangs zu realisieren, wurde zunächst der Ansatz, welcher in Abschnitt 2.2.4 vorgestellt wurde, überprüft. Hierzu wurde der in Kapitel 4 vorgestellte Messaufbau sowie der Linearverstärker verwendet. Die Strahler- und Spulengeometrie sind in Tabelle 7.1 gegeben. Sie wurden so gewählt, dass mit dem gegebenen Anpassnetzwerk und der verfügbaren Strahlergeometrie ein möglichst hohes Feld in der Spule erzeugt werden konnte. Anschließend wurden die Quarzkörper mit verschiedenen Ar- und Xe-Drücken gefüllt. Ausgehend von Gleichung 2.123 wurde das Feldminimum zwischen 1 und 10 Pa bestimmt. Um das theoretische Zündfeld in Abhängigkeit des Drucks messtechnisch abzubilden, wurden für beide möglichen Zündgase jeweils fünf Strahler befüllt. Die Drücke entsprachen dabei 2,5 Pa, 5 Pa, 10 Pa, 20 Pa und 40 Pa. Die Strahler wurden in der Spule platziert und der Spulenstrom langsam erhöht. Der zur Zündung benötigte Strom wurde aufgezeichnet. Da die Zündung von statistischen Prozessen beeinflusst wird, wurde diese Messung für jeden Druck 10 Mal wiederholt. Die Messungen wurden mit einer zeitlichen Differenz von mindestens einer Stunde durchgeführt, um zu gewährleisten, dass jeweils die gleichen Ausgangsbedingungen vorlagen. Um eine Aussage unabhängig von der Spulengeometrie zu treffen, wurde das erzeugte Magnetfeld berechnet durch:

$$B = \mu_0 \frac{IN}{l} \quad (7.1)$$

Die Messergebnisse sind in Abbildung 7.1 gezeigt. Die Messpunkte sind einzeln aufgetragen, wobei die Fehlerbalken auf der Messunsicherheit der Strommesssonde sowie dem Druckfühler beim Befüllen der Strahler basieren. Die als Linien gezeigten Feldverläufe ergeben sich als Approximation zwischen den Mittelwerten der Messungen. Resultierend aus den durchgeführten Messungen, wird das Verhalten der Druckabhängigkeit nach Gleichung 2.123 in Abschnitt 2.2.4 als gute Näherung angesehen und kann anschließend zur Dimensionierung der Strahler- und Spulengeometrie sowie zur Auslegung der Leistungsversorgung verwendet werden.

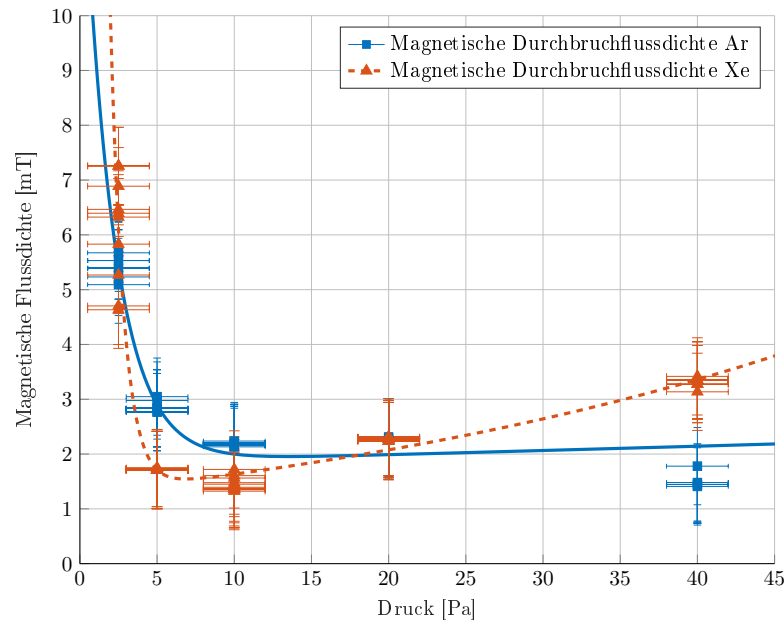


Abbildung 7.1: Messpunkte der benötigten Zündfelder über dem Druck. Die Messunsicherheiten ergeben sich durch die Drucksensoren des Füllstandes sowie durch die Strommesssonde bei der Zünduntersuchung.

Impedanzverhalten bei Zündung

Wie bereits weiter oben erwähnt, spielt das Impedanzverhalten in Bezug auf die Leistungsver-sorgung eine wesentliche Rolle. Um die vorangegangene Simulation aus Kapitel 5 zu verifizieren als auch das Impedanzverhalten des realen Systems zu untersuchen, wurde eine Messung des Widerstands sowie der Induktivität am Spuleneingang durchgeführt. Hierbei wurde das System als R-L-Reihenschaltung betrachtet. Der Impedanzsprung während der Zündung ist hier von besonderer Bedeutung. Daher wurde die erste Millisekunde der Entladung messtechnisch erfasst und den Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Der Vergleich ist in Abbildung 7.2 gezeigt.

Wird der Transient der Messwerte sowie der Simulation genauer betrachtet, wird ersichtlich, dass die gemessene Widerstandsänderung um einen Faktor $\approx 1,5$ von den simulierten Ergebnissen abweicht. Auch die gemessene Induktivitätsänderung weist im Vergleich zur Simulation einen um einen Faktor $\approx 1,3$ größeren Transienten auf. Dieses Verhalten deutet auf eine höhere Plasmaleitfähigkeit im Simulationsmodell hin. Es bestehen noch zwei weitere Anhaltspunkte, welche die Hypothese einer höheren Plasmaleitfähigkeit in der Simulation stützen. So ergab sich eine schnellere Anstiegszeit des Widerstandes als messtechnisch erfasst wurde. Die Widerstandsänderung von 10 % auf 90 % betrug in der Simulation rund $25 \mu\text{s}$, während durch die Messung eine Dauer von $75 \mu\text{s}$ bestimmt wurde. Hier kann vermutet werden, dass die höhere Plasmaleitfähigkeit im Simulationsmodell eine schnellere Plasmaausbreitung bedingt und somit zu einer schnelleren Impedanzänderung führt. Der andere Anhaltspunkt, welcher die Abweichung

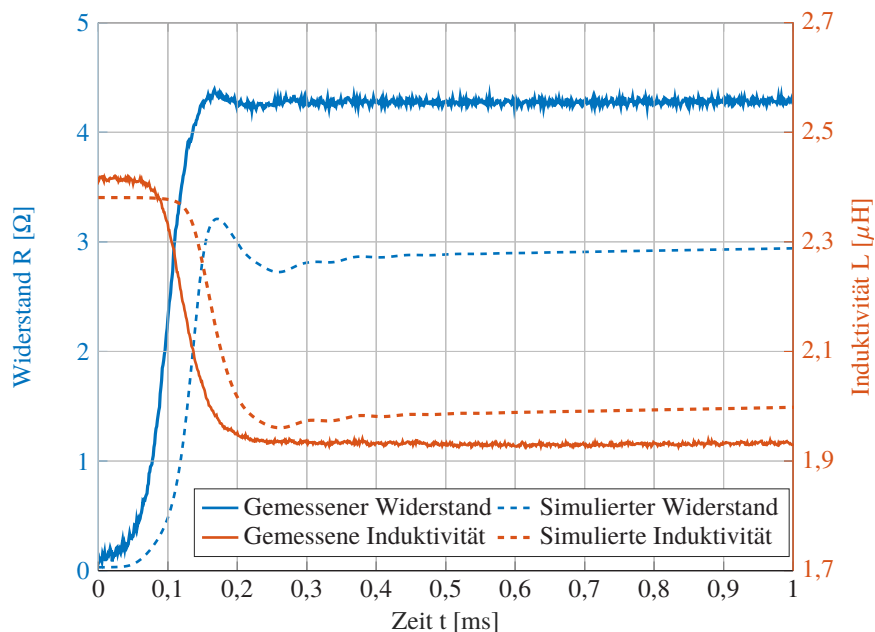


Abbildung 7.2: Vergleich der Simulation mit der Vermessung des Widerstands und der Induktivität des Spule-Strahler-Systems einer Xe-Entladung.

der Leitfähigkeit im Simulationsmodell andeutet, bezieht sich auf die Oszillationen nach dem Zündungstransienten und ist in Abbildung 7.2 in der Simulation und der Messung zu erkennen. Der deutlich höhere Dämpfungsfaktor im gemessenen Fall steht im Einklang mit einem höheren Plasmawiderstand. Die Oszillationen entstehen durch den plötzlichen lokalen Druckanstieg durch die Zündung. Es kommt zu einer Druckwelle, welche sich im Plasma ausbreitet. Dabei tritt die Welle in Resonanz zur Eigenmode des Quarzkörpers [90] [91].

Allgemein kann die Abweichung des Simulationsmodells durch die in Kapitel 5 beschriebenen Vereinfachungen begründet werden. Der Haupteinfluss besteht darin, dass im Modell nur die fünf dominantesten der über 1000 Reaktionen implementiert wurden. Dennoch liefert die Simulation eine sowohl qualitativ als auch quantitativ gute Näherung zum Abbilden des Systems. So bieten die Simulationsergebnisse ein gutes Werkzeug zur Abschätzung der Zünddynamik und zum Entwurf entsprechender Leistungsversorgungen und Regelungstechnik [80].

7.1.2 Zündverhalten und Hysterese unter Verwendung einer Mikrowellenzündhilfe

Das Hystereseverhalten der induktiven Entladungen ist weitgehend bekannt. Der Übergang von E- zu H-Mode sowie H- zu E-Mode wird bei unterschiedlichen Feldern beobachtet, wodurch die Hysterese resultiert. Der Ursprung dieses Verhaltens wird in nichtlinearen Prozessen vermutet [45, 46]. Durch diese Prozesse ist das Feld, welches zur Aufrechterhaltung der Entladung im H-Mode benötigt wird, weitaus geringer als das, welches zum E-H-Übergang benötigt wird. Daher

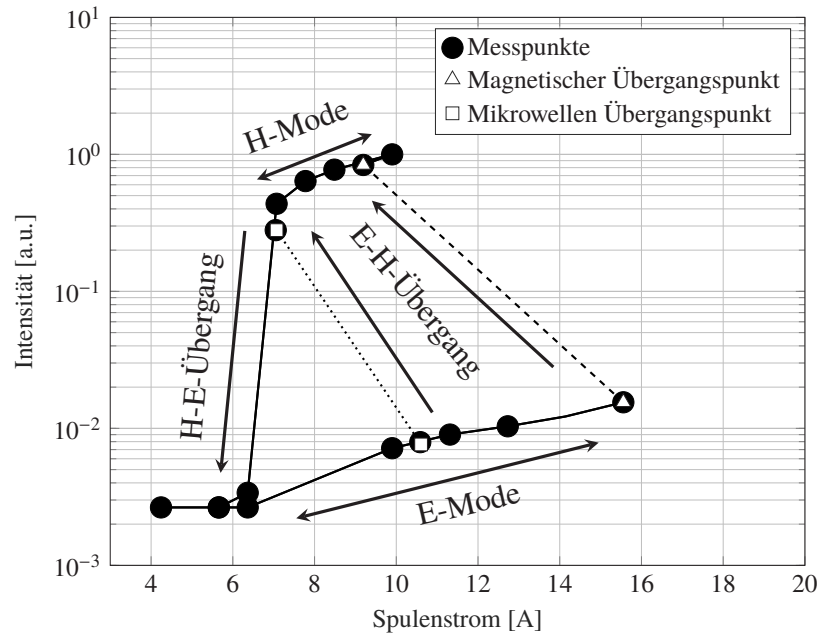


Abbildung 7.3: Gemessenes Hystereseverhalten einer 7,5 Pa Xe-Entladung.

wurde die Möglichkeit untersucht mittels einer Mikrowellenzündhilfe das Hystereseverhalten zu minimieren und das Plasma mit dem kleinstmöglichen Strom zu zünden und zu betreiben.

Die durchgeführte Vermessung des Hystereseverhaltens erfolgte strahlungsbasiert. Ein Strahler mit einer nach Tabelle 7.1 entsprechenden Geometrie und einem Fülldruck von 7,5 Pa Xe wurde in der Spule platziert. Der Druck entsprach hierbei dem Zündminimum von Xe, wie im vorangegangenen Abschnitt 7.1.1 gezeigt wurde. Der Strom wurde langsam erhöht und die erzeugte Strahlung zwischen 200 - 800 nm gemessen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 7.3 gezeigt.

Zunächst zündet das Plasma im E-Mode, welcher nur eine geringe Strahlungsleistung erzeugt. Mit steigendem Strom steigen auch die Strahlungswerte nur moderat an. Wird die benötigte magnetische Durchbruchflussdichte erreicht, springt die Entladung in den H-Mode. Dies äußert sich in einem steilen Anstieg der Strahlungsleistung um circa eine Größenordnung. Durch den Impedanzsprung des Systems aus Plasma und Spule vermindert sich der Strom. Der Übergang wird in Abbildung 7.3 durch die gestrichelte Linie angedeutet. Der Übergang ist entsprechend als magnetischer Übergangspunkt markiert. Wird der Strom nun weiter erhöht ergibt sich wiederum ein Anstieg der Strahlungsleistung. Bei Herabsetzen des Stroms kann der benötigte Zündstrom in diesem Experiment um einen Faktor $\approx 2,25$ unterschritten werden, bevor der H-E-Übergang stattfindet. Durch das so gezeigte Hystereseverhalten ist deutlich, dass zum Aufrechterhalten einer induktiven Entladung weitaus kleinere Ströme benötigt werden als zum Induzieren des E-H-Übergangs. Wie hier gezeigt wurde, werden bereits im Zündminimum bei einem Xe-Druck von 7,5 Pa Ströme von circa 16 A benötigt um den E-H-Übergang zu initiieren. Da es nicht

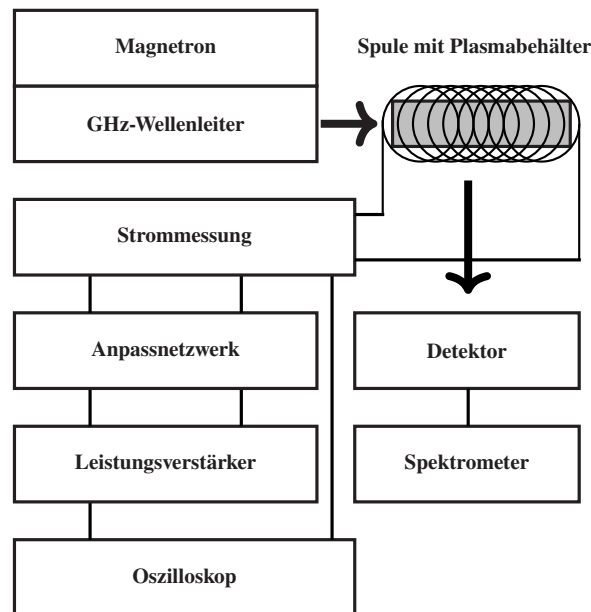


Abbildung 7.4: Skizze des angepassten Aufbaus zur Untersuchung der Mikrowellenzündung

trivial ist bei den genutzten Frequenzen hohe Ströme zu erzeugen, wurde die Möglichkeit untersucht, mittels einer Mikrowellenzündhilfe das Plasma bereits unterhalb des magnetischen Übergangspunktes in den H-Mode zu heben.

Zur Mikrowellenerzeugung bei 2,45 GHz für die Zündversuche wurde ein konventionelles 500 W Magnetron verwendet (2M213, HITACHI, Chiyoda, Japan). Die Mikrowellen wurden dann mittels Hohlleiter in den Strahler eingekoppelt. Eine Skizze des angepassten Messaufbaus ist in Abbildung 7.4 gegeben. Durch das konventionelle Magnetron ist diese Art der Mikrowellenerzeugung sehr einfach und günstig zu realisieren. Ein Nachteil ist jedoch, dass der Wert der eingekoppelten Leistung nicht genau bekannt ist. Auch zur Untersuchung der Hysterese mittels Mikrowellenzündhilfe wurde so vorgegangen wie oben beschrieben. Hier wurde allerdings bei jedem Messpunkt für ungefähr eine Sekunde zusätzlich die Mikrowellenleistung in den Strahler eingekoppelt. Der Übergang von E- zu H-Mode konnte somit mit deutlich geringeren Spulenströmen initiiert werden. Der E-H-Übergang durch die Mikrowellenzündung ist in Abbildung 7.3 als gepunktete Linie angedeutet.

Wie im Grundlagen Kapitel in Abschnitt 2.2 hergeleitet wurde, steht die induktiv eingekoppelte Leistung in direktem Zusammenhang mit der Elektronendichte (vgl. Abbildung 2.9). Durch die zusätzlich eingekoppelte Mikrowellenleistung steigt die Elektronendichte an. Hierdurch resultiert direkt eine höhere induktive Leistungseinkopplung. Durch die Mikrowelleneinkopplung geht das Plasma in den H-Mode über. Zum Aufrechterhalten des H-Modus existiert ein minimaler Spulenstrom I_{main} , welcher überschritten werden muss. Ist der Strom zu gering, fällt die Entladung bei Abschalten des Magnetrons zurück in den E-Mode. Hier sei bemerkt, dass die Strahlungsleistung durch die Anregung des H-Modus während der Mikrowelleneinkopplung

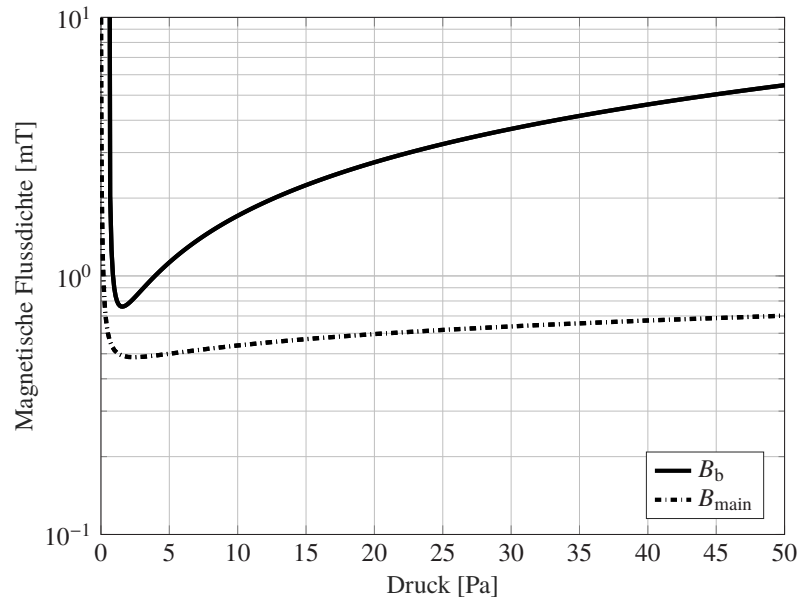


Abbildung 7.5: Berechnete Durchbruchflussdichte B_b und minimale magnetische Erhaltungsflussdichte B_{main} in Abhängigkeit des Drucks.

ansteigt. Diese wurde in Abbildung 7.3 zur besseren Übersicht vernachlässigt und nur nach der Mikrowelleneinkopplung gemessen. Der minimale Erhaltungsstrom kann numerisch angenähert werden. Nach Kortshagen [46] kann bei bekannter Geometrie und Impedanz Z des Systems der minimale Erhaltungsstrom I_{main} durch die Berechnung des elektrischen Feldes E_0 entlang der Spule bestimmt werden als:

$$I_{main} = \frac{2LM}{|Z|} 2\pi R E_0 \quad (7.2)$$

wobei L der Hälfte der Spulenlänge und M der Wicklungsdichte entspricht. Die Berechnung des Feldes E_0 wurde durch die in Kapitel 5 beschriebene Simulation bestimmt. Die Simulation wurde als Parameterstudie über dem Druck durchgeführt. Um den minimalen Erhaltungsstrom I_{main} abzuschätzen, werden die Plasmaparameter benötigt. Um diese zu bestimmen, muss in der Simulation eine externe Leistung vorgegeben werden. Das hier beschriebene Vorgehen stellt somit keine geschlossene Lösung dar. Dennoch dient diese Beschreibung zum besseren Verständnis des Verhaltens. So ist in Abbildung 7.5 die aus dem minimalen Erhaltungsstrom resultierende magnetische Flussdichte B_{main} (vgl. Gleichung 7.1) in Abhängigkeit des Drucks gezeigt. Diese muss mindestens erreicht werden, um die H-Mode-Entladung aufrechtzuerhalten.

Es ist zu erkennen, dass bei jedem betrachteten Druck die minimale magnetische Erhaltungsflussdichte B_{main} deutlich unterhalb der magnetischen Durchbruchflussdichte B_b liegt. Somit sollte es möglich sein auch in höheren Druckbereichen den benötigten Zündstrom bei Nutzung einer Mikrowellenzündhilfe deutlich zu reduzieren. Es sei jedoch angemerkt, dass der Gültigkeitsbereich in Bezug auf den Druck noch genauer zu untersuchen ist.

Auch wenn der Einsatz der Mikrowellenzündhilfe den E-H-Übergang deutlich vereinfacht, besteht der Nachteil, dass dieses System nur in stationären Systemen mit genügend Bauraum integriert werden kann. Des Weiteren muss eine ausreichende Schirmung der Mikrowellenstrahlung gewährleistet werden. In Bezug auf einen späteren Einsatz des Strahlersystems in einem Reaktor zur Wasserentkeimung sollten jedoch beide Aspekte realisierbar sein. Somit bietet der Einsatz einer Mikrowellenzündhilfe eine einfache und kostengünstige Möglichkeit, den benötigten Zündstrom im genutzten Frequenzbereich deutlich zu reduzieren.

7.2 Geometrie, Frequenz und Temperaturverhalten

Weitere Freiheitsgrade wie die Geometrie und die verwendete Anregungsfrequenz haben Einfluss auf die Effizienz und den stabilen Betrieb der Entladung. So beeinflusst der Radius des Strahlers das Zündverhalten der Plasmen. Das Gleiche gilt für die genutzte Anregungsfrequenz. Die Länge des Strahlers ist hingegen durch die Temperatur und somit durch die Plasmaverteilung limitiert. Die genannten Freiheitsgrade werden im Folgenden genauer betrachtet.

7.2.1 Geometrie und Frequenz in Bezug zur Zündung

Um möglichst optimale Abmessungen und Betriebspunkte zu erreichen, wurde eine Untersuchung des Radius und anschließend der Frequenz in Bezug auf die Zündung durchgeführt. Dass diese Faktoren einen erheblichen Einfluss auf die Entladung zeigen, kann unter anderem durch die Leistungseinkopplung begründet werden. So kann unter Nutzung von Gleichung 2.90, welche in Abschnitt 2.2.1 hergeleitet wurde, dieses Verhalten verdeutlicht werden. In Abbildung 7.6 ist der Verlauf der durch Gleichung 2.90 berechneten Einkoppelleistung in Abhängigkeit des Radius sowie der Frequenz gezeigt.

Radius in Bezug zur Zündung

Um den Einfluss der Geometrie in Bezug zur Zündung zu untersuchen wurde ebenfalls der Aufbau der vorangegangenen Untersuchungen verwendet. Zunächst wurde das Augenmerk auf den Einfluss des Strahlerradius gelegt. Hierzu wurden Strahler mit verschiedenen Radien gefertigt und das benötigte Magnetfeld zum Zünden der induktiven Entladung bestimmt. Die Strahler- und Spulenparameter sind in Tabelle 7.2 gegeben. Die Strahler wurden wie in den vorangegangenen Messungen in der Spule platziert und der Spulenstrom langsam erhöht, bis der E-H-Übergang einsetzte. Der gemessene Strom, welcher zur Zündung führte, wurde mittels 7.1 umgerechnet. Die so erhaltenen Werte sind unabhängig von der Spulengeometrie und in Abbildung 7.7 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass das benötigte Zündfeld mit steigendem Radius abnimmt. Dies kann wie oben beschrieben durch die Leistungseinkopplung begründet werden. So wie in Abbildung 7.6

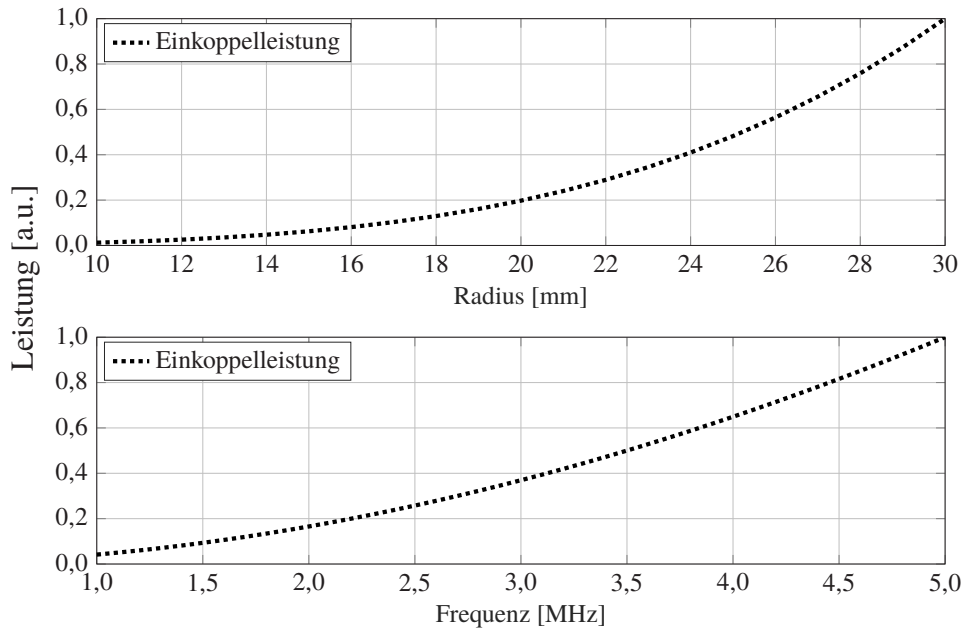


Abbildung 7.6: Abhängigkeit der induktiv eingekoppelten Leistung nach Gleichung 2.90. Hierbei wurden der Berechnung $N = 22$, $I = 10$ A, $l = 15$ cm zugrunde gelegt und jeweils nur der Radius bzw. die Frequenz variiert. Oben: Leistung in Abhängigkeit des Radius. Unten: Leistung in Abhängigkeit der Frequenz.

Tabelle 7.2: Strahler- und Spulengeometrie für die Untersuchung der Abhängigkeit des Strahlerradius.

Strahlergeometrie	Einheit	Wert	Spulengeometrie	Einheit	Wert
Minimaler gemessener Radius	[mm]	10	Innendurchmesser	[mm]	58
Maximaler gemessener Radius	[mm]	28,5	Außendurchmesser	[mm]	62
Länge	[mm]	60	Länge	[mm]	100
Druck	[Pa]	10	Anregungsfrequenz	[MHz]	2,5
Startgas		Xe	Anzahl Windungen		15

gezeigt, besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Einkoppelleistung und des Strahlerradius bzw. der Quarzoberfläche. Zur praktischen Anwendung bietet sich allerdings Gleichung 2.123 aus Abschnitt 2.2.4 an, da hier für die Abschätzung des Zündfeldes nur empirische Parameter benötigt werden. Die so berechnete Feldstärke ist ebenfalls in Abbildung 7.7 gegeben. Es ist zu erkennen, dass diese Messwerte in guter Näherung mit der Berechnung übereinstimmen. Die Streuung der Messwerte im Druckbereich von < 5 Pa resultiert hierbei aus dem statistischen Verhalten der Zündung. Das so gezeigte Verhalten wirft einen Konflikt der Zielparameter auf. Einerseits soll das Volumen der Entladung möglichst klein gewählt werden, um die Leistungsdichte zu maximieren, andererseits sinkt damit die induktiv eingekoppelbare Leistung. Hier muss ein Kompromiss zur reproduzierbaren und sicheren Zündung des Plasmas eingegangen werden,

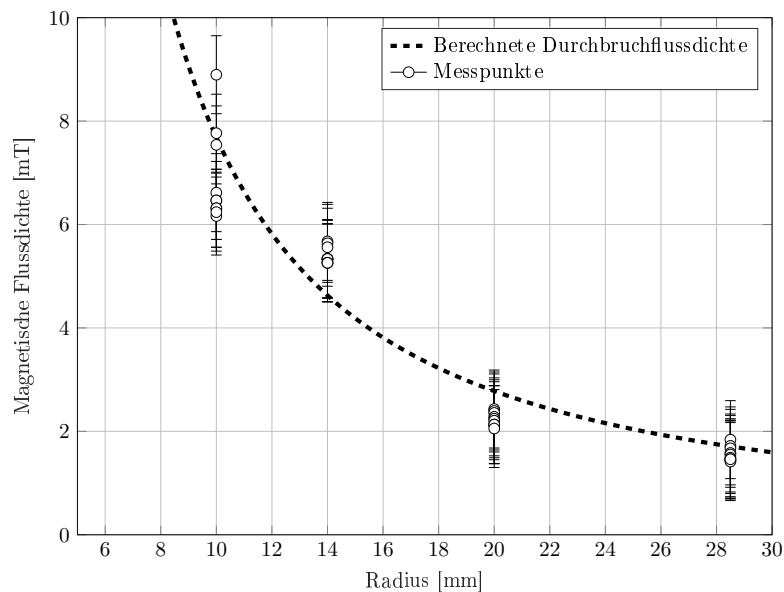


Abbildung 7.7: Abhängigkeit der Durchbruchflussdichte in Bezug auf den Strahlerradius.

Tabelle 7.3: Strahler- und Spulengeometrie für die Untersuchung der Abhängigkeit der Anregungsfrequenz

Strahlergeometrie	Einheit	Wert	Spulengeometrie	Einheit	Wert
Innendurchmesser	[mm]	55	Innendurchmesser	[mm]	58
Außendurchmesser	[mm]	57	Außendurchmesser	[mm]	62
Länge	[mm]	60	Länge	[mm]	100
Druck	[Pa]	10	Minimale untersuchte Frequenz	[MHz]	1,6
Startgas		Xe	Maximale untersuchte Frequenz	[MHz]	4
			Anzahl Windungen		15

auch wenn dadurch die Leistungsdichte sinkt. Unter Beachtung der nächsten Abschnitte kann in der Folge eine nutzbare Geometrie definiert werden.

Frequenz in Bezug zur Zündung

Das Frequenzverhalten in Bezug zur Zündung verhält sich ähnlich zu der Abhängigkeit des Radius. So kann auch hier durch Gleichung 2.90 gezeigt werden, dass eine direkte Abhängigkeit zur Leistungseinkopplung besteht. Das zum Radius vergleichbare Verhalten wird bereits durch den Vergleich der Abhängigkeiten in Abbildung 2.90 deutlich. Um eine genauere Aussage über den Einfluss der genutzten Anregungsfrequenz in Bezug zur Zündung zu treffen wurde eine Messreihe bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt. In Tabelle 7.3 sind die für diese Untersuchung verwendeten Abmessungen und Parameter gegeben. Die Vermessung erfolgte analog zu den schon beschriebenen Messungen im vorangegangenen Abschnitt. Hierbei wurde das Plasma mit verschiedenen Frequenzen angeregt und der benötigte Zündstrom gemessen. Die

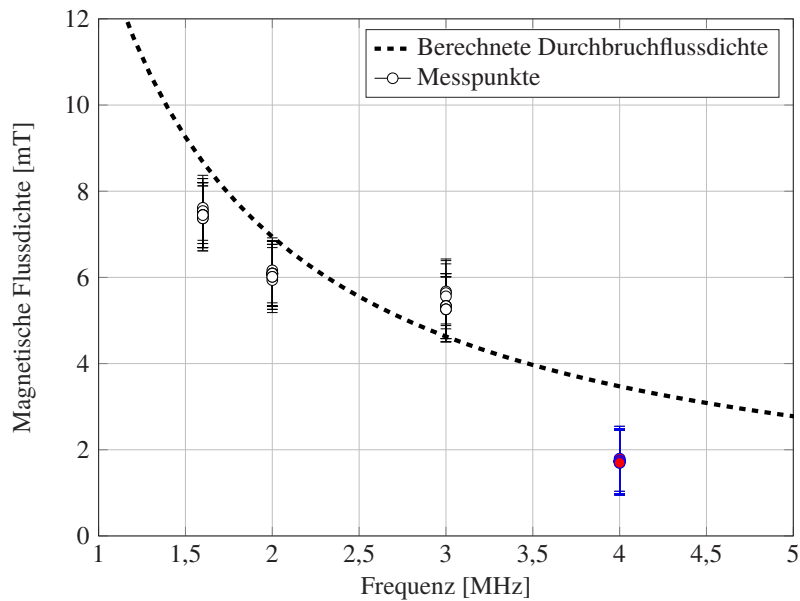


Abbildung 7.8: Frequenzabhängigkeit der Durchbruchflussdichte. Der markierte Messpunkt wurde außerhalb der Spezifikation des genutzten Verstärkers erzeugt, was die Abweichung von der Berechnung begründen könnte.

Messergebnisse sind in 7.8 gezeigt. Es zeigt sich, dass auch hier der in Abschnitt 2.2.4 gezeigte empirische Ansatz eine brauchbare Näherung zur Abschätzung der benötigten Frequenzen darstellt. Unterhalb von 1,6 MHz war bei der Messreihe keine Zündung mehr möglich. Die höchste untersuchte Frequenz mit 4 MHz stellt die höchste mögliche Frequenz dar, welche mit dem Linearverstärker (vgl. Abschnitt 4.3.1) erzeugt werden kann. Jedoch liegt diese Frequenz bereits außerhalb der Spezifikationen. Infolgedessen kann hier kein exakter Sinus vom Verstärker bereitgestellt werden. Dies kann die Abweichung von der Berechnung begründen, da das hier erzeugte Signal von Oberwellen überlagert wird.

In der späteren Anwendung ist durch die genutzten SiC-Transistoren die Frequenz auf maximal 3 MHz begrenzt. Um eine sichere und reproduzierbare Zündung zu gewährleisten, sollte im gegebenem Aufbau mit der verwendeten SiC-Transistorbasierten Vollbrücke die höchst mögliche Frequenz mit 3 MHz gewählt werden.

7.2.2 Geometrie in Bezug zur Temperaturverteilung

In Bezug zur Temperaturverteilung in den Strahlersystemen spielt die Dimensionierung der Quarzkörper eine entscheidende Rolle. Bei einer gegebenen Frequenz, Leistung und Spule bleibt nur die Geometrie als Parameter zur Einflussnahme auf die Temperaturverteilung. Da bei halogenidhaltigen Strahlern die Füllkomponente am kältesten Punkt des Systems kondensiert, wird eine möglichst homogene Temperaturverteilung angestrebt, um einen effizienten Hochdruckbetrieb zu erreichen. Dies erweist sich durch das Plasmaverhalten als nicht trivial. So wurde beobachtet,

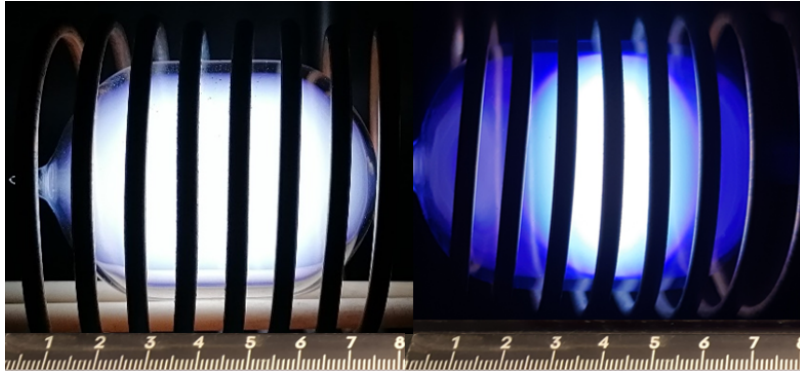


Abbildung 7.9: Vergleich der Plasmaverteilung von reingas- zu halogenidgefüllten Systemen bei 400 W Eingangsleistung. Links: Xe gefüllter Strahler. Rechts: Xe-I₂ gefülltes Strahlersystem.

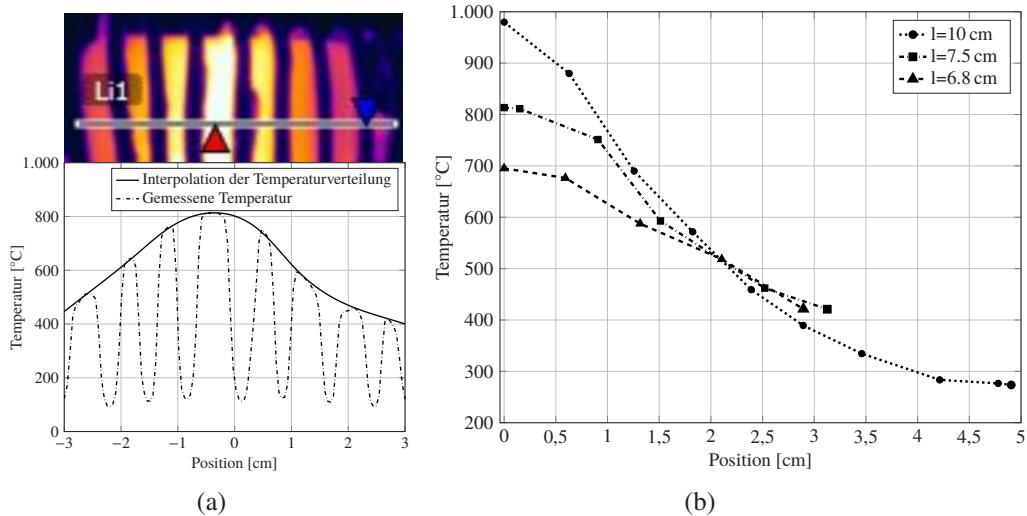


Abbildung 7.10: Temperaturverteilung in Abhängigkeit der Länge. (a) Das obere Bild zeigt eine Aufnahme mittels Infrarotkamera. Das untere Bild zeigt die Messwerte sowie die interpolierte Temperaturverteilung. (b) Temperaturverteilungen bei verschiedenen Längen.

dass bei halogenidhaltigen Entladungen das Plasma bestrebt ist eine Kugel auszubilden. Zur Verdeutlichung dieses Phänomens werden in Abbildung 7.9 die Entladungen eines Xe-gefüllten Systems und eines Xe-I₂-Systems gegenübergestellt. Hier deutet sich das Temperaturverhalten schon optisch durch die Plasmaverteilung an. Dieses Verhalten wurde bereits in Kapitel 5 durch die Simulation vorhergesagt und ist durch die dort diskutierten Reaktionen bedingt. Die gezeigte Plasmaverteilung hat zur Folge, dass die Enden des Quarzkörpers stets den kältesten Punkt aufweisen. Da die heißeste Stelle somit in der Strahlermitte liegt, wird der kälteste Punkt auch durch die Länge des Strahlers bestimmt. Zur genaueren Untersuchung wurden Temperaturmessungen bei verschiedenen Strahlerlängen durchgeführt. Diese Messungen sind in Abbildung 7.10 zu sehen. Es sei angemerkt, dass es sich hierbei um die Temperaturen, welche am äußeren Glaskörper gemessen wurden, handelt. Die Messung verdeutlicht, dass das Verhalten, welches sich schon optisch andeutet, einen großen Einfluss auf die Temperaturverteilung zeigt. Wie in Abbildung 7.10 (a) zu sehen, liegt die höchste Temperatur nicht exakt in der Mitte, jedoch im unmittelbar

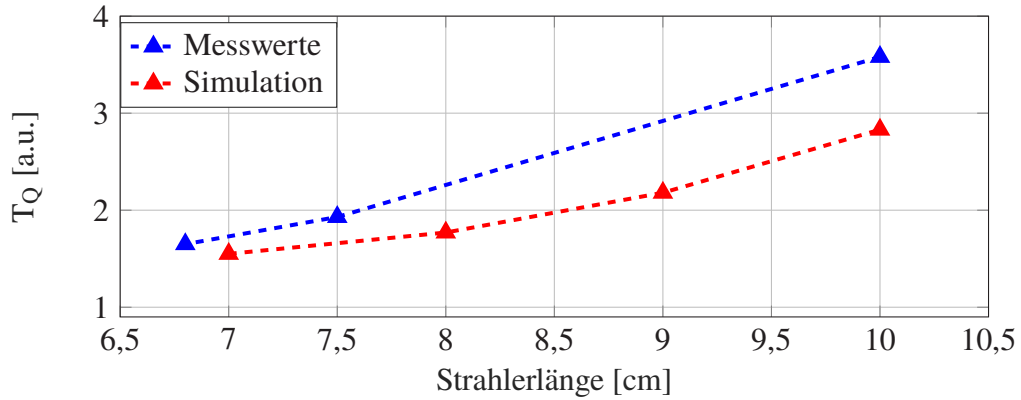


Abbildung 7.11: Vergleich der Simulation und der Messung des Temperaturquotienten T_Q .

umliegenden Bereich. Hierbei kann es sich jedoch auch um eine Messabweichung aufgrund der Abschattung der Spule handeln. Von der heißesten Stelle im Bereich der Mitte des Strahlers fällt die Temperatur in Richtung der Enden des Quarzkörpers deutlich ab. Trotz unterschiedlicher Länge weisen die Strahler eine ähnliche Temperaturverteilung auf. Zur Veranschaulichung dieses Verhaltens wird der Quotient T_Q der Temperaturen bei unterschiedlichen Strahlerlängen verglichen. Dieser ergibt sich aus der gemessenen maximalen Temperatur T_{max} geteilt durch die minimale Temperatur T_{min} :

$$T_Q = \frac{T_{max}}{T_{min}} \quad (7.3)$$

Um eine homogene Temperaturverteilung am Quarzkörper zu erreichen, sollte eine Geometrie gewählt werden, welche einen möglichst kleinen Wert für T_Q aufweist. Da die Temperatur über die Länge des Strahlers abfällt ergibt sich für die kürzeste Länge die kleinste Temperaturdifferenz vom heißesten zum kältesten Punkt. Um mögliche Einflussparameter auf die Temperaturverteilung und somit auf den Quotienten zu bestimmen, wurde das in Abschnitt 5.3.1 vorgestellte Simulationsmodell herangezogen. Zunächst wurde der Temperaturquotient der Simulation mit den Messwerten verglichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.11 gezeigt. Durch den Vergleich kann davon ausgegangen werden, dass das Simulationsmodell die Temperaturverteilung am Glaskörper in guter Näherung abbildet. Es ist zu sehen, dass der Temperaturquotient T_Q sich bei kürzeren Strahlerlängen einer homogenen Verteilung annähert. Bei längeren Geometrien wird eine größere Differenz festgestellt. Wie in Abbildung 7.12 verdeutlicht hat die Länge des Quarzkörpers nur einen geringen Einfluss auf die Temperaturverteilung im Plasma selbst. So zeigt sich hier, dass sich auch bei längeren Strahlergeometrien das Plasma auf die Mitte des Quarzkörpers konzentriert. Als ein nutzbarer Parameter, um die Temperatur zu beeinflussen, wurde die Einkoppelleistung identifiziert. So ist in Abbildung 7.13 die Gastemperatur bei verschiedenen Leistungen gezeigt.

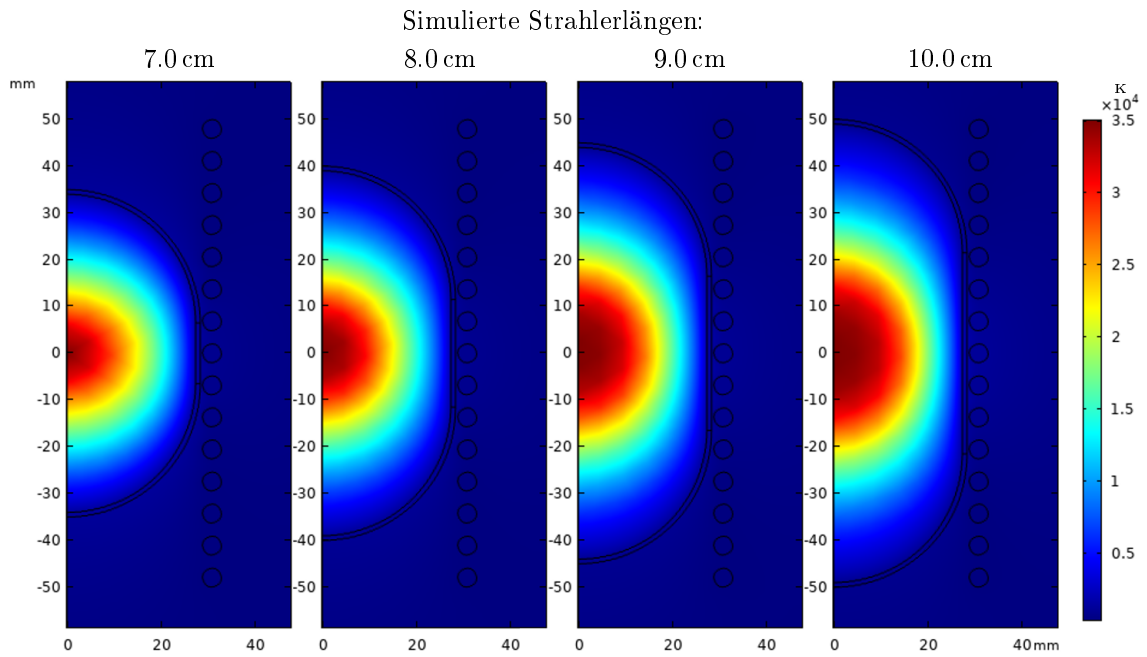


Abbildung 7.12: Vergleich der Simulierten Plasmatemperaturverteilungen bei unterschiedlichen Strahlerlängen.

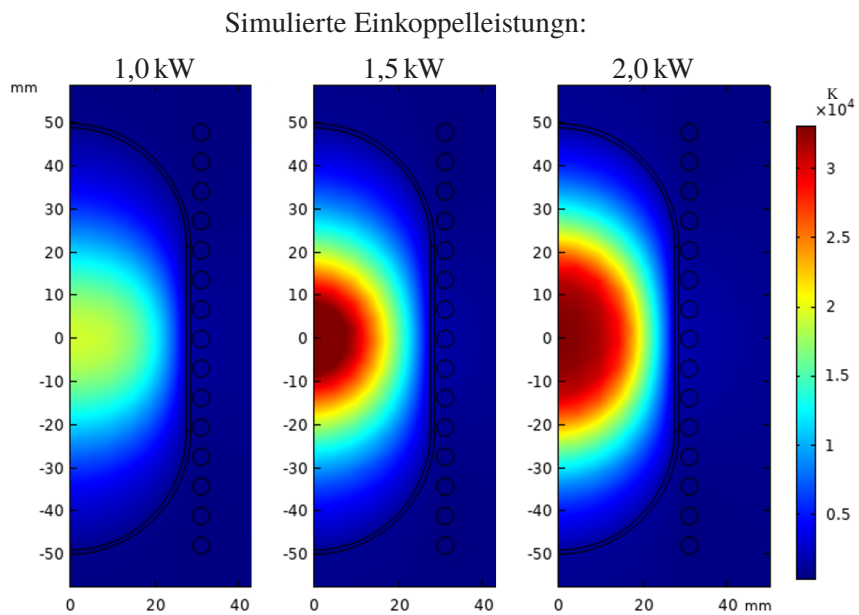


Abbildung 7.13: Simulation des Einflusses der Einkoppleistung auf die Plasmatemperatur.

Es ist erkennbar, dass die Temperatur mit der Einkoppelleistung ansteigt. Somit wird auch die Verteilung beeinflusst. Mit steigender Leistung erhöht sich die Gastemperatur. Die maximale Temperatur breitet sich über einen größeren Bereich aus, was zu einer homogeneren Verteilung der Temperatur am Quarzkörper führt. Dieses Verhalten ist jedoch nur bedingt nutzbar, da sich die Maximaltemperatur weiterhin in der Mitte befindet. Hierdurch ist auch bei höheren Leistungen der heißeste Punkt des Strahlers in der Mitte des Quarzkörpers. Die maximale Einkoppelleistung wird daher von der Schmelztemperatur des Glases begrenzt. Wird nun eine möglichst homogene Temperaturverteilung über den Quarzkörper gewünscht, kann die Länge unter Beachtung des erläuterten Verhaltens nicht beliebig lang gewählt werden. Durch die vorangegangenen Betrachtungen konnten die Einflussparameter auf die induktive Entladung genauer untersucht werden. Hierdurch ist es möglich, in Bezug auf die Geometrie einen Rahmen für den effizienten Betrieb eines induktiv betriebenen quecksilberfreien Hochdruckplasmas zu finden. Alle vorangegangenen Ergebnisse fließen nun in die Parameter eines Prototyps ein. Das Vorgehen wird im nächsten Kapitel beschrieben.

8 Prototyp

Alle vorangegangenen Erläuterungen und Untersuchungen sollen im Folgenden genutzt werden, um einen möglichst effizienten Prototypen für die Anwendung zu erhalten. So wird zunächst die gewählte Geometrie der Strahler beschrieben und begründet. Es sei angemerkt, dass der finale Prototyp die geometrischen Spezifikationen der Anwendung erfüllen muss und daher einige Parameter in ihrer Dimensionierung begrenzt sind. Hier wird auch auf die Auswahl der Füllparameter des Startgases sowie des Leuchtmaterials eingegangen. Im Anschluss wird der Betrieb und die Effizienz des Prototyps betrachtet. Abschließend erfolgt die Bewertung des Prototyps anhand der erreichten Effizienz sowie eine Einordnung des hier vorgestellten Systems im Vergleich zu konventionellen Systemen und dem Stand der Technik.

8.1 Geometrische Abmessungen

Der Radius des Prototyps wurde unter Berücksichtigung der Ergebnisse der in Abschnitt 7.2.1 durchgeführten Untersuchungen in Bezug auf eine möglichst einfache und reproduzierbare Zündung gewählt. Entsprechend den gezeigten Messungen hat sich hier ein Durchmesser von 57 mm als kleinstmöglicher Durchmesser erwiesen. Durch diesen konnte unter Verwendung der vorgestellten Leistungsversorgung (vgl. Abschnitt 4.3) eine zuverlässige Zündung gewährleistet werden. Des Weiteren stellt dies auch den maximal möglichen Durchmesser für die spätere Anwendung dar. Dieser wird durch das Hüllrohr im späteren Reaktor begrenzt, welcher im gegebenen Projekt mit 60 mm angegeben war [20].

Die Länge des Strahlers wurde ebenfalls unter Berücksichtigung der vorangegangenen Betrachtung gewählt. Mit einer Länge von 77 mm wurde die Temperaturverteilung, wie im letzten Abschnitt beschrieben, beachtet. Wie gezeigt ist das Plasma bestrebt sich im Strahlermittelpunkt zu konzentrieren, wodurch für eine homogene Temperaturverteilung ein kugelförmiger Quarzkörper die Idealform darstellen würde. Dies ist allerdings aus mehreren Gründen für die hier angestrebte Anwendung nicht realisierbar.

Zunächst ist die Länge des Strahlers durch die genutzte Fertigungstechnik begrenzt. Bei dem Verjüngen und Verschließen von Quarzglasrohren sollte die Länge des Strahlers nicht den Rohrdurchmesser unterschreiten, um ein gleichmäßiges und reproduzierbares Ergebnis zu er-

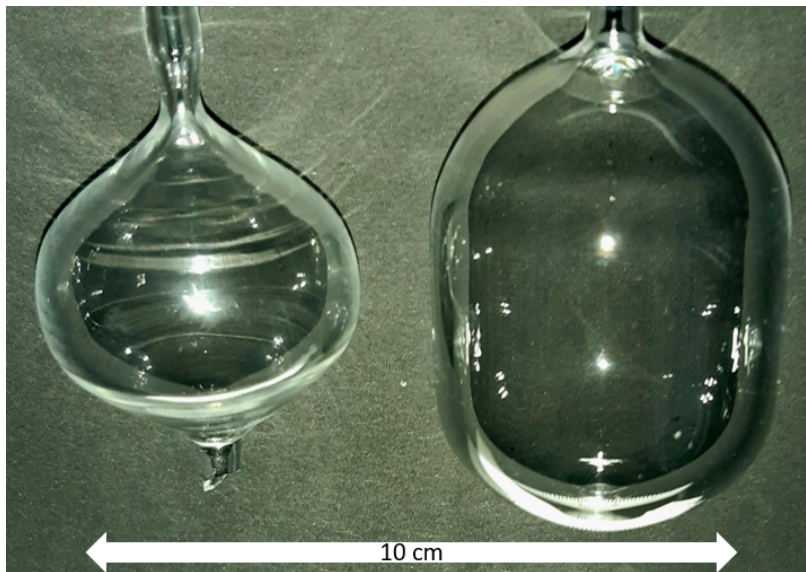


Abbildung 8.1: Vergleich der Rundungen zweier Strahlergeometrien. Links: Quarzkörper mit kleinerer Länge als Radius. Rechts: Prototypen-Geometrie.

halten [92]. Zwar ist auch eine Fertigung mit kleineren Längen als Radien möglich, allerdings führt dies bei der eingesetzten Technik zu nicht klar definierten Abschlüssen. Dies soll durch Abbildung 8.1 verdeutlicht werden. Hier ist durch die Reflexionen im Glas bereits erkennbar, dass bei zu kurzen Strahlergeometrien die Transmission und Streuung an den Enden des Quarzkörpers durch das Fertigungsverfahren beeinflusst wird. Um diese Problematik zu umgehen, wurde die Länge des Strahlers um einen Faktor von 1,35 größer gewählt als der Durchmesser des Quarzkörpers. Somit sind die geometrischen Abmessungen des Prototyps definiert.

8.2 Füllparameter

In der späteren Anwendung liegt das Hauptaugenmerk des Prototyps nicht ausschließlich in der Effizienz sondern auch auf der verlässlichen Zündung und des Betriebs. Daher wurden die Füllung für eine einfache Zündung ausgelegt. Wie in Abschnitt 3.2 begründet bietet hier die Verwendung von Xenon Vorteile. Die genannte theoretische Begründung konnte durch die Messungen in Abschnitt 7 verifiziert werden. Der Fülldruck zum Erreichen des minimal benötigten Zündfeldes wurde hier mit 7,5 Pa bestimmt und für den Prototypen übernommen.

Da auch die Füllmaterialien Einfluss auf das Zündverhalten zeigen, wurden die drei Effizientesten, welche in Kapitel 6 identifiziert wurden auf ihre Zündfähigkeit untersucht. Bei den Materialien handelte es sich um TaI_5 , BiI_3 sowie FeI_2 . Es zeigte sich hier, dass nur der FeI_2 -basierte Strahler in der Prototypengeometrie verlässlich gezündet werden konnte. Die Vermutung ist, dass bei allen Füllmaterialien beim Abkühlen des Strahlers nach dem Betrieb keine vollständige Rekombination zu dem jeweiligen Halogenidmolekül erfolgt und somit molekulares Iod



Abbildung 8.2: Fluoreszenz von molekularem I_2 -Dampf bei Anregung mittels 532 nm Laserstrahlung

in der Gasphase verbleibt. Hierdurch ist die verbleibende Iodmenge abhängig von der Anzahl der Iodatome der jeweiligen Verbindung. Da I_2 auch bei Raumtemperatur einen relativ hohen Dampfdruck erzeugt und die Zündung erheblich vom Druck abhängig ist, ergibt sich für TaI_5 als auch für BiI_3 ein deutlich höheres Zündfeld als für FeI_2 . Die geäußerte Vermutung konnte durch die Anregung der I_2 -Fluoreszenz erhärtet werden. Hierzu wurde 532 nm Laserstrahlung einer 5 mW Laserdiode in den Quarzkörper eingekoppelt. Diese Wellenlänge trifft das Absorptionsspektrum von I_2 -Molekülen und regt diese, wie in Abbildung 8.2 zu sehen, zur Fluoreszenz an [93]. Das Fluoreszenzspektrum wurde ebenfalls spektral aufgelöst vermessen und konnte eindeutig dem I_2 -Molekül zugeordnet werden. Somit ist die Existenz von in der Dampfphase vorhandenen I_2 -Molekülen bestätigt.

Durch das geschilderte Verhalten wurde für den Prototypen FeI_2 verwendet, welches den geringsten Iodanteil im Vergleich zu den anderen möglichen Füllmaterialien aufweist und verlässlich gezündet und betrieben werden konnte.

8.3 Betrieb und Effizienz

Der Betrieb des Prototypen erfolgte zunächst außerhalb des Reaktors um Strahlung und Temperatur vermessen zu können. Der Strahler wurde bei 3 MHz und einer Leistung von 850 W betrieben. Die Strahlungsvermessung wurde nach Erreichen der thermischen Stabilität des Systems, wie

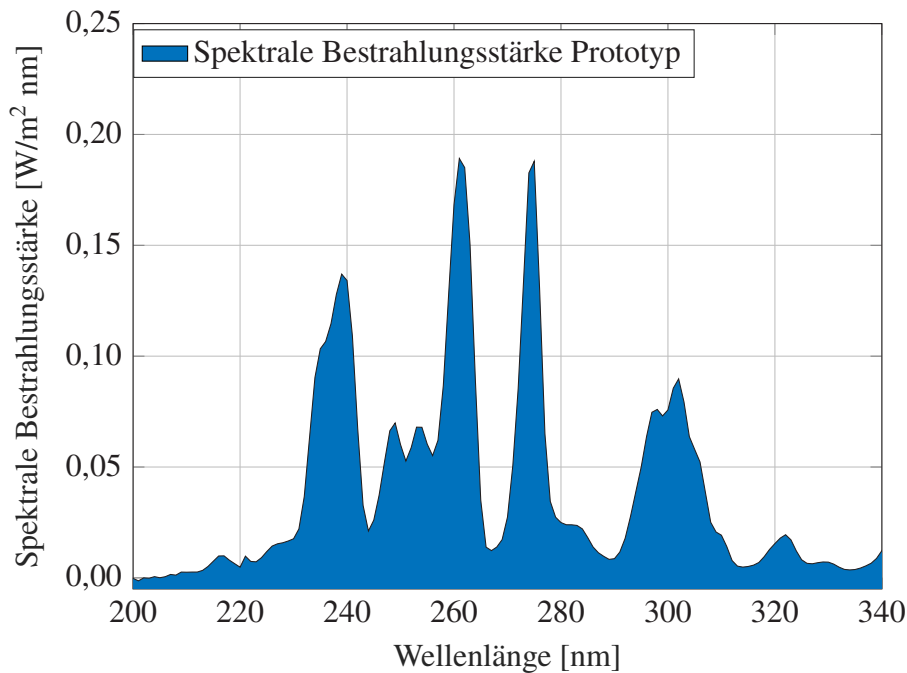


Abbildung 8.3: Spektrale Bestrahlungsstärke des Prototyps im UV-Bereich bei 850 W Eingangsleistung.

in Abschnitt 4.2 beschrieben, durchgeführt. Die gemessene spektrale Bestrahlungsstärke ist in Abbildung 8.3 gezeigt. Die Strahlungsleistung teilt sich dabei, wie in Abbildung 8.4 gezeigt, auf die UV-Bereiche auf.

Die gesamte abgegebene UV-Strahlungsleistung wurde mit 126 W bestimmt. Dies entspricht einer UV-Effizienz von 14,8 %. Da eine Entkeimungswirkung allerdings nur im Wellenlängenbereich von 200 - 340 nm bewertet werden kann, muss der Strahlungsfluss im UVA, welcher ≈ 60 W beträgt, teilweise als Strahlungsverlust betrachtet werden. Diese hohe UVA-Ausbeute könnte jedoch zukünftig für die Adaption des Systems für andere Anwendungen in Betracht gezogen werden. Die Strahlungsleistung im UVB-Bereich, welche mit insgesamt 15,73 W gemessen wurde, trägt hingegen komplett zur Desinfektionseffizienz bei. Auch der UVC-Bereich kann mit 51,81 W komplett zur Bestimmung der Inaktivierungseffizienz herangezogen werden. Der UVC-Bereich wird aus messtechnischen Gründen im Wellenlängenbereich zwischen 200 - 280 nm betrachtet. Somit ergibt sich im relevanten Bereich von 200 - 340 nm ein Strahlungsfluss von ≈ 70 W. Dies entspricht einer gewichteten Inaktivierungseffizienz η_g von 6,16 %. Im Vergleich zu den ersten Effizienzmessungen, welche in Abschnitt 6 beschrieben wurden, konnte somit durch die Geometrie- und Parameteroptimierung eine Effizienzsteigerung von ≈ 36 % erreicht werden.

Eine Einordnung der erreichten Strahlungsleistung sowie der Effizienz erfolgt im folgenden Abschnitt. Hierzu werden die erzielten Ergebnisse mit aktuellen Technologien verglichen.

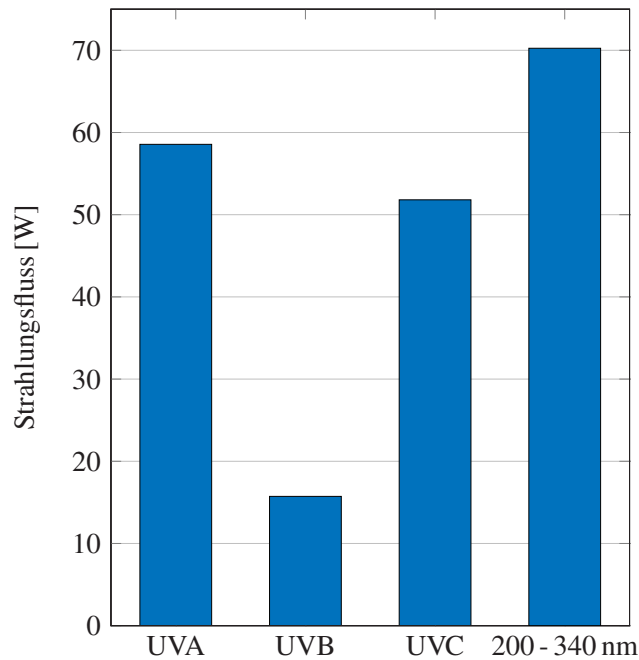


Abbildung 8.4: Aufteilung der Strahlungsleistung des Prototypen in die UV-Bereiche, sowie in den für die Anwendung interessanten Bereich zwischen 200 und 340 nm

Tabelle 8.1: Notation und Parameter zum Vergleich der betrachteten Strahler

Bezeichnung	Strahler	Länge des Strahlers [mm]	Eingangsleistung [W]
L1	Prototyp	77	850
L2	Hg-Strahler aus Abschnitt 6.1	70	500
L3	Philips HOK 10/1 Hg-Strahler [94]	105	1100
L4	Hg 15 mm Lamp D [95]	100	655

8.4 Beurteilung des Prototypen und Vergleich zur aktuellen Technologie

Die Beurteilung des Prototypen kann anhand verschiedener Referenzen erfolgen. So wird einerseits der in Kapitel 6 vermessene Hg-basierte Strahler als Referenz verwendet. Um auch aktuell am Markt vorhandene Modelle in den Vergleich mit einzubeziehen wurde zusätzlich der HOK 10/1 UV-Strahler der Firma Philips betrachtet [94]. Auch die in [95] aufgeführten UV-Strahler sollen als Referenz herangezogen werden. Hier kann allerdings nur die UVC-Strahlung bewertet werden, da nur diese standardmäßig in den Datenblättern aufgeführt wird. Den beschriebenen Strahlern wird in Tabelle 8.4 jeweils eine Bezeichnung zugewiesen, um die Notation im Folgenden zu vereinfachen. Zunächst soll der Strahlungsfluss im UVC-Bereich verglichen werden. Hierzu sind die Strahlungsleistungen des Prototyps L1 sowie der Strahler L2 und L3 in Abbildung

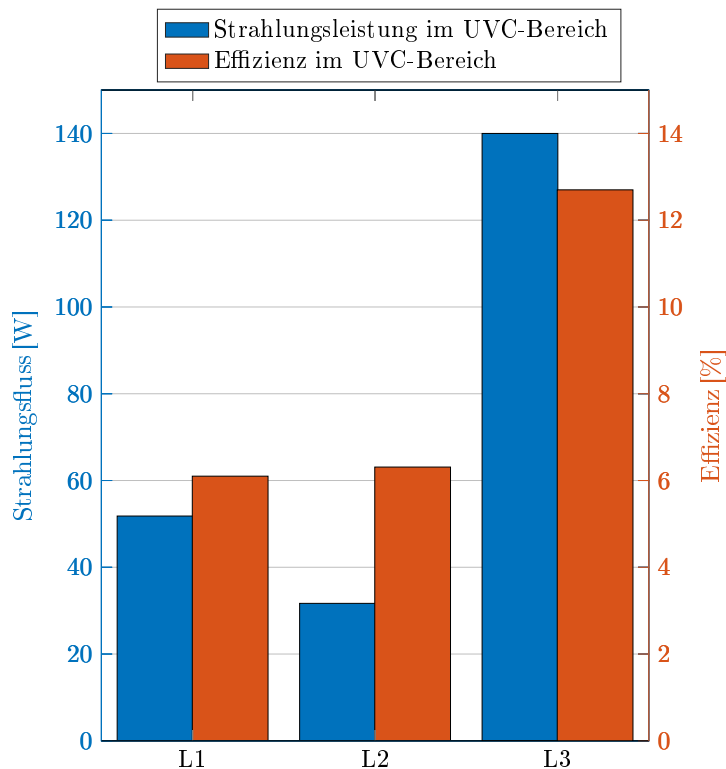


Abbildung 8.5: Vergleich der Strahlungsleistung und Effizienz der Strahler L1, L2 und L3 im UVC-Bereich.

8.5 gegenübergestellt. Wie zu erwarten liefert hier der Strahler mit der größten Leistungsdichte L3 die höchste Strahlungsleistung. Bei vergleichbarer Strahler- bzw. Bogenlänge liegt hier die Strahlungsleistung mit 140 W laut Datenblatt um einen Faktor von 2,7 höher als im Vergleich zum Prototypenstrahler. Um einen belastbareren Vergleich zu ziehen, wird die UVC-Effizienz herangezogen. Hierzu wird die UVC-Strahlungsleistung durch die elektrische Eingangsleistung dividiert. Die Effizienzen sind ebenfalls in Abbildung 8.5 gegeben. Auch hier zeigt das kommerziell verfügbare System im UVC-Bereich mit 12,7 % die höchste Effizienz. Die Effizienz des Prototyps liegt mit 6,16 % deutlich unterhalb der, welche durch Strahler L3 erreicht wird.

Um jedoch einen Vergleich in Bezug zur späteren Anwendung vornehmen zu können, muss der Wellenlängenbereich zwischen 200-340 nm betrachtet werden. Dieser Bereich ist jedoch in der Literatur meist nicht aufgeführt. Daher wird als Referenz der Strahler L4, wie in [95] aufgeführt, herangezogen. Der Strahler L4 bieten den Vorteil, dass dieser im Bereich 200 - 300 nm bewertet wurde. Da die Wellenlängen zwischen 300 nm und 340 nm durch die Wirkfunktion deutlich abgesenkt werden, ergibt sich hier eine vertretbare Differenz, welche den folgenden Vergleich rechtfertigt. Beispielweise liegt die Differenz der Inaktivierungseffizienz des Prototypen bei einer Betrachtung der Wellenlängen zwischen 200 nm und 300 nm bzw. zwischen 200 nm und 340 nm bei 0,4 %. Des Weiteren bietet sich der Vergleich zu dem Strahler L4 an, da hier auch die geometrischen Abmessungen wie beispielsweise die Länge des Strahler in einem vergleichbaren Bereich liegen.

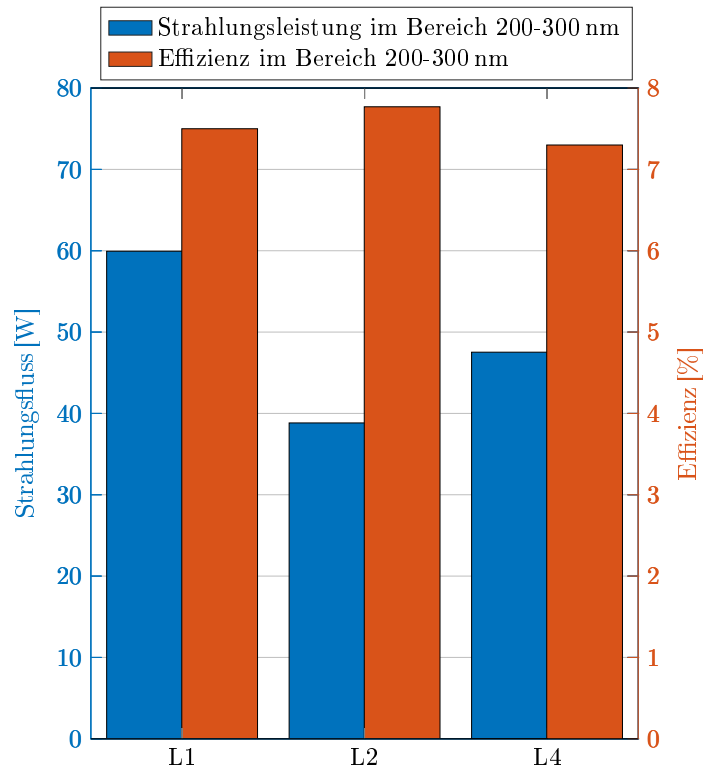


Abbildung 8.6: Vergleich der Strahlungsleistung und Effizienz der Strahler L1, L2 und L4 im Wellenlängenbereich 200-300 nm.

Um die Bestrahlungsstärke, welche für den Strahler L4 in [95] gegeben ist, in einen Strahlungsfluss umzurechnen, wurde die Keitz-Formel verwendet [96]. Die berechneten und gemessenen Werte des Strahlungsflusses im Bereich 200-300 nm der Strahler L1, L2 und L4 sind in Abbildung 8.6 gezeigt. Auch hier ergeben sich durch die unterschiedlichen Eingangsleistungen Abweichungen in der absoluten Strahlungsleistung. Bei der Effizienz bewegen sich alle drei Strahler in einem Bereich von 7,3-7,7 %. Die hier durchgeführte Betrachtung zeigt, dass im Wellenlängenbereich sowie im genutzten Leistungsbereich das quecksilberfreie induktivbetriebene Hochdruckplasma mit einer Effizienz von 7,5 % durchaus als Alternative zu den konventionellen quecksilberbasierten Systemen dienen kann.

Abschließend werden noch die Inaktivierungseffizienzen der Strahler L1 und L2 gegenübergestellt. Der Prototyp erreicht bei dieser Betrachtung eine Effizienz von 6,16 % und der Hg-Strahler L2, wie bereits im Abschnitt 6.1 gemessen und berechnet eine Effizienz von 6,92 %. Diese Differenz beruht auf den unterschiedlichen spektralen Verteilungen der Strahler.

Zwar wird durch den Prototypen nicht ganz die Effizienz der Hg-basierten Referenzstrahler erreicht, jedoch liegt die Differenz der Effizienz mit 0,76 % in einem Bereich, welcher den Einsatz des Systems in kommerziellen Systemen interessant macht. Wird nicht nur die Effizienz, sondern auch das Vermeiden von hochgiftigen schwermetallhaltigen Abfällen sowie die Kontamination

in einem Störfall der Wasserreaktoren betrachtet, überwiegen die Vorteile des hier vorgestellten Plasmasystems.

Des Weiteren könnten auch die geringeren Fertigungskosten aufgrund der Einsparung des Einbringens von Elektroden und die längere Lebensdauer der Strahler weitere Vorteile bieten. Diese werden im folgenden Kapitel aufgegriffen und diskutiert.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Im Folgenden werden die durchgeführten Arbeiten zusammengefasst sowie die erzielten Ergebnisse bewertet. Abschließend erfolgt ein Ausblick für eine zukünftige Forschung auf dem Gebiet der induktiv angeregten quecksilberfreien Hochdruckplasmen. Auch werden die Möglichkeiten zur Weiterentwicklung bzw. die Anwendungsadaption des Prototypen diskutiert.

9.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt erstmals die experimentelle und simulative Untersuchung von induktiv angeregten quecksilberfreien Hochdruckplasmen für den Einsatz in UV-Desinfektionssystemen. Hierzu wurden zunächst die Grundlagen der Physik beschrieben, welche die Basis der Arbeit bilden. Diese wurden dazu genutzt mögliche Einflussfaktoren zu bestimmen und diese bei der Durchführung der Untersuchungen zu verwenden.

Einer der wichtigsten Aspekte zum effizienten Erzeugen von UV-Strahlung ist die Auswahl möglicher Füllkomponenten der Strahlungsquelle. So wurden zunächst die potentiellen Startgase analysiert. Durch ihre grundlegenden physikalischen Eigenschaften konnten Ar und Xe als einsetzbare Startgaskomponenten für ein effizientes System identifiziert werden. Bei der Auswahl des Leuchtmaterials spielen weitere Eigenschaften eine bedeutende Rolle. Hier wurden der Dampfdruck sowie die Emissionslinien der jeweiligen Materialien betrachtet. Unter Berücksichtigung der späteren Anwendung und den daraus resultierenden Systemanforderungen wurden beispielsweise Materialien vermieden, welche bei Wasserkontakt heftige Reaktionen auslösen. Durch dieses Verfahren konnte ein Satz an möglichen Füllkomponenten ausgewählt werden. Dieser Satz besteht ausschließlich aus Halogenidverbindungen des Iods, da mit diesen ein ausreichender Dampfdruck erreicht werden kann.

Um die ausgewählten Materialien zu untersuchen, wurde ein experimenteller Aufbau erstellt. Dieser ermöglichte den induktiven Betrieb der beschriebenen Halogenid-gefüllten Strahlern. Die Leistungsversorgung erfolgte in den ersten Schritten der Untersuchungen durch einen kommerziell erhältlichen Linearverstärker. Parallel zur Untersuchung der Strahler wurde zudem am LTI ein SiC-Transistor basierter Vollbrückenwechselrichter entwickelt, welche den effizienten Betrieb der Plasmen ermöglichte.

Die Effizienz und der sichere Betrieb des SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichters, welcher zum Betrieb der Strahler verwendet werden soll, wird stark von dem Impedanzverhalten der Last bestimmt. Daher wurde ein Simulationsmodell des Plasmasystems erstellt. Das Simulationsmodell ermöglicht eine gute Näherung der Impedanzdynamik des Spule-Strahler-Systems. Hier liegt das Hauptaugenmerk auf der Zündung und dem Hochlaufverhalten der Plasmen. Des Weiteren konnte das Plasmaverhalten in Bezug zu Teilchendichten und Temperaturverhalten durch das Simulationsmodell abgeschätzt und in die Untersuchungen mit einbezogen werden.

Anschließend wurden Strahler mit allen ausgewählten Füllkomponenten gefertigt, vermessen und deren Effizienz bestimmt. Hierdurch konnte die Auswahl auf die für die Anwendung effizientesten Materialien begrenzt werden. Da die erzeugten Spektren von der Elektronentemperatur und somit von der Eingangsleistung abhängen, wurde eine Untersuchung bei verschiedenen Leistungen durchgeführt. Dies ermöglicht eine leistungsabhängige Verlustbetrachtung. So konnten die Verluste bestimmt werden, welche bei der UV-Anwendung aus sichtbarer Strahlung und thermischen Verlusten bestehen. Hierdurch konnten die Betriebsparameter zum Erreichen eines effizienten Betriebspunktes eingegrenzt werden.

In Anbetracht der späteren Anwendung ist das Zündverhalten und der sichere und zuverlässige Betrieb der Strahler von großer Bedeutung. Aus diesem Grund muss die Hysterese, welche sich beim E-H-Übergang der induktiven Plasmen zeigt, als auch die bereits angesprochene Impedanzdynamik des Systems eingehender untersucht werden. Zu beiden Themenfeldern wurden Messreihen durchgeführt und die Ergebnisse ausgewertet. Des Weiteren wurden für die möglichen Startgase Xe und Ar die benötigten Felder zum Induzieren des E-H-Übergangs messtechnisch bestimmt. Weitere Freiheitsgrade bei den Untersuchungen stellen die Strahlergeometrie als auch die genutzte Frequenz zur Anregung dar. Diese Parameter wurden hinsichtlich einer einfachen Zündung des Strahlersystems untersucht. Auch die Temperaturverteilung wurde betrachtet. Da die Geometrie einen erheblichen Einfluss auf die Temperaturverteilung am Quarzkörper hat, wurde in Richtung einer möglichst homogenen Verteilung optimiert.

Alle durchgeführten Untersuchungen wurden genutzt, um einen möglichst effizienten Prototypen zu generieren. Unter Berücksichtigung der Untersuchungsergebnisse wurden die Dimensionierungen des Prototypen festgelegt. Hierbei mussten auch die maximal möglichen Abmessungen des Systems im Reaktor zur Wasserdesinfektion beachtet werden. Der Auswahl des Startgases und dessen Druck wurde eine möglichst einfache Zündung zugrunde gelegt. Es konnte gezeigt werden, dass Xe bei einem Druck von 7,5 Pa ein minimales Zündfeld benötigt. Auch das Füllmaterial wurde nicht nur unter dem Aspekt der Effizienz gewählt. Wie gezeigt werden konnte, ist die Zündung und der Betrieb von FeI₂-basierten Strahlern wiederholbar und verlässlich möglich. Daher wurde eine FeI₂-Füllung für den Prototypen gewählt. Der Prototyp wurde anschließend betrieben, vermessen und das Betriebsverhalten sowie die Effizienz betrachtet.

Durch den Vergleich zu verschiedenen Referenzen ist eine Einordnung in Bezug zur aktuellen Technologie möglich. So erreicht der Prototyp eine Effizienz von 7,5 % im Wellenlängenbereich von 200-300 nm. Damit liegt dieser in einem vergleichbaren Effizienzbereich wie konventionelle Hg-basierte Systeme. Über den kompletten UV-Bereich konnte eine Effizienz von 14,8 % erreicht werden. Wird die Inaktivierungseffizienz betrachtet so erreicht der Prototyp einen Wert von 6,16 %. Damit liegt die Inaktivierungseffizienz des Prototypen nur 0,76 % unterhalb der Effizienz von vergleichbaren quecksilberbasierten elektrodenbehafteten Strahlern. Hierbei wird jedoch bei dem hier vorgestellten System jegliche Erzeugung von quecksilberhaltigem Abfall vermieden, was einen positiven Umweltaspekt darstellt.

Somit konnte erstmals ein induktiv angeregtes quecksilberfreies Hochdruckplasma erzeugt werden, welches zur UV-Desinfektion eingesetzt werden kann.

9.2 Ausblick

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt werden konnte, ist es durch das in dieser Arbeit untersuchte System erstmals möglich UV-Desinfektionssysteme ohne die Verwendung von Quecksilberstrahlern zu betreiben. Soll die Effizienz der quecksilberfreien Systeme weiter gesteigert werden, könnte eine Möglichkeit zur Effizienzsteigerung im Einsatz von TaI₅ als Füllmaterial bestehen. Durch die Messungen in Abschnitt 6.1 konnte gezeigt werden, dass TaI₅ die höchste Effizienz unter allen untersuchten Materialien bietet. Um jedoch ein Strahlersystem mit TaI₅-Füllung verlässlich zu zünden und zu betreiben ist eine Weiterentwicklung der verwendeten Leistungsversorgung notwendig. Auch durch eine aktive Impedanzregelung könnten höhere Zündfelder erzeugt und auch das Hochlaufverhalten der Plasmen reguliert werden, was den Einsatz von TaI₅ als Füllmaterial ermöglichen könnte [80].

Abgesehen von der Anwendung in Reaktoren zur Wasserentkeimung könnten die FeI₂-basierten induktiven Strahler auch für andere Anwendungen von Interesse sein. So zeigen diese eine Effizienz von 14,8 %, wenn alle UV-Bereiche betrachtet werden. Vor allem der erhöhte Anteil an Strahlung im UVA-Bereich könnte das Strahlersystem beispielsweise für eine Anwendung als Strahlungsquelle zur Aushärtung von Lacken und Druckerzeugnissen interessant machen.

Auch alternative Reaktorkonfigurationen könnten zur Effizienzsteigerung beitragen. So wurde, wie in Abbildung 9.1 gezeigt, bereits eine Reaktorkonfiguration mit außenliegender Spule getestet. Dieser Aufbau ermöglicht es auch Spulen mit sehr vielen und eng liegenden Windungen zu realisieren, ohne eine Abschattung berücksichtigen zu müssen. Durch die ersten Tests konnte gezeigt werden, dass ein solcher Aufbau grundsätzlich möglich ist. Jedoch muss hier der Einfluss des Wassers zwischen Spule und Strahler noch eingehend untersucht werden, da die Leistungseinkopplung von der Leitfähigkeit des Wassers abhängt. So kann der Betrieb bei unter-

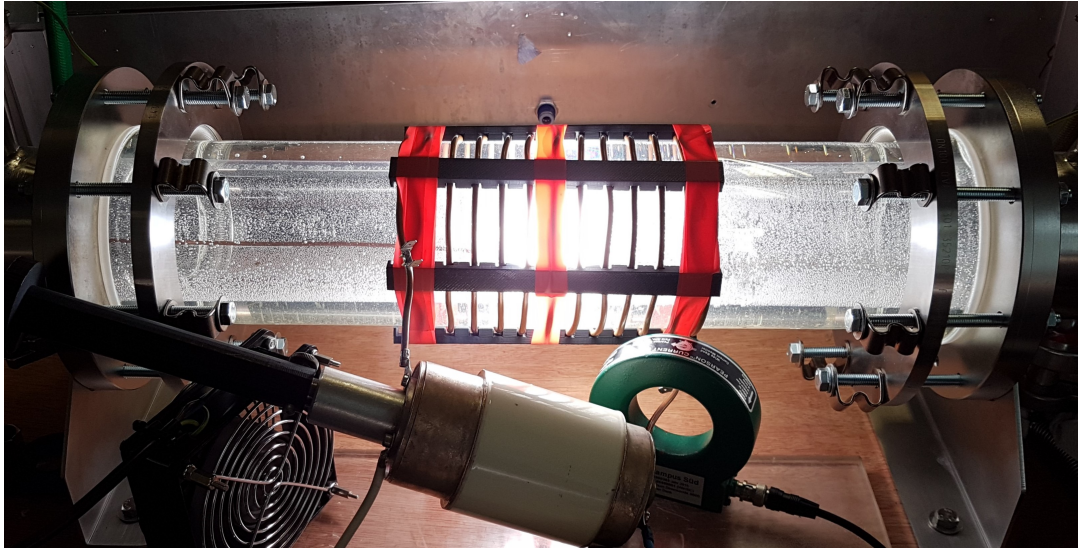


Abbildung 9.1: Test einer möglichen Reaktorkonfiguration mit außenliegender Spule [20].

schiedlicher Wasserqualität variieren, was den Einsatz nur in speziellen Anwendungsbereichen interessant machen könnte.

Ein anderer Aspekt, welcher weiterer Untersuchungen bedarf, ist die Lebensdauer des vorgestellten Strahlersystems. Werden die Lebensdauern von bereits kommerziell erhältlichen induktiven Systemen betrachtet, zeigt sich, dass diese die Lebensdauer von elektrodenbasierten Technologien weit überschreiten. So bewegt sich die Lebensdauer von konventionellen UV-Hochdruckstrahlern im Bereich von 1500 - 10.000 Stunden [97, 98]. Hingegen wird die Lebensdauer von induktiven Systemen, wie beispielsweise des QL-Systems von Philips oder der Endura der Firma Osram mit 60.000 Stunden angegeben [99, 100]. Da dies ein Indiz für eine lange Lebensdauer von induktiven Systemen darstellt, ist es naheliegend eine eingehende Lebensdaueruntersuchung des vorgestellten Systems durchzuführen. Kann hierdurch eine ähnliche Lebensdauer wie bei den genannten induktiven Systemen gezeigt werden, würde dies einen weiteren Vorteil des vorgestellten Systems gegenüber Konventionellen bieten.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einordnung von UV-Desinfektionssystemen auf dem Weltmarkt	2
1.2	Wirkfunktion des Bacillus subtilis	5
1.3	Skizze eines Reaktors zur UV-Wasserbehandlung	5
1.4	Abmessungen des Reaktors	6
2.1	Skizze der am häufigsten eingesetzten Arten zur technischen Plasmaerzeugung	10
2.2	Einteilung von Plasmen in Elektronendichte- und Elektronentemperaturbereiche	13
2.3	Verdeutlichung der Debye-Länge	16
2.4	Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeit	21
2.5	Verdeutlichung des Stoßquerschnitts	22
2.6	Verdeutlichung des Coulombstoßes	24
2.7	Richtungsverläufe der Feldkomponenten einer induktiven Leistungseinkopplung	29
2.8	Beispiel für den Feldverlauf der Felder $E_{\varphi}^p(r)$ und $B_z^p(r)$ in einer Spule	32
2.9	Einkoppelleistung über der Elektronendichte	37
2.10	Magnetische Durchbruchflussdichte B_b für Xenon und Argon	39
2.11	Einflussparameter auf die benötigte magnetische Durchbruchflussdichte	40
2.12	Schema der Energie-Übergänge	41
2.13	Skizze Lorentzprofil	43
2.14	Morse-Potential eines I_2 -Moleküls	45
2.15	Grundzustand und erster angeregter Zustand eines I_2 -Moleküls	46
3.1	Quarzkörper	47
3.2	Schaltbild des verwendeten Vakuumpumpstandes	48
3.3	Atomradien und Ionisierungsenergien der möglichen Zündgase.	50
3.4	Berechnung des temperaturabhängigen Druckverlauf eines Quecksilberstrahlers	51
3.5	Vergleich der Dampfdrücke der möglichen Halogenidkomponenten	52
3.6	Theoretische spektrale Intensitätsverteilung der möglichen Füllmaterialien	54
4.1	Skizze des verwendeten Aufbaus	58
4.2	Wirkfunktion $I_g(\lambda)$, sowie ein Hg-spektrum mit und ohne Gewichtung	60
4.3	Schaltbild des Aufbaus mit Linearverstärker	61
4.4	Genutzter SiC-Transistor basierter Vollbrückenwechselrichter zur Leistungsvorsorgung	62
4.5	Topologie des verwendeten SiC-Transistor basierten Vollbrückenwechselrichters	63
5.1	Energieabhängige Stoßquerschnitte des Startgases	69

5.2	Vergleich des realen Systems mit der Geometrie in der Software	70
5.3	Simulierter Impedanzverlauf der Startgasentladung	71
5.4	Ersatzschaltbild des Transformatormodells	71
5.5	Druckverlauf in Abhängigkeit der Temperatur einer Entladung mit Startgas und I ₂	74
5.6	Elektronendichteverteilung einer Xe-Entladung sowie einer I ₂ -Xe-Entladung . . .	75
5.7	Vergleich der Teilchendichteverteilungen einer I ₂ -haltigen Entladung.	75
5.8	I ₂ -Teilchendichteverteilung über dem Strahlerradius	76
6.1	Gemessene spektrale Bestrahlungsstärken der Halogenid gefüllten Strahler	79
6.2	Leistungsabhängige Effizienz Messung	80
6.3	Spektrales Verhalten einer FeI ₂ -Entladung bei Steigerung der Eingangsleistung .	81
6.4	Strahlungs- und Verlustbetrachtung in Abhängigkeit der Eingangsleistung eines FeI ₂ -Systems	82
6.5	Druckabhängigkeit der Elektronen- und Ionentemperatur	83
6.6	Spektrale Verteilung von Fe in Abhängigkeit der Elektronentemperatur	84
7.1	Messpunkte der benötigten Zündfelder über dem Druck	87
7.2	Vergleich der Simulation mit der Vermessung der Impedanz	88
7.3	Hystereseverhalten einer 7,5 Pa Xe-Entladung	89
7.4	Skizze des angepassten Aufbaus zur Untersuchung der Mikrowellenzündung . . .	90
7.5	Durchbruchflussdichte B_b und minimale magnetische Erhaltungsfeldstärke B_{main} in Abhängigkeit des Drucks	91
7.6	Abhängigkeit der induktiv eingekoppelten Leistung von Radius und Frequenz . .	93
7.7	Abhängigkeit der Durchbruchflussdichte in Bezug auf den Strahlerradius	94
7.8	Frequenzabhängigkeit der Durchbruchflussdichte	95
7.9	Vergleich der Plasmapverteilung von reingas- zu halogenidgefüllten Systemen . . .	96
7.10	Temperaturverteilung in Abhängigkeit der Länge	96
7.11	Vergleich der Simulation und der Messung des Temperaturquotienten T_Q	97
7.12	Vergleich der Plasmatemperaturverteilung bei unterschiedlichen Strahlerlängen .	98
7.13	Einfluss der Einkoppleistung auf die Plasmatemperatur	98
8.1	Vergleich der Rundungen zweier Strahlergeometrien	102
8.2	Fluoreszenz von molekularem I ₂ -Dampf	103
8.3	Spektrale Bestrahlungsstärke des Prototyps	104
8.4	Aufteilung der Strahlungsleistung des Prototypen in die UV-Bereiche	105
8.5	Vergleich der Strahlungsleistung und Effizienz im UVC-Bereich.	106
8.6	Vergleich der Strahlungsleistung und Effizienz im Wellenlängenbereich 200-300 nm	107
9.1	Möglichen Reaktorkonfiguration mit außenliegender Spule	112
A.1	Simulierte Strahlungsverteilung und Strahlungsverlauf	140
A.2	Vergleich der Vermessung und der Simulation der Abschattung durch die Spule .	142
A.4	Strahlungs- und Verlustbetrachtung BiI ₃ und TaI ₅	145

Tabellenverzeichnis

2.1	Plasmabedingungen	14
5.1	Verwendete Reaktionen zur Simulation des Startgasverhaltens	68
5.2	Strahler- und Spulengeometrie für die Simulation des Startgasverhaltens.	69
5.3	Verwendete Reaktionen zur Simulation des halogenidhaltigen Plasmas	73
5.4	Strahler- und Spulengeometrie der I ₂ -Simulation	73
6.1	Strahler- und Spulengeometrie für die Strahlungsvermessung	77
6.2	Strahlungseffizienzen der ausgewählten Füllmaterialien.	80
7.1	Strahler- und Spulengeometrie für die Untersuchung des Zündverhaltens	86
7.2	Strahler- und Spulengeometrie für die Untersuchung des Strahlerradius	93
7.3	Strahler- und Spulengeometrie für die Untersuchung der Anregungsfrequenz	94
8.1	Notation und Parameter zum Vergleich der betrachteten Strahler	105
A.1	Nomenklatur der verwendeten Formelzeichen	140
A.2	Komplettübersicht der zur Simulation verwendeten Reaktionen	143
A.3	Übersicht der zur Simulation implementierten Excimerreaktionen	144

Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen

CCP	Capacitive Coupled Plasma: Kapazitiv Gekoppeltes Plasma
DBE	Dielektrisch Behinderte Entladung
DC	Direct Current: Gleichstrom
DNA	Desoxyribonukleinsäure
EVG	Elektronisches Vorschaltgerät
FEM	Finite-Elemente-Methode
FWHM	Full Width at Half Maximum: Halbwertsbreite
ICP	Inductively Coupled Plasma: Induktiv Gekoppeltes Plasma
IR	Infrarot
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
LED	Light-Emitting Diode: Lichtemittierende Diode
LTE	Local Thermal Equilibrium: Lokales Thermisches Gleichgewicht
LTI	Lichttechnisches Institut
RNA	Ribonukleinsäure
UV	Ultraviolett
UVA	Ultraviolettstrahlung im Wellenlängenbereich $\lambda = 315\text{--}380\text{ nm}$
UVB	Ultraviolettstrahlung im Wellenlängenbereich $\lambda = 280\text{--}315\text{ nm}$
UVC	Ultraviolettstrahlung im Wellenlängenbereich $\lambda = 200\text{--}280\text{ nm}$
ZVS	Zero Voltage Switching: Nullspannungsschaltung

Konstanten

μ_0	Magnetische Feldkonstante: $1.25663706212 \cdot 10^{-6} \frac{N}{A^2}$
c	Lichtgeschwindigkeit: $299792458 \frac{m}{s}$
e	Elementarladung: $1,602176634 \cdot 10^{-19} C$
e	Eulersche Zahl: $2.71828 \dots$
h	Plancksches Wirkungsquantum: $6.62607015 \cdot 10^{-34} J s$
k_b	Boltzmann Konstante: $1.380649 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$
m_e	Elektronenmasse: $9.1093837015 \cdot 10^{-31} kg$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante: $8.8541878128 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
π	Kreiszahl Pi: $3.14159 \dots$

Lateinische Symbole und Variablen

Kleinbuchstaben

$b_{\pi/2}$	Stoßparameter [m]
d	Distanz [m]
d_{det}	Detektorabstand [m]
d_i	Mittlerer Strompfad [m]
e^-	Elektron
e_{nm}	Emissionskoeffizient $\left[\frac{W}{sr m^3} \right]$
f	Frequenz [Hz]
g_0	Gewichtungsfaktor des Grundzustands [1]
g_i	Gewichtungsfaktor des Energiezustands i [1]
j	Imaginäre Einheit [1]
k_j	Ratenkoeffizient $\left[\frac{m^3}{s} \right]$
l	Länge [m]
m	Masse [kg]

m_i	Ionenmasse [kg]
m_r	Reduzierte Masse [kg]
n	Teilchendichte $\left[\frac{1}{m^3}\right]$
n_0	Anfangsteilchendichte $\left[\frac{1}{m^3}\right]$
n_e	Elektronendichte $\left[\frac{1}{m^3}\right]$
n_i	Ionendichte $\left[\frac{1}{m^3}\right]$
n_j	Anzahl Teilchen im Energiezustand j [1]
n_k	Gesamtteilchenzahl [1]
n_n	Neutralteilchendichte $\left[\frac{1}{m^3}\right]$
p	Druck [Pa]
q	Ladung [C]
R	Radius [m]
\vec{s}	Strecke [m]
\vec{s}_e	Zurückgelegte Strecke während der Flugzeit τ_e [m]
t	Zeit [s]
\vec{u}	Flussgeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
v	Geschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
\vec{v}_d	Driftgeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
\vec{v}_d^e	Elektronendriftgeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
\vec{v}_e	Elektronengeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
\vec{v}_{e0}	Elektronenanfangsgeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
\overline{v}_m	Mittlere Geschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
v_s	Quadratisch gemittelte Geschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
v_t	Wahrscheinlichste Geschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
v_{th}	Thermische Geschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
v_x	Geschwindigkeit in x-Richtung $\left[\frac{m}{s}\right]$

v_y	Geschwindigkeit in y-Richtung $\left[\frac{m}{s}\right]$
v_z	Geschwindigkeit in z-Richtung $\left[\frac{m}{s}\right]$
x	Distanz $[m]$

Großbuchstaben

A	Atom
A^*	Atom in angeregtem Zustand
A^+	Kation
A^-	Anion
A_{mn}	Einsteinkoeffizient $\left[\frac{1}{s}\right]$
B	Magnetische Flussdichte $[T]$
B_b	Magnetische Durchbruchflussdichte $[T]$
B_{main}	Erhaltungsflussdichte $[T]$
B_r	Magnetische Flussdichte in r-Richtung (Zylinder Koordinaten) $[T]$
B_z	Magnetische Flussdichte in z-Richtung (Zylinder Koordinaten) $[T]$
B_φ	Magnetische Flussdichte in φ -Richtung (Zylinder Koordinaten) $[T]$
D_{am}	Ambipolarer Diffusionskoeffizient $\left[\frac{m^2}{s}\right]$
D_e	Diffusionskoeffizient Elektronen $\left[\frac{m^2}{s}\right]$
D	Dissoziationsenergie $[eV]$
D_i	Diffusionskoeffizient Ionen $\left[\frac{m^2}{s}\right]$
\vec{E}	Elektrische Feldstärke $\left[\frac{V}{m}\right]$
E_0	Homogenes elektrisches Feld $\left[\frac{V}{m}\right]$
E_D	Elektrisches Feld in Folge von Diffusion $\left[\frac{V}{m}\right]$
E_i	Ionisierungsenergie $[eV]$
E_j	Energieniveau j $[eV]$
E_{kin}	Kinetische Energie $[J]$
E_m	Energieniveau m $[eV]$

E_n	Energieniveau n [eV]
E_r	E-Feld in r-Richtung (Zylinder Koordinaten) [$\frac{V}{m}$]
E_z	E-Feld in z-Richtung (Zylinder Koordinaten) [$\frac{V}{m}$]
E_φ	E-Feld in φ -Richtung (Zylinder Koordinaten) [$\frac{V}{m}$]
F	Kraft [N]
I	Spulenstrom [A]
I_{main}	Erhaltungsstrom [A]
\vec{J}_{am}	Ambipolare Teilchenstromdichte [$\frac{A}{m^2}$]
\vec{J}_e	Elektronenstromdichte [$\frac{A}{m^2}$]
L	Halbe Spulenlänge [m]
L_p	Plasmainduktivität [H]
L_s	Spuleninduktivität [H]
L_σ	Streuinduktivität [H]
M	Wicklungsdichte [$\frac{1}{m}$]
N	Windungszahl der Spule [1]
N_c	Anzahl Zielteilchen [1]
N_d	Plasmaparameter [1]
P_{cap}	Kapazitive Leistung [W]
P_{ind}	Induktive Leistung [W]
P_{in}	Eingangsleistung [W]
P_{plas}	Einkoppelleistung [W]
Q	Wärmequelle [J]
R	Radius [m]
R	Widerstand [Ω]
R_e	Elektronenquellterm [$\frac{1}{s}$]
R_i	Kernabstand [m]
R_p	Plasmawiderstand [Ω]

R_s	Leiterwiderstand [Ω]
S_i	Ionisierungsprozesse pro Volumen und Sekunde $\left[\frac{1}{m^3 s}\right]$
T	Temperatur [K]
T_0	Temperatur zum Zeitpunkt $t = 0$ [K]
T_e	Elektronentemperatur [eV]
T_i	Ionentemperatur [eV]
T_{max}	Maximaltemperatur [K]
T_{min}	Minimaltemperatur [K]
T_n	Neutralteilchentemperatur [K]
T_Q	Temperaturquotient T_{max}/T_{min} [1]
U_B	Durchschlagsspannung [V]
U_c	Spannung über der Spule [V]
V_c	Volumen [m^3]
X	Ionisationsgrad [1]
Z	Zustandssumme [1]

Griechische Symbole und Variablen

α	Erster Townsendscher Ionisierungskoeffizient $\left[\frac{1}{m}\right]$
γ	Dritter Townsendscher Ionisierungskoeffizient [1]
δ	Halbwertsbreite [m]
ϵ_d	Permittivität des Dielektrikums [1]
ϵ_p	Permittivität des Plasmas [1]
η	Wirkungsgrad [1]
κ	Leitfähigkeit $\left[\frac{S}{m}\right]$
κ_e	Elektronenleitfähigkeit $\left[\frac{S}{m}\right]$
κ_p	Plasmaleitfähigkeit $\left[\frac{S}{m}\right]$
λ_0	Zentralwellenlänge [m]

λ_D	Debye-Länge [m]
λ_{mfp}	Mittlere freie Weglänge [m]
λ_{mfp_e}	Mittlere freie Weglänge Elektronen [m]
λ_{mfp_i}	Mittlere freie Weglänge Ionen [m]
λ_{nm}	Abgestrahlte Wellenlänge beim Übergang von Energieniveau n zu m [m]
μ	Mobilität $\left[\frac{m^2}{Vs}\right]$
μ_e	Elektronenmobilität $\left[\frac{m^2}{Vs}\right]$
μ_i	Ionenmobilität $\left[\frac{m^2}{Vs}\right]$
ν	Frequenz [Hz]
ν_c	Kollisionsfrequenz [Hz]
ν_{ei}	Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz [Hz]
ν_i	Ionisationsfrequenz [Hz]
ρ	Ladungsdichte $\left[\frac{As}{m^3}\right]$
ρ_p	Spezifischer Widerstand im Gleichstromfall [Ωm]
ρ_{ps}	Spitzer Widerstand [Ωm]
σ	Stoßquerschnitt [m^2]
σ_{ei}	Stoßquerschnitt Vielteilchenstreuung [m^2]
σ_i	Ionenstoßquerschnitt [m^2]
$\sigma_{\pi/2}$	Stoßquerschnitt Coulombstoß [m^2]
τ	Mittlere Dauer zwischen zwei Stößen [s]
τ_e	Flugzeit Elektron [s]
τ_{E_m}	Lebensdauer des Energiezustands E_m [s]
ω	Kreisfrequenz $\left[\frac{1}{s}\right]$
ω_{pe}	Plasmafrequenz [Hz]
Φ	Potential [V]
Φ_B	Magnetischer Fluss [Wb]

Literaturverzeichnis

- [1] businesswire. *Global Ultraviolet Disinfection Market Driven by Clean Water Requirements: Technavio*: <https://www.businesswire.com/news/home/20161202005023/en/Global-Ultraviolet-Disinfection-Market-Driven-by-Clean-Water-Requirements-Technavio> zuletzt geprüft am: 21.02.2022.
- [2] Polaris Market Research. *Ultraviolet Disinfection Equipment Market Share, Size, Trends, Industry Analysis Report, By Application*: <https://www.polarismarketresearch.com/industry-analysis/ultraviolet-uv-disinfection-equipment-market> zuletzt geprüft am: 15.02.2022.
- [3] precedenceresearch. *Ultraviolet Disinfection Equipment Market (By Component Type: UV Lamps, Ballasts/Controller, Units Quartz Sleeves, Reactor Chambers, Others)*: <https://www.precedenceresearch.com/ultraviolet-disinfection-equipment-market> zuletzt geprüft am: 21.02.2022.
- [4] Science for Environment Policy. *Tackling mercury pollution in the EU and worldwide*; in-depth report 15 produced for the european commission, dg environment by the science communication unit, uwe, bristol. https://ec.europa.eu/environment/chemicals/mercury/pdf/tackling_mercury_pollution_EU_and_worldwide_IR15_en.pdf zuletzt geprüft am: 15.02.2022.
- [5] Christoph Kaiser. *Mikrowellenangeregte quecksilberfreie Hochdruckgasentladungslampen: Zugl.: Karlsruhe, KIT, Diss., 2013*, volume 3 of *Spektrum der Lichttechnik*. Technische Informationsbibliothek u. Universitätsbibliothek and KIT Scientific Publishing, Hannover and Karlsruhe, 2013.
- [6] D. O. Wharmby. Electrodeless lamps for lighting: A review. *IEE Proceedings A Science, Measurement and Technology*, 140(6):465, 1993.
- [7] V. A. Godyak. Bright idea, radio-frequency light sources. *IEEE Industry Applications Magazine*, 8(3):42–49, 2002.
- [8] Nikola Tesla. *Experiments with alternate currents of high potential and high frequency: A lecture delivered before the Institution of Electrical Engineers, London*. Martino Pub, Mansfield Centre, CT, new edition, 2012.

- [9] P. C. HEWITT. *Method of producing electric light* u.s. patent 843,534. 1907.
- [10] QLCOMPANY. *QL Induction Lighting Systems*: <https://www.qlcompany.com/plugins/webshop/downloadfile.php?id=47> zuletzt geprüft am: 22.10.2021.
- [11] Raymond S. Pengelly, Simon M. Wood, James W. Milligan, Scott T. Sheppard, and William L. Pribble. A review of gan on sic high electron-mobility power transistors and mmics. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60(6):1764–1783, 2012.
- [12] J. Rabkowski, D. Pefitsis, and H. Nee. Silicon carbide power transistors: A new era in power electronics is initiated. *IEEE Industrial Electronics Magazine*, 6(2):17–26, 2012.
- [13] M. Käning, L. Hitzschke, B. Schalk, M. Berger, St Franke, and R. Methling. Mercury-free high pressure discharge lamps dominated by molecular radiation. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(22):224005, 2011.
- [14] Lawrence K. Wang and Norman C. Pereira, editors. *Water Resources and Natural Control Processes*, volume 4 of *Handbook of Environmental Engineering*. Humana Press, Totowa, NJ, 1987.
- [15] Shamim I. Ahmad. *Ultraviolet Light in Human Health, Diseases and Environment*, volume v.996 of *Advances in Experimental Medicine and Biology Ser.* Springer, Cham, 2017.
- [16] Sara Elizabeth Beck. *Wavelength-Specific Effects of Ultraviolet Light on Microorganisms and Viruses for Improving Water Disinfection*. PhD thesis, University of Colorado, Boulder, 2015.
- [17] DIN Deutsches Institut für Normung e. V. *DIN/TS 67506: Entkeimung von Raumluft mit UV-Strahlung – UV-C-Sekundärluftgeräte*, 02.2022.
- [18] Deutsche Vereinigung des Gas- und Wasserfachs e. V. *DVGW Arbeitsblatt W 294-3: UV-Geräte zur Desinfektion in der Wasserversorgung - Teil 3: Messfenster und Sensoren zur radiometrischen Überwachung von UV-Desinfektionsgeräten - Anforderungen, Prüfung und Kalibrierung*, Technische Regel der DVGW, Deutsche Vereinigung des Gas- und Wasserfachs e. V. Technisch-wissenschaftlicher Verein, 06.2006.
- [19] DIN Deutsches Institut für Normung e. V. *DIN 5031-10: Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik – Teil 10: Photobiologisch wirksame Strahlung, Größen, Kurzzeichen und Wirkungsspektren*, 03.2018.
- [20] CORDIS EU research results. *Deliverable Report: Mercury-free, Ultra-high Efficiency Lamp Demonstrators*: <https://cordis.europa.eu/project/id/641702/results> zuletzt geprüft am: 29.07.2020.

- [21] H. Backer and J. Hollowell. Use of iodine for water disinfection: Iodine toxicity and maximum recommended dose. *Environmental health perspectives*, 108(8):679–684, 2000.
- [22] Ulrich Stroth. *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen und Anwendungen*. Springer Spektrum, Berlin, 2. edition, 2018.
- [23] Gerd Janzen. *Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen, Diagnostik*, volume 3 of *Technische Physik*. Hüthig, Heidelberg, 1992.
- [24] Klaus Wiesemann. *Einführung in die Gaselektronik: Grundlagen der Elektrizitätsleitung in Gasen*. Teubner Studienbücher Physik. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden and s.l., 1976.
- [25] Peter Flesch. *Light and Light Sources: High-Intensity Discharge Lamps*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [26] Alexander A. Fridman. *Plasma chemistry*. Cambridge University Press, Cambridge, 2012.
- [27] R. Hippler, S. Pfau, and K. H. Schoenbach. *Low temperature plasma physics: Fundamental aspects and applications*. Wiley-VCH, Berlin, 1. edition, 2001.
- [28] Maher I. Boulos, Pierre Fauchais, and Emil Pfender. *Thermal plasmas: Fundamentals and applications*. Plenum Press, New York, NY, 1994.
- [29] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of plasma physics*. Springer, New York, NY, 3. edition, 2004.
- [30] Francis F. Chen. *Introduction to plasma physics*. Plenum Press, New York, 1974.
- [31] Michael Kaufmann. *Plasmaphysik und Fusionsforschung*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden and s.l., 2., überarb. Aufl. 2013 edition, 2013.
- [32] Lars Reichwein. *Struktur von coulomb-clustern im bubble-regime*. BestMasters. Springer, 1st ed. 2020 edition, 2020.
- [33] Kunkel Wulf B. *Plasma Physics in Theory and Application*. McGraw-Hill Book Company, New York City, 1 edition, 1966.
- [34] Ingolf V. Hertel and Claus-Peter Schulz. *Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*. Springer-Lehrbuch. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008.
- [35] Alexander Piel. *Plasma physics: An introduction to laboratory, space, and fusion plasmas*. Springer International Publishing, Cham, Switzerland, second edition, 2017.
- [36] Francis F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer, Cham and Heidelberg and New York and Dordrecht and London, third edition, 2016.

- [37] Lyman Spitzer. *Physics of fully ionized gases*. Interscience tracts on physics and astronomy. 2. edition, 1962.
- [38] Paul Schulz. *Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern*. Wissenschaftliche Bücherei. Braun, Karlsruhe, 2. edition, 1974.
- [39] G G Lister and M Cox. Modelling of inductively coupled external coils modelling of inductively coupled discharges with internal and external coils. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1992(1):67–73, 1992.
- [40] Min-Hyong Lee and Chin-Wook Chung. On the e to h and h to e transition mechanisms in inductively coupled plasma. *Physics of Plasmas*, 13(6):063510, 2006.
- [41] Michael A. Lieberman and Allan J. Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. Wiley-Interscience, Hoboken, N.J, 2 edition, 2005.
- [42] J. J. Thomson. Ci. the electrodeless discharge through gases. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(25):1128–1160, 2009.
- [43] J. T. Gudmundsson and M. A. Lieberman. Magnetic induction and plasma impedance in a cylindrical inductive discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6(4):540–550, 1997.
- [44] David Halliday, Robert Resnick, and Jearl Walker. *Halliday Physik*. Wiley-VCH, Weinheim, 2007.
- [45] M. M. Turner and M. A. Lieberman. Hysteresis and the e-to-h transition in radiofrequency inductive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8(2):313–324, 1999.
- [46] Kortshagen U, Gibson N D, and Lawler J E. On the e - h mode transition in rf inductive discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, (29):1224–1236, 1996.
- [47] Karel Burm. Breakdown magnetic field in an inductively coupled plasma. *Physics Letters A*, 372(41):6280–6283, 2008.
- [48] Karel Burm. The electronic identity of inductive and capacitive plasmas. *Journal of Plasma Physics*, 74(2):155–161, 2008.
- [49] K. T. A. L. BURM. Breakdown minimum in magnetic field-driven metal plasmas. *Journal of Plasma Physics*, 77(5):675–678, 2011.
- [50] Gehring Tim, Jin Qihao, and Kling Rainer. *Medium Pressure Inductive Driven Lamps For UV- Water- Treatment*. Vortrag, 12th International Conference on Plasma Science and Applications, Lucknow, India, 11-14.11.2019.
- [51] Hermann Haken and Hans Christoph Wolf. *Molekülphysik und Quantenchemie: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen ; mit 43 Tabellen und 133 Aufgaben*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin, 5., völlig Neubearb. und erw. Aufl. edition, 2006.

- [52] Jorge Loureiro and Jayr Amorim. *Kinetics and spectroscopy of low temperature plasmas*. Graduate texts in physics. Springer International Publishing, Cham, 2016.
- [53] Wolfgang Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons: An Introduction to Atomic-, Molecular- and Quantum Physics*. Graduate texts in physics. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 3rd ed. 2018 edition, 2018.
- [54] Hans Griem. *Spectral Line Broadening by Plasmas*, volume v. 39 of *Pure and applied physics*. Elsevier Science, Oxford, 1974.
- [55] S. B. Bayram and M. V. Freatat. A spectral analysis of laser induced fluorescence of iodine: <https://arxiv.org/abs/1507.02600> zuletzt geprüft am: 23.01.2022, 2015.
- [56] Richard D'alterio, Russell Mattson, and Ronald Harris. Potential curves for the I_2 molecule: An undergraduate physical chemistry experiment. *Journal of Chemical Education*, 51(4):282, 1974.
- [57] Sergey Lukashov, Alexander Petrov, and Anatoly Pravilov. *The Iodine Molecule: Insights into Intra- and Intermolecular Perturbation in Diatomic Molecules*. Springer, Cham, 2018.
- [58] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG. *Datenblatt HSQ® 300/330 MF*: https://www.heraeus.com/media/media/hca/doc_hca/products_and_solutions_8/solids/Solids_HSQ300_330MF_EN.pdf zuletzt geprüft am: 18.05.2020.
- [59] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG. : https://www.heraeus.com/de/hca/fused_silica_quartz_knowledge_base_1/properties_1/properties_hca.html zuletzt geprüft am: 16.12.2020.
- [60] S. Hansen, J. Getchius, R. Steward, and T. Brumleve. *Vapor Pressure of Metal Bromides and Iodides: With Selected Metal Chlorides and Metals*. APL Engineered Materials, Inc, Urbana, IL, USA, 2. edition, 2006.
- [61] NIST. *Atomic Spectra Database*: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html zuletzt geprüft am: 30.07.2020.
- [62] Claire Tendero, Christelle Tixier, Pascal Tristant, Jean Desmanson, and Philippe Leprince. Atmospheric pressure plasmas: A review. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 61(1):2–30, 2006.
- [63] *Handbook of optics*. McGraw-Hill, New York, NY, 2. edition, 1995.
- [64] Alex Ryer. *Light measurement handbook*. Technical Publications Dept., International Light, Inc., Newburyport, MA, 2. edition, 1997.

- [65] TRUMPF Hüttinger. *Technische Daten: TruPlasma RF Air Serie 1000*: https://www.trumpf.com/de_DE/produkte/leistungselektronik/plasmageneratoren/truplasma-rf-air-serie-1000/, zuletzt geprüft am: 15.04.2021.
- [66] F. Denk, K. Haehre, C. Simon, S. Eizaguirre, M. Heidinger, R. Kling, and W. Heering. 25 kw high power resonant inverter operating at 2.5 mhz based on sic smd phase-leg modules. *PCIM Europe 2018, International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management : 5-7 June 2018*, 2018.
- [67] Fabian Denk, Karsten Haehre, Santiago Eizaguirre Cabrera, Christoph Simon, Michael Heidinger, Rainer Kling, and Wolfgang Heering. R ds(on) vs. inductance: Comparison of sic mosfets in 7pin d2pak and 4pin to-247 and their benefits for high-power mhz inverters. *IET Power Electronics*, 12(6):1349–1356, 2019.
- [68] Dong Hyun Park, Hee Jun Kim, Kee Yun Joe, and Mun Ho Kye. Zero-voltage-switching high frequency inverter for electrodeless fluorescent lamp. *PESC 98 Record. 29th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference (Cat. No.98CH36196)*, pages 2035–2040.
- [69] Comsol multiphysics® v. 5.5. www.comsol.com. comsol ab, stockholm, sweden.
- [70] COMSOL AB. Comsol plasma module user’s guide.
- [71] Annette Meiners. *Entwicklung, Charakterisierung und Anwendungen nichtthermischer Luft-Plasmajets*. Dissertation, Georg-August-Universität, Göttingen, 2011.
- [72] Timothy J. Sommerer. Model of a weakly ionized, low-pressure xenon dc positive column discharge plasma. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 29(3):769–778, 1996.
- [73] Hayashi database, www.lxcat.net ,Geprüft am 12.11. 2020.
- [74] Biagi-v7.1, www.lxcat.net, Geprüft am 12.11. 2020.
- [75] MAGBOLTZ S. Biagi.12, www.lxcat.net , Geprüft am 12.11. 2020.
- [76] TRINITY database, www.lxcat.net , Geprüft am 12.11. 2020.
- [77] SIGLO database, www.lxcat.net , Geprüft am 12.11. 2020.
- [78] Alexander Kramida and Yuri Ralchenko. *NIST Atomic Spectra Database, NIST Standard Reference Database 78*. National Institute of Standards and Technology, 1999.
- [79] R. B. Piejak, V. A. Godyak, and B. M. Alexandrovich. A simple analysis of an inductive rf discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1(3):179–186, 1992.
- [80] Santiago Eizaguirre Cabrera, Tim Gehring, Fabian Denk, Qihao Jin, Jan Dycke, Manuel Renschler, Marc Hiller, Uli Lemmer, and Rainer Kling. Sic-based resonant converters

- with zvs operated in mhz range driving rapidly variable loads: Inductively coupled plasmas as a case of study. *IEEE Transactions on Power Electronics*, page 1, 2022.
- [81] Manfred A. Biondi and R. E. Fox. Dissociative attachment of electrons in iodine. iii. discussion. *Physical Review*, 109(6):2012–2014, 1958.
- [82] O. Zatsarinny, K. Bartschat, G. Garcia, F. Blanco, L. R. Hargreaves, D. B. Jones, R. Murrie, J. R. Brunton, M. J. Brunger, M. Hoshino, and S. J. Buckman. Electron-collision cross sections for iodine. *Physical Review A*, 83(4):107, 2011.
- [83] M. A. Ali and Yong-Ki Kim. Ionization cross sections by electron impact on halogen atoms, diatomic halogen and hydrogen halide molecules. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 41(14):145202, 2008.
- [84] Paul N. Barnes and Mark J. Kushner. Formation of $\text{xe}(b)$ in low pressure inductive radio frequency electric discharges sustained in mixtures of xe and $\text{i}2$. *Journal of Applied Physics*, 80(10):5593–5597, 1996.
- [85] OSRAM. *Datenblatt XBO 450 W*: https://www.osram.de/apps/j/pdc/pdf.do?cid=GPS01_1028548&vid=PP_EUROPE_DE_eCat&lid=DE&pid=ZMP_55884 zuletzt geprüft am: 04.01.2020.
- [86] Maher I. Boulos, Pierre L. Fauchais, and Emil Pfender. *Handbook of Thermal Plasmas*. Springer International Publishing and Imprint: Springer, Cham, 2020.
- [87] Luis Conde. *An introduction to Plasma Physics and its space applications, Volume 1: Fundamentals and elementary processes*. Morgan & Claypool Publishers and IOP Publishing, San Rafael, CA, USA and Bristol, version: 20181101 edition, 2018.
- [88] Gehring Tim, Eizaguirre Santiago, Qihao Jin, Jan Dycke, Manuel Renschler, and Rainer Kling. On the temperature and plasma distribution of an inductively driven $\text{xe-i}2$ -discharge. *Plasma*, 4(4):745–754, 2021.
- [89] Gehring Tim, Jin Qihao, Denk Fabian, Eizaguirre Santiago, Karcher David, and Kling Rainer. Reducing the transition hysteresis of inductive plasmas by a microwave ignition aid. *Plasma*, 2(3):341–347, 2019.
- [90] J. C. Camparo and C. M. Klimcak. Generation of ion-acoustic waves in an inductively coupled, low-pressure discharge lamp. *Journal of Applied Physics*, 99(8):083306, 2006.
- [91] J. C. Camparo and R. Mackay. Ion-wave stabilization of an inductively coupled plasma. *Applied Physics Letters*, 88(17):173510, 2006.
- [92] Bernd Kleiner, Persönliches Gespräch, 2017, Bernd Kleiner, arbeitete als Glasbläser am Lichttechnischen Institut des Karlsruher Instituts für Technologie. Die Informationen bauen dabei vorwiegend auf Erfahrungswerten auf.

- [93] J. Charles Williamson. Molecular iodine fluorescence using a green helium–neon laser. *Journal of Chemical Education*, 88(6):816–818, 2011.
- [94] ProfLamps. *Philips Medium Pressure Mercury*: <https://www.proflamps.com/datasheets/Philips-UV-Medium%20Pressure%20Mercury.pdf>, geprüft am 08.12.2021.
- [95] Ian Mayor-Smith and Michael R. Templeton. Development of a mercury–free ultraviolet high–pressure plasma discharge for disinfection. *Water and Environment Journal*, 35(1):41–54, 2021.
- [96] Farnaz Daynouri and Jim Robinson. Evaluation of the keitz method for quantifying the uv output of medium pressure mercury lamps. *Ozone: Science & Engineering*, 34(4):310–314, 2012.
- [97] Heraeus. Uv medium-pressure lamps: https://www.heraeus.com/en/hng/products_and_solutions/uv_lamps_and_systems/uv_lamps/uv_medium_pressure_lamps/uv_medium_pressure_lamps.html#tabs-43875-3, geprüft am 20.12.2021.
- [98] Maximilian Sender and Dirk Ziegenbalg. Light sources for photochemical processes - estimation of technological potentials. *Chemie Ingenieur Technik*, 89(9):1159–1173, 2017.
- [99] Philips. *Philips QL Induction Lighting Systems*: http://www.stefanslichtparade.de/files/ql_oem_guide.pdf, geprüft am 20.12.2021.
- [100] OSRAM. *The high-performance electrodeless fluorescent lamp OSRAM ENDURA*: <https://dtsheet.com/doc/1587598/pdf--osram-endura--541.6-kb->, geprüft am 20.12.2021.
- [101] Gehring Tim, Denk Fabian, Jin Qihao, Eizaguirre Santiago, and Kling Rainer. Inductive medium pressure uv-source. *Plasma*, 3(1):1–9, 2020.
- [102] S. M. Avdeev, G. N. Zvereva, E. A. Sosnin, and V. F. Tarasenko. XeI barrier discharge excilamp. *Optics and Spectroscopy*, 115(1):28–36, 2013.

Eigene Veröffentlichungen

Konferenzbeiträge

1. EIZAGUIRRE, Santiago ; **GEHRING, TIM** ; DENK, Fabian ; SIMON, Christoph ; KLING, Rainer: *Argon ICP plasma torch at atmospheric pressure driven by a SiC based resonant converter operating in MHz range*. PCIM Europe digital days 2020, Poster, 7-8.07.2020
2. JIN, Qihao ; **GEHRING, TIM** ; KLING, Rainer: *Inductively-Driven Highly-Efficient Low-Pressure UVC Lamp System For Water Treatment*. 12th International Conference on Plasma Science and Applications, Lucknow, India, Poster, 11-14.11.2019
3. **GEHRING, TIM** ; JIN, Qihao ; KLING, Rainer: *Medium Pressure Inductive Driven Lamps For UV- Water- Treatment*. 12th International Conference on Plasma Science and Applications, Lucknow, India, Vortrag, 11-14.11.2019

Journalartikel

1. EIZAGUIRRE CABRERA, Santiago ; **GEHRING, Tim** ; DENK, Fabian ; JIN, Qihao ; DYCKE, Jan ; RENSCHLER, Manuel ; HILLER, Marc ; LEMMER, Uli ; KLING, Rainer: SiC-based Resonant Converters with ZVS Operated in MHz Range Driving Rapidly Variable Loads: Inductively Coupled Plasmas as a Case of Study. In: *IEEE Transactions on Power Electronics* (2022), S. 1. <http://dx.doi.org/10.1109/TPEL.2022.3147947>. – DOI 10.1109/TPEL.2022.3147947. – ISSN 0885–8993
2. JIN, Qihao ; ZHANG, Qiaoshuang ; CHEN, Junchi ; **GEHRING, Tim** ; EIZAGUIRRE, Santiago ; HUBER, Robert ; GOMARD, Guillaume ; LEMMER, Uli ; KLING, Rainer: High Dynamic Range Smart Window Display by Surface Hydrophilization and Inkjet Printing. In: *Advanced Materials Technologies* 7 (2021), S. 2101026. <http://dx.doi.org/10.1002/admt.202101026>. – DOI 10.1002/admt.202101026
3. **GEHRING, Tim** ; DENK, Fabian ; JIN, Qihao ; EIZAGUIRRE, Santiago ; KLING, Rainer: Inductive Medium Pressure UV-Source. In: *Plasma* 3 (2020), Nr. 1, S. 1–9. <http://dx.doi.org/10.3390/plasma3010001>. – DOI 10.3390/plasma3010001. – ISSN 2571–6182
4. **GEHRING, Tim** ; EIZAGUIRRE, Santiago ; JIN, Qihao ; DYCKE, Jan ; RENSCHLER, Manuel ; KLING, Rainer: On the Temperature and Plasma Distribution of an Inductively Driven Xe-I2-Discharge. In: *Plasma* 4 (2021), Nr. 4, S. 745–754. <http://dx.doi.org/10.3390/plasma4040037>. – DOI 10.3390/plasma4040037. – ISSN 2571–6182
5. **GEHRING, Tim** ; JIN, Qihao ; DENK, Fabian ; EIZAGUIRRE, Santiago ; KARCHER, David ; KLING, Rainer: Reducing the Transition Hysteresis of Inductive Plasmas by a Microwave Ignition Aid. In: *Plasma* 2 (2019), Nr. 3, S. 341–347. <http://dx.doi.org/10.3390/plasma2030026>. – DOI 10.3390/plasma2030026. – ISSN 2571–6182

Betreute Arbeiten

1. EBERT, TOMAS-ANDRÉ: *Simulation einer Hochleistungs-ICP-Plasmatorch.*
Karlsruhe, KIT, Bachelorarbeit, 2019
2. HOPPSTOCK, VICTOR: *Modifikation und Kalibrierung eines VUV-Spektrometers zur Vermessung von Xenon-Excimer Lampen.*
Karlsruhe, KIT, Bachelorarbeit, 2019
3. KARCHER, DAVID: *Zündverhalten induktiv betriebender quecksilberfreier Plasmen.*
Karlsruhe, KIT, Bachelorarbeit, 2018
4. RENSCHLER, MANUEL: *Simulation von induktiven Xenon- und XeI*-Plasmen zur UV-Erzeugung.*
Karlsruhe, Hochschule Karlsruhe, Masterarbeit, 2021
5. SANSEVERINO, SABRINA: *Untersuchung von Wellenphänomenen in induktivgekoppelten Plasmen.*
Karlsruhe, KIT, Masterarbeit, 2022

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich einigen Personen danken, die mich beim Anfertigen der vorliegenden Arbeit unterstützt haben.

- Als Erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Uli Lemmer für die Unterstützung und die Übernahme des Hauptreferats bedanken.
- Ein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Thomas Zwick für die Übernahme des Zweitreferats.
- Herrn Dr. Rainer Kling möchte ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe Licht-, EVG- und Plasmatechnologien und die Unterstützung bei der Forschung und beim Verfassen dieser Arbeit danken.
- Meinen Kollegen Fabian Denk und Santiago Eizaguirre möchte ich für ihre Hilfe und vor allem für ihre Geduld beim Diskutieren von elektrotechnischen Fragestellungen danken.
- Bei Claudia Holeisen und Astrid Henne möchte ich mich für die Hilfe beim Kampf gegen die ständige Bürokratie bedanken. Ein Dank geht auch an Herrn Felix Geiselhöringer für das am Laufen halten des Instituts.
- Dem Betreuer meiner Masterarbeit Herrn Dr. Christoph Kaiser möchte ich dafür danken, dass er mich noch mehr für die Wissenschaft begeistern konnte und mich zu einer Promotion ermutigt hat.
- Meinem Kollegen Santiago möchte ich dafür danken, dass er sich geopfert hat und die ganze Arbeit gelesen sowie die Theorie auch einmal durchgerechnet hat.
- Meinen Bürokollegen Jan, Qihao, Santiago und Fabian sowie allen anderen Kollegen aus der Arbeitsgruppe Licht-, EVG- und Plasmatechnologien möchte ich für die Unterstützung, die Diskussionen aber auch für die Kaffeepausen und das ein oder andere „Bier um Vier“ danken.
- Ich möchte mich auch bei allen von mir betreuten Studenten bedanken. Dafür, dass sie mir ihr Vertrauen während der Anfertigung ihrer Abschlussarbeiten entgegengebracht und mich bei meiner Forschung unterstützt haben.
- Meinen ehemaligen Kollegen möchte ich für die Unterstützung und auch die schönen privaten Unternehmungen danken. Vor allem ein Danke an Anne, Fabian und Mario.

- Meinen sämtlichen Institutskollegen möchte ich für die gute Teamarbeit und das tolle Arbeitsklima am Lichttechnischen Institut danken.
- Ein Dank geht auch an meinen Cousin Daniel Müller, der als Leiter der Beleuchtungsabteilung des Saarländischen Staatstheaters in Sachen Licht immer für Diskussionen bereit stand und mir somit zu mancher Idee zur Durchführung dieser Arbeit verholfen hat.
- Ein großer Dank geht auch an meine Familie, allen voran an meine Eltern Rosemarie und Roland Gehring die mich während meines kompletten Ausbildungsmarathons vom Mechatroniker bis hin zur Doktorarbeit stets unterstützt und ermutigt haben.
- Mein größter Dank geht an meine Lebensgefährtin Sinja Lorenz, die es auf sich genommen hat, mit mir nach Karlsruhe zu ziehen und jederzeit mein Promotionsvorhaben unterstützt hat. Des Weiteren ein großes Danke für das Korrekturlesen, das ich so oft in Anspruch genommen habe, sodass sie sich mittlerweile wahrscheinlich genauso gut mit induktiven Plasmen auskennt wie ich. Vor allem geht ein Dank an Sinja dafür, dass sie mich auch in den schwierigen Phasen bei der Durchführung der Arbeit ertragen hat.

Anhang

A.1 Näherung der Strahlungsverteilung

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, wird bei der Bestimmung der Effizienz der untersuchten Strahlungsquellen eine homogene Abstrahlcharakteristik angenommen. Da dies durch den Aufbau des Systems mit der Strahlungsquelle in der Spule nicht der Realität entspricht wird im Folgenden die Abweichung der Annahme zur tatsächlichen Strahlungsverteilung genähert. Eine goniometrische Vermessung des Systems ist sehr zeitaufwändig und durch die Ansteuerungselektronik der Strahlungsquelle schwer zu realisieren. Daher wurde eine Simulation entwickelt, welche den Strahlenverlauf des Spule-Strahler-Systems wiedergibt. Somit können die Strahlungsverteilungen von unterschiedlichen Systemen einfach berechnet werden. Als Beispiel soll hier die Geometrie des Prototypen-Systems dienen. Die Strahlungsverteilung ist in Abbildung A.1 gezeigt.

Wie in der Abbildung zu sehen ergibt sich eine relativ konstante Intensität im Bereich $\pm 30^\circ$ um die Normale. Im weiteren Winkelverlauf fällt die Intensität ab, was durch die Spule begründet werden kann. Zur Verdeutlichung des Verhaltens ist der Strahlenverlauf in Abbildung A.1 rechts gezeigt. Ebenso ist der Mittelwert der Strahlungsverteilung gegeben. Im oberen Bereich wird der Strahlungsverlauf nicht durch die Spule beeinflusst bzw. durch Reflexionen an der Innenseite der Spule ergibt sich hier eine maximale Intensität.

Die Abstrahlung des Spule-Strahler-Systems ist folglich, wie bei der Berechnung der Effizienz angenommen, nicht homogen verteilt. Um den Fehler der Berechnung zu nähern, wurde die 90° -Position betrachtet, bei welcher die Messungen erfolgten. Wird dieser Wert mit dem Mittelwert verglichen, ergibt sich hier eine Abweichung. Somit führt die Integration über die Vollkugel, je nach Geometrie, zu einem Fehler im Bereich von $\approx 6\%$. Dennoch liefert der genutzte Ansatz sowie das Vorgehen der Vermessung, unter Berücksichtigung des genannten Fehlers, eine gute Näherung zur Bewertung der Effizienz und zum Vergleich des entwickelten Systems mit konventionellen Systemen.

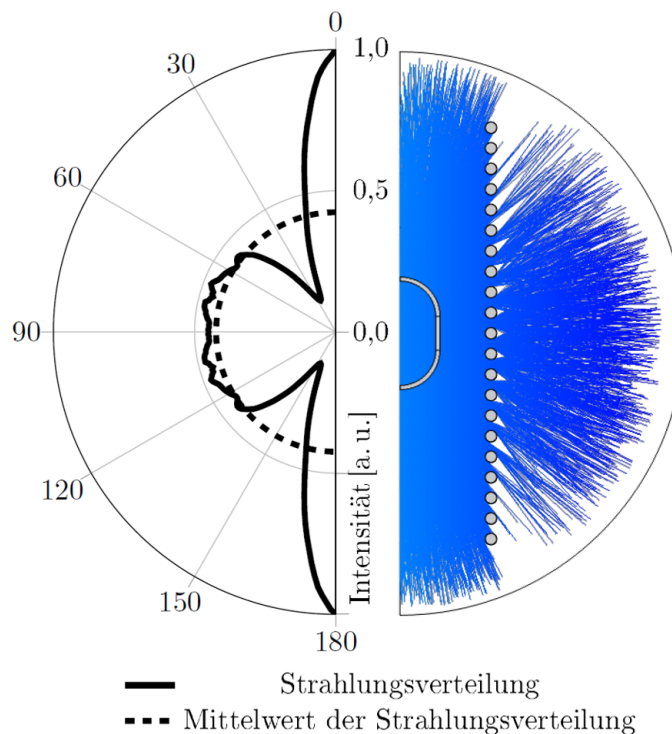


Abbildung A.1: Simulierte Strahlungsverteilung und Strahlungsverlauf. Links: Strahlungsverteilung einer Strahlungsquelle in einer Spule mit $n = 17$ Windungen, einer Länge von $l = 15$ cm sowie einem Durchmesser von $d = 9$ cm. Rechts: Strahlungsverlauf zur Verdeutlichung der Spulenabschattung.

Tabelle A.1: Nomenklatur der verwendeten Formelzeichen

Nomenklatur	Bedeutung
I_{CON}	Intensität des konventionellen Strahlers ohne Spule
I_{CON_S}	Intensität des konventionellen Strahlers in der Spule
$\tau_S(\phi)$	Winkelabhängige Transmission

A.2 Näherung der Abschattung durch die Spule

Soll die reine Strahlungsleistung bzw. Strahlungseffizienz der ICP-Strahlungsquelle bewertet werden, muss bei der Messung die Abschattung durch die Spulenwindungen berücksichtigt werden. Hierzu wurde eine konventioneller Strahler mit Elektroden in der Spule und ohne die Spule vermessen. Zur besseren Übersicht ist die Nomenklatur der folgenden Gleichungen in Tabelle A.1 gegeben. Zunächst wird der elektrodenbehaftete Strahler mit einer vergleichbaren Geometrie zu den ICP-Strahlungsquellen ohne Spule vermessen. Hierzu wird der Detektor auf einem Drehtisch mit einem Abstand von $d_{det} = 1$ m platziert. die Drehachse ist in der Mitte des

Strahlers positioniert. Nun wird ein winkelabhängiger Referenzwert $I_{\text{ref}}(\phi)$ in Winkelschritten von $\phi = 5^\circ$ gemessen. Dieser ergibt sich nun als:

$$I_{\text{ref}}(\phi) = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_{\text{CON}}(\lambda; \phi) d\lambda \quad \phi = 0, 5, 10, \dots, 180^\circ \quad (\text{A.1})$$

Dieses Vorgehen wird dann für I_{CON_S} mit dem Strahler in der Spule wiederholt. Somit ergibt sich für I_{ref_S} :

$$I_{\text{ref}_S}(\phi) = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} I_{\text{CON}_S}(\lambda; \phi) d\lambda \quad \phi = 0, 5, 10, \dots, 180^\circ \quad (\text{A.2})$$

Die Transmission der Spule $\tau_S(\phi)$, welche der Strahlung durch die Windungen der Spule entspricht, kann dann bestimmt werden als:

$$\tau_S(\phi) = 1 - \frac{I_{\text{ref}}(\phi) - I_{\text{ref}_S}(\phi)}{I_{\text{ref}}(90^\circ)} \quad \phi = 0, 5, 10, \dots, 180^\circ \quad (\text{A.3})$$

Die winkelabhängige Transmission $\tau_S(\phi)$ wird in Formel A.3 durch die Intensität im rechten Winkel zur Normalen der Strahleroberfläche $I_{\text{ref}}(90^\circ)$ normiert. Die winkelabhängige Transmission $\tau_S(\phi)$ ist in Abbildung A.2 gezeigt. Mittels der vorangegangenen Überlegung kann ein Abschattungsfaktor Λ definiert werden, welcher dem Mittelwert von $\tau_S(\phi)$ entspricht. Dieser ist ebenfalls in Abbildung A.2 zu sehen. Wird nun eine ICP-Strahlungsquelle in der 90° -Position vermessen, kann diese Messung zur Vernachlässigung der Spulenabschattung durch den Abschattungsfaktor Λ gewichtet werden. Dieses Vorgehen wurde bereits in [101] vorgestellt.

Da die Abschattung der Spule stark von der Geometrie der Spule und der Strahlungsquelle abhängt und die gezeigte Bestimmung einen hohen Aufwand darstellt wurde eine Simulation zur Näherung der Strahlungsverteilung erstellt. Zur Evaluation der Simulation wurde die oben gezeigte Vermessung mit den Simulationsergebnissen verglichen. Der Vergleich ist ebenfalls in Abbildung A.2 gegeben. Es ist zu erkennen, dass die Simulation die Messungen und Berechnung in erster Näherung gut abbildet. Die zugrunde gelegte Simulation der Strahlungsverteilung ist in Abbildung A.1 im vorangegangenen Abschnitt gezeigt.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

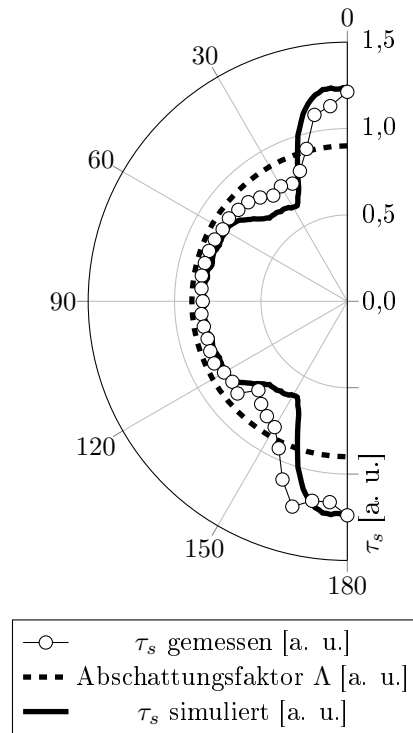


Abbildung A.2: Vergleich der Vermessung und der Simulation der Abschattung durch die Spule in Bezug zur 90° -Position. Hier wurde als Beispiel eine Spule mit $n=17$ Windungen, einer Länge von $l=15$ cm sowie einem Durchmesser von $d=9$ cm genutzt.

A.3 Übersicht der genutzten Reaktionen für die durchgeführte Simulation

Tabelle A.2: Komplettübersicht der zur Simulation verwendeten Reaktionen

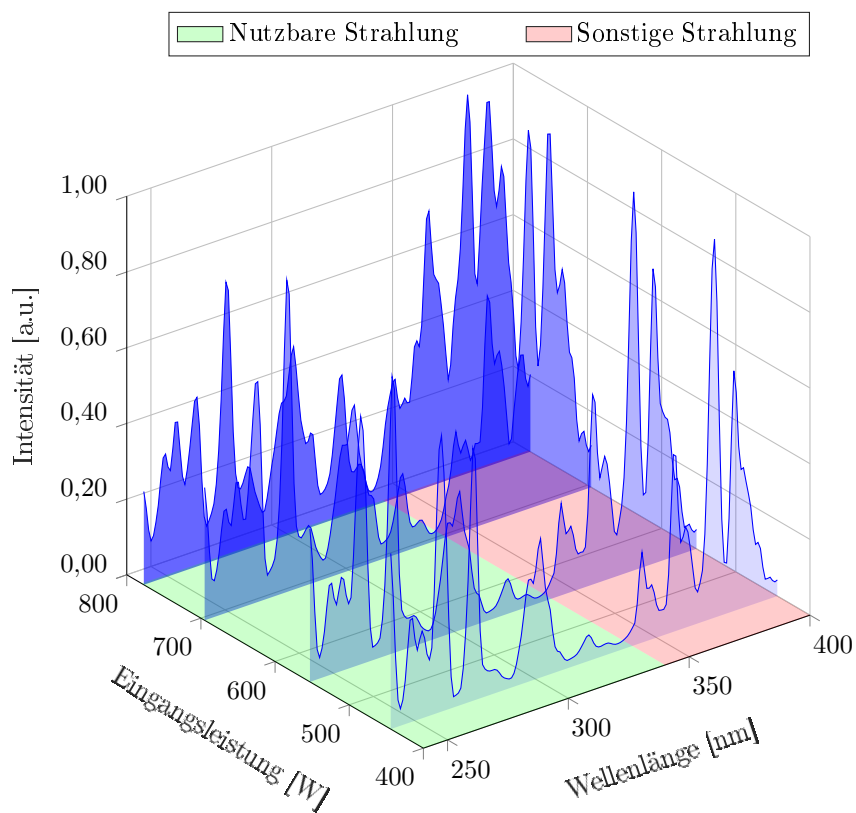
Xenon Stoßreaktionen					
N ^o	Prozess	Reaktion		$\Delta\varepsilon$ [eV]	Datenquelle
1	Elastisch	$Xe + e$	\longrightarrow	$Xe + e$	[73]
2	Anregung	$Xe + e$	\longrightarrow	$Xe(6s_2) + e$	8,31 [74]
3	Anregung	$Xe + e$	\longrightarrow	$Xe(6s_1) + e$	8,43 [75]
4	Ionisation	$Xe + e$	\longrightarrow	$Xe^+ + 2e$	12,12 [76]
5	Stufenionisation	$Xe(6s_2) + e$	\longrightarrow	$Xe^+ + 2e$	3,44 [77]
Xenon Relaxations- und Oberflächenreaktionen					
6	Relaxation ¹	$Xe(6s_1)$	\longrightarrow	$Xe + h\nu$	-8,43 [78]
7	Rekombination	Xe^+	\longrightarrow	Xe	
8	Relaxation	$Xe(6s_1)$	\longrightarrow	Xe	
9	Relaxation	$Xe(6s_2)$	\longrightarrow	Xe	
Iod Stoßreaktionen					
N ^o	Prozess	Reaktion		$\Delta\varepsilon$ [eV]	Datenquelle
10	Dissoziative Anlagerung	$I_2 + e$	\longrightarrow	$I^- + I$	[81]
11	Elastisch	$I + e$	\longrightarrow	$I + e$	[82]
12	Ionisation	$I + e$	\longrightarrow	$I^+ + 2e$	10,45 [83]
Iod Oberflächenreaktionen					
13	Rekombination	I^+	\longrightarrow	I	
14	Zerfall	I^-	\longrightarrow	I	
15	Rekombination	$I + I$	\longrightarrow	I_2	

¹Für diese Reaktion wurde die Reaktionsrate von $k_j = 2,73 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ genutzt

Tabelle A.3: Übersicht der zur Simulation implementierten Excimerreaktionen

Excimer Volumen- und Stoßreaktionen				
Nº	Prozess	Reaktion	Reaktionsrate	Datenquelle
16	Excimerreaktion	$Xe^+ + I^- + Xe \longrightarrow XeI^* + Xe$	$1,45 \cdot 10^{10} \frac{m^6}{s \cdot mol^2}$	[81]
17	Excimerreaktion	$Xe(6s_1) + I_2 \longrightarrow XeI^* + I$	$3,01 \cdot 10^8 \frac{m^3}{s \cdot mol}$	[102]
Zerfallsreaktionen				
18	Zerfall	$XeI^* \longrightarrow Xe + I$	$83,33 \cdot 10^6 \frac{1}{s}$	[102]
19	Oberflächenzerfall	$XeI^* \longrightarrow Xe + I$		

A.4 Strahlungsverteilung

Abbildung A.3: Spektrale Verteilung einer FeI₂-Entladung in Abhängigkeit der Eingangsleistung

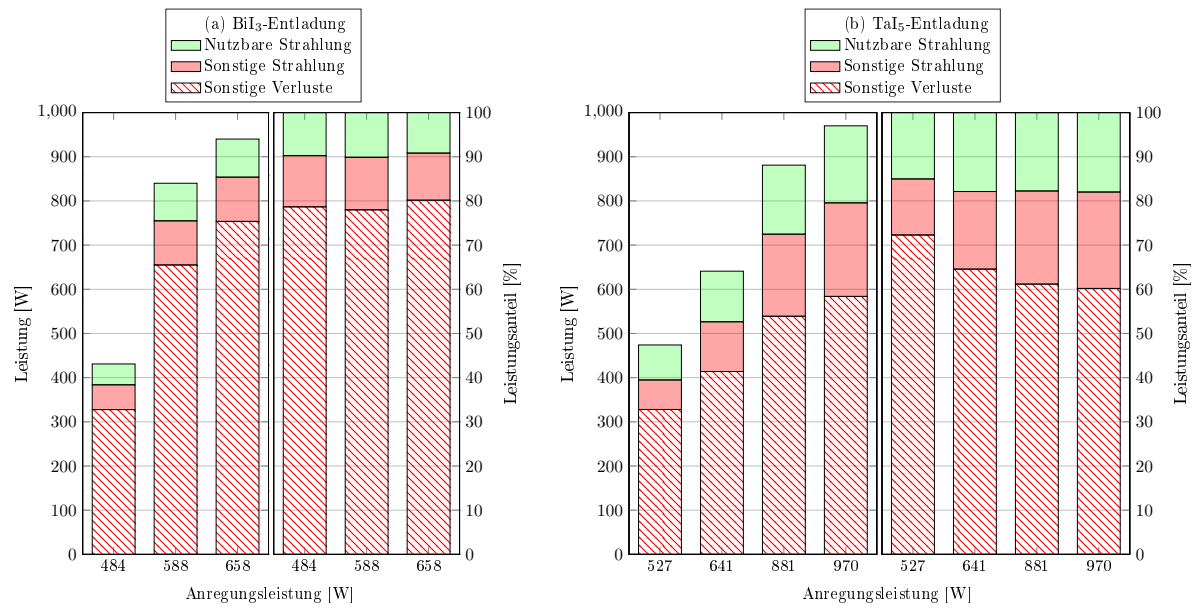


Abbildung A.4: Strahlungs- und Verlustbetrachtung in Abhängigkeit der Eingangsleistung. (a) BiI₃-System
(b) TaI₅-System