Akustische Charakterisierung Nanosekunden-gepulster Plasmasequenzen und deren Verwendung zur Regelung thermoakustischer Instabilitäten

vorgelegt von
M.Sc.
Olaf Bölke

an der Fakultät V – Verkehrs und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.-Ing –
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzende:	Prof. Dr. rer. nat. Stefanie Marker
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Christian Oliver Paschereit
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Jonas P. Moeck

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 29.07.2020

Berlin 2021

Vorwort

The only way of discovering the limits of the possible is to venture a little way past them into the impossible

Arthur C. Clarke

Die in dieser Dissertation zusammengetragenen Forschungsergebnisse entstanden während meiner dreijährigen Arbeit am Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik (ISTA) der TU-Berlin. Die durchgeführten Untersuchungen waren dabei Teil des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten DRACO-Projekts („Control of combustion driven acoustic oscillations using plasma discharges“), welches in Kooperation mit der École Centrale Paris durchgeführt wurde. Dabei gilt mein Dank Prof. Dr.-Ing. Jonas Moeck und Prof. Dr. Deanna Lacoste, die mir durch ihre Initiative und ihre Hingabe zur Forschung die Möglichkeit gegeben haben an diesem spannenden, interdisziplinären Projektthema forschen zu können. Auch richte ich meinen Dank an Prof. Dr.-Ing. C.O. Paschereit und Prof. Dr.-Ing. Jonas Moeck für die Begutachtung meiner Arbeit und an Prof. Dr. rer. nat. Stefanie Marker für die unkomplizierte Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Begonnen hat alles mit meiner Arbeit als Studentische Hilfskraft von Dr.-Ing. Bernhard Ćosić am ISTA. Noch heute erinnere ich mich gerne an die teils nächtlichen Messungen im Verbrennungslabor mit dem ohrenbetäubenden und respekteinflößenden „Lärm“ der Verbrennungsinstabilitäten. Ohne ihn hätte ich mich wohl niemals der Herausforderung einer Dissertation gestellt, wobei ich die damit verbundenen Erfahrungen schlussendlich nicht mehr missen möchte.

Bei Prof. Dr.-Ing. Jonas Moeck möchte ich mich zudem für die ausgezeichnete fachliche Betreuung seit der ersten Stunde bedanken. Aufgrund seines enormen Wissensschatzes sowie seiner Leidenschaft zum wissenschaftlichen Arbeiten habe ich sehr viel von ihm lernen können. Hierbei ließ er mir jedoch stets genug Freiraum, sodass ich beim Durchführen der Experimente meine eigenen kreativen Ideen verwirklichen konnte.

Auch möchte ich Prof. Dr. Deanna Lacoste sowie Sylvain Heitz danken, die mich zum Projektstart mit offenen Armen in Paris empfangen und in die wundersame Welt der Plasmaentladungen eingeführt haben. Mit einem lachenden und einem weinenden Auge erinnere ich mich noch gerne an die Messkampagnen mit Sylvain zurück, bei denen wir mit Alufolie und Ferritkernen bewaffnet gegen sich trennende USB-Verbindungen, flackernde Monitore und andere skurrile Nebeneffekte der Plasmaentladungen gekämpft haben. Allerdings brachte die experimentelle Arbeit mit Plasma auch teils zermürbende Rückschläge mit sich. Dabei lernte ich jedoch schnell die Kameradschaft aller Mitarbeiter des Instituts zu schätzen. Allen voran bedanke ich mich hier bei Georg Mensah, der trotz eigener herausfordernder Aufgaben zu jeder Zeit stets ein offenes Ohr für mich hatte. Durch seine exzellente Auffassungsgabe und durch seinen unerschütterlichen Elan, seinen eigenen Wissensdurst zu sättigen, brachte mich ausnahmslos jede Diskussion mit ihm ein Stück näher an die Vollendung dieser Arbeit.

Einen großen Dank richte ich auch an meine Arbeitskollegen Johann Vinkeloe, Joshuar Gray, Tom Tanneberger, Richard Blümner, Eric Bach und Lisa Zander. Danke für die äußerst fruchtbare Arbeitsatmosphäre und auch dafür, dass ihr mich während meiner gesamten Promotion (und auch darüber hinaus) bei meiner Arbeit unterstützt und motiviert habt. Dabei blicke ich selbstverständlich auch immer noch gerne auf die vielen Dienstreisen zurück, die mir auch nicht zuletzt dank euch unvergesslich bleiben werden.

Besonders froh bin ich auch, dass mich bei vielen der im Labor experimentell erhobenen Erkenntnisse meine Bachelor- bzw. Masterstudenten Maximilian Müller, Stephan Komoßa und Moritz Reumschüssel begleitet haben. Vielen Dank für die stets ausgezeichneten Vor- und Nachbereitungen

der Versuche, für die zahlreichen konstruktiven Gespräche, euer großes Engagement und vor allem für das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Mein besonderer Dank gilt auch Andy Göhrs und Andrea Maneck, die durch ihr handwerkliches Geschick und ihre spontanen Ideen auch die kurzfristigsten Prüfstandsänderungen souverän umgesetzt haben. Nur durch euren Einsatz wurden viele der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen erst möglich.

Vielen Dank auch an Heiko Stolpe und Felix Hase für die Unterstützung bei der Lösung der – nicht selten sehr spontan eingetroffenen – elektrotechnischen Herausforderungen, welche die Arbeit mit den Hochspannungsentladungen mit sich brachte. Zudem danke ich auch Maria Lück und Sandy Meinecke für die immer freundliche und kompetente Unterstützung aus dem Sekretariat.

Mein uneingeschränkter Dank gilt auch Johanna Großmann, die mich während der gesamten Promotion begleitet hat. Vielen Dank für die zahlreichen Stunden des Korrekturlesens, für die unzähligen motivierenden Worte, für deine Rücksicht und danke auch vor allem für deine Geduld.

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern, Angelika und Peter, die mich mein Leben lang ausnahmslos in meinem Tun unterstützt haben. Immer dann, wenn ich den Glauben an mich selbst verloren habe, habt ihr mich motiviert weiter zu machen und nicht aufzugeben. Ohne zu zögern widme ich euch diese Arbeit, denn ohne euch wäre ich niemals so weit gekommen.

Berlin, Februar 2021 *Olaf Bölke*

Zusammenfassung

Um einen effizienten und schadstoffarmen Betrieb moderner Gasturbinen zu ermöglichen, werden diese mit mageren Brennstoff-Luft-Gemischen befeuert. Dabei sind gerade diese mageren Flammen anfällig für thermoakustische Instabilitäten. Bei dieser Kopplung von Druck- und Wärmeschwankungen können im Resonanzfall in der Brennkammer so hohe Schwankungsamplituden erzeugt werden, dass es zur Schädigung umliegender Strukturen, zur Senkung der Effizienz und zur Erhöhung der Schadstoffemissionen kommen kann. Aktive Regelungsmethoden, welche flexibel auf den jeweiligen Betriebsbereich eingehen können, sind daher eine vielversprechende Möglichkeit um das Ausmaß dieser unerwünschten Instabilitäten zu reduzieren. Jedoch existieren nur wenige Aktuatoren, welche einen signifikanten Einfluss auf die Systemdynamik ausüben, den hohen Temperaturen sowie Drücken in der Brennkammer standhalten und zudem energieeffizient arbeiten. Aktuelle Studien zeigen, dass mittels Nanosekunden-gepulster (NRP) Hochspannungsentladungen erzeugtes Nichtgleichgewichtsplasma eben diese hohen Anforderungen erfüllt. Dabei sind die komplexen Wirkmechanismen der plasmaunterstützten Verbrennung noch immer Thema aktueller Studien. Ziel dieser Arbeit ist daher, basierend auf experimentellen Untersuchungen, das Wissen über die Interaktionsmechanismen zwischen dem NRP-Plasma und der Flamme zu erweitern. Zudem werden die Möglichkeiten und Grenzen eines auf NRP-Plasmasequenzen basierenden Regelungssystems in verschiedenen Versuchsaufbauten untersucht.

Als einer der relevanten Wirkmechanismen der plasmaunterstützten Verbrennung fokussieren sich die Untersuchungen zunächst auf den Effekt des NRP-Plasmas auf das akustische Feld. Hierzu wird ein analytisches Modell zur Abschätzung der akustischen Quellamplitude aufgestellt und experimentell validiert. Das Modell erfasst über die Pulsenergie relevante Parameter wie die Pulswiederholfrequenz, den Elektrodenabstand und die Modulationsmethode. Somit ergibt sich erstmalig ein Modell, mit dem die akustische Quellamplitude von beliebigen NRP-Plasmasequenzen in Luft abgeschätzt werden kann. Berücksichtigt werden dabei die für die Akustik von modernen Gasturbinen relevanten Zeitskalen von 0,1 bis 10 ms.

Des Weiteren ermöglichten optische Messungen der für die Wärmefreisetzungsrate eines Verbrennungsprozesses relevanten Lichtmissionen zwischen 300 und 340 nm die Analyse der Plasma-Flammen-Interaktionen. Die Ergebnisse beschreiben hierbei eine mit den tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen korrelierende Schwankung der integralen Wärmefreisetzungsrate der Flamme sowie eine stromauf bzw. stromab Verschiebung der mittleren Flammenposition. Mittels der in dieser Arbeit definierten Flammentransferfunktion kann darüber hinaus eine steigende Sensitivität der Flammenantwort bei sinkender Flammenleistung und sinkendem Äquivalenzverhältnis beobachtet werden. Messungen der Lichtintensität und der Pulsenergie ermöglichen zudem die Ermittlung des dynamischen Verhaltens des Entladungskanals, abhängig von der entsprechenden Phasenlage des HV-Pulses. Dabei lässt sich auf einen signifikanten Einfluss der Flammenbewegung auf die Pulsenergie folgern, welcher über den Effekt der Aufenthaltszeit reaktiver Teilchen und Wärme vorangehender HV-Entladungen dominiert.

Zuletzt werden zwei Regelungsansätze, basierend auf tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten, vorgestellt. Mittels beider Ansätze kann die Druckamplitude sowohl im Rijke-Rohr als auch im thermoakustisch instabilen Flammenprüfstand um mehrere Größenordnungen reduziert werden, wodurch das Schwingungssystem in einigen Fällen sogar vollständig stabilisiert wird. Des Weiteren zeigt sich, basierend auf den Analysen der Flammenanwort, dass der Regelungserfolg lediglich bei entsprechend hohen Werten der in dieser Arbeit definierten Aktuator-Transferfunktion möglich ist.

Abstract

To allow for efficient and low-emission operation, modern gas turbines are usually fired with lean fuel-air mixtures. However, these lean flames are especially sensitive to thermoacoustic instabilities. This coupling of pressure and heat fluctuations can generate such high fluctuation amplitudes in the case of resonance that the efficiency is reduced, pollutant emissions are increased and even surrounding structures can be damaged. Active control methods can be flexibly adapted to the respective operating range and are, therefore, a promising way to reduce the extent of these undesirable instabilities. However, there are only a few actuators that have a significant influence on the system dynamics, withstand the high temperatures and pressures in the combustion chamber, and are energy efficient. Recent studies show that non-equilibrium plasma generated by nanosecond repetitively pulsed (NRP) plasma discharges fulfills these demanding requirements. However, the complex interaction mechanisms of plasma-assisted combustion are still the subject of current studies. Therefore, the objective of this work is to extend the knowledge of the interaction mechanisms between the NRP plasma and the flame based on experimental investigations. In addition, the possibilities and limitations of a control system based on NRP plasma sequences are investigated in different experimental setups.

As one of the relevant mechanisms of plasma-assisted combustion, the investigations initially focus on the effect of NRP plasma on the acoustic field. For this purpose, an analytical model for the estimation of the acoustic source amplitude is established and experimentally validated. The model captures relevant parameters such as the pulse repetition frequency, the electrode spacing and the modulation method via the pulse energy. Thus, for the first time, the acoustic source amplitude of any NRP plasma sequence in air can be estimated by a model. In doing so, relevant time scales for the acoustics of modern gas turbines, 0.1 to 10 ms, are taken into account.

Furthermore, optical measurements of the light emissions between 300 and 340 nm, which are relevant for the heat release rate of a combustion process, allowed for the analysis of plasma-flame interactions. The results obtained here describe a fluctuation of the integral heat release rate of the flame correlated with the low-frequency modulated NRP plasma sequences as well as an upstream and downstream movement of the mean flame position. Furthermore, based on the flame transfer function defined in this work, increasing sensitivity of the flame response can be observed with decreasing flame power and decreasing equivalent ratio. Additionally, measurements of the light intensity and the pulse energy allow for the dynamic behavior of the discharge channel to be determined, depending on the corresponding phase position of the HV pulse. It is observed that the flame movement has a significant influence on the pulse energy and dominates over the effect of the residence time of reactive particles and heat generated by preceding HV discharges.

Finally, two control approaches based on low-frequency modulated NRP plasma sequences for the control of thermoacoustic instabilities are presented. By applying both approaches, the pressure amplitudes in a Rijke tube as well as in a thermoacoustically unstable reacting test rig can be reduced by several orders of magnitude. The oscillating system could be even completely stabilized in many cases. Furthermore, based on the analyses of the flame response, it is shown that control success is only possible with correspondingly high values of the actuator transfer function defined in this thesis.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis **xiii**

Tabellenverzeichnis **xvii**

Nomenklatur **xix**

1 Einleitung **1**
1.1 Motivation 1
1.2 Umfang dieser Arbeit 4

2 Grundlagen und Voruntersuchungen **7**
2.1 Physikalische Grundlagen von Gasentladungen 8
2.2 Grundlagen der (plasmaunterstützten) Verbrennung und der Verbrennungsinstabilitäten 11
2.2.1 Die Brenngeschwindigkeit, das Äquivalenzverhältnis und die Flammenleistung 12
2.2.2 Flammeninstabilität, Flammenantwort und Verbrennungslärm 13
2.3 Experimentelle Parameterstudie zur Pulsenergie 14
2.3.1 Methode zur Messung der Pulsenergie 14
2.3.2 Generischer Versuchsaufbau zur Parameterstudie 16
2.3.3 Resultate der Parameterstudie 18
2.4 Passive Maßnahmen zur Reduzierung des elektromagnetischen Störsignals 20
2.5 Kurzzusammenfassung 23

3 Akustische Charakterisierung von NRP-Funkenentladungen **25**
3.1 Schallerzeugungsmechanismen von chemisch reagierenden Gasen 26
3.2 Methode zur Erzeugung tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen 28
3.3 Akustische Charakterisierung von NRP-Plasmasequenzen im Impedanz-Rohr . . 32
3.3.1 Versuchsaufbau 32
3.3.2 Bestimmung der akustischen Quellamplitude im Impedanz Rohr 34
3.3.3 Methode zur Bereinigung der Mikrofondaten vom korrelierten Störsignal 37
3.4 Ergebnisdiskussion: Messungen im Impedanzrohr 40
3.4.1 Reflexionsfaktor an beiden Rohrenden 42
3.4.2 Pulsenergie und Initialisierungspulse 43
3.4.3 Erfolg der Methode zur Reduzierung des korrelierten Störanteils 46
3.4.4 Einfluss der Pulsenergie auf die akustische Quellamplitude 47
3.4.5 Vergleich von gemessener und berechneter Quellamplitude 48
3.5 Kurzzusammenfassung 49

4 Analyse der OH*-Chemilumineszenz einer mit NRP-Plasma angeregten, drallstabilisierten Vormischflamme 51
4.1 Versuchsaufbau . . . 52
4.1.1 Plasma-Flammen-Prüfstand . . . 53
4.1.2 Kameraaufbau, Filtereigenschaften und optische Dichte . . . 56
4.2 Analyse der Lichtemissionen nach dem Entladungsprozess . . . 59
4.2.1 Lichtintensität, Aufstiegsgeschwindigkeit und Höhe . . . 63
4.2.2 Abklingzeit, Intensität, Aufstiegshöhe und Pulsenergie . . . 65
4.3 Methode zur Trennung der Flammenemissionen von den PSLE . . . 68
4.4 Flammenantwort auf unmodulierte NRP-Plasmasequenzen . . . 71
4.5 Dynamische Flammenantwort auf Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen . . . 74
4.5.1 Charakteristisches Schwingungsverhalten der OH*-Intensität und der CoLE-Position . . . 74
4.5.2 Einfluss des Arbeitszyklus auf die phasengemittelte Flammenantwort . . . 76
4.6 Definition der Flammentransferfunktion bei Anregung mit NRP-Plasma . . . 78
4.6.1 Diskussion zum Offset der Transferfunktion . . . 80
4.6.2 Einfluss der Flammenleistung auf die Transferfunktion . . . 83
4.6.3 Einfluss des Äquivalenzverhältnisses auf die Transferfunktion . . . 84
4.7 Kurzzusammenfassung . . . 85

5 Vergleich der Flammentransferfunktion bei Lautsprecher- und Plasmaanregung 87
5.1 Abschätzung des Temperatureinflusses auf die akustische Übertragungsfunktion zwischen Messposition und Düsenauslass . . . 88
5.2 Definition der Flammentransferfunktion bei Lautsprecheranregung . . . 93
5.2.1 Experimentelle Bestimmung der FTF . . . 93
5.2.2 Verwendung der FTF zur Abschätzung kritischer Quarzglaslängen mit thermoakusitschen Instabilitäten . . . 96
5.3 Vergleich der Flammenantwort bei Lautsprecher- und Plasmaanregung . . . 100
5.4 Kurzzusammenfassung . . . 105

6 Regelung von thermoakustischen Instabilitäten mit NRP-Plasma 107
6.1 Regelungskonzepte basierend auf tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen 108
6.1.1 Der Phasenregler . . . 108
6.1.2 Die modellprädiktive Regelung . . . 112
6.2 Regelung thermoakustischer Instabilitäten im Rijke-Rohr . . . 116
6.2.1 Instabilitätskontrolle mit Phasenregelung . . . 117
6.2.2 Instabilitätskontrolle mit MPC . . . 121
6.3 Regelung von Verbrennungsinstabilitäten im Flammenprüfstand . . . 123
6.3.1 Einfluss von unmodulierten NRP-Plasmasequenzen auf die Verbrennungsinstabilitäten . . . 124
6.3.2 Regelung mittels Phasenregelung . . . 127
6.3.3 Regelung mittels MPC . . . 130
6.4 Kurzzusammenfassung . . . 132

7 Fazit und Ausblick 135

A Methode zur Bestimmung der Fourierkoeffizienten aus der phasengemittelten Flammenantwort **139**

Literaturverzeichnis **141**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Schnelleschwankung bei Verbrennungsinstabilität mit und ohne Plasmaanregung 3
1.2 Schlierenbilder bei NRP-Entladung 4

2.1 Skizze zum Townsend-Mechanismus 8
2.2 Skizze zum Streamer-Mechanismus 9
2.3 Fotografien der verschiedenen Entladungsformen von NRP-Plasma 10
2.4 Experimentell ermittelte laminare Brenngeschwindigkeit eines Methan-Luft-Gemisches als Funktion des Äquivalenzverhältnisses und dem Druck 12
2.5 Ermittlung der Verzugszeit zwischen Strom- und Spannungssonde 15
2.6 Repräsentative Messsignale bei NRP-Funkenentladung: Spannung, Stromstärke, Leistung und Pulsenergie 16
2.7 Fotografien des Aufbaus zur Untersuchung des Einflusses von Queranströmung, Elektrodengeometrie, Elektrodenabstand, PRF, auf die Entladungsenergie 17
2.8 Skizze des Versuchsaufbaus von Spannungs- und Stromsonde zur Messung der Pulsenergie des zwischen Anode und Kathode erzeugten NRP-Plasmas 17
2.9 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Pulsenergie und die Anzahl nicht gezündeter Pulse 18
2.10 Einfluss des Elektrodenabstandes auf die Pulsenergie und die Anzahl nicht gezündeter Pulse 19
2.11 Einfluss des Elektrodendurchmessers auf die Pulsenergie und die Anzahl nicht gezündeter Pulse 20
2.12 Aufgenommenes Drucksignal von tieffrequent-moduliertem NRP-Plasma mit und ohne passive Maßnahmen zur Reduzierung der elektromagnetischen Störungen . 22
2.13 CAD-Entwurf des verwendeten EMV-Halters zur Reduzierung des elektromagnetischen Störsignals am Mikrofon 23

3.1 Skizze der Modulationsmethoden zum Erzeugen tieffrequent-modulierter Pulssequenzen 29
3.2 Approximation von burst- und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen mittels einer Fourierreihe: Zeitsignal und Spektrum 31
3.3 Idealer Amplitudenverlauf von burst- und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen bei verschiedenen Arbeitszyklen 31
3.4 Skizze des Impedanzrohrs zur experimentellen Bestimmung der akustischen Quellamplitude von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen mittels der Multi-Mikrofon Methode 32
3.5 CAD-Skizze des Plexiglas-Rohrsegments in dem zwischen zwei Wolframelektroden das NRP-Plasma erzeugt wird 33
3.6 Fotografie des Impedanzrohres mit passiven Maßnahmen zur Reduzierung der elektromagnetischen Störungen 34

3.7 Berechneter Singularitätsfaktor für eine steigende Anzahl von Mikrofonen des stromauf und stromab liegenden Mikrofon-Arrays im verwendeten Impedanzrohr 37
3.8 Simulink-Modell des akustischen Messsystems im Impedanzrohr zur Validierung der verwendeten Auswerteskripte 39
3.9 Vergleich der simulierten Quellamplitude mit und ohne Korrektur der Multi-Mikrofon Methode zur Reduzierung des korrelierten Störsignals 40
3.10 Repräsentative Messsignale bei Anregung mit einer burst- und pulsdichte-modulierten Pulssequenz: Skizze der Pulssequenz, Drucksignal, Spektrum 41
3.11 Reflexionsgrad am stromauf und stromab gerichteten Ende des Impedanzrohres; Vergleich vom theoretischen und gemessenen Wert mit und ohne Dämpfungsmaterial 42
3.12 Phasengemittelte Pulsenergie aller Pulspositionen von burst-modulierten Pulssequenzen bei Arbeitszyklen zwischen 5% und 95% 43
3.13 Gemessene Pulsenergie burst-modulierter Pulssequenzen abhängig von Pulsposition und Elektrodenabstand 44
3.14 Phasengemittelte Pulsenergie aller Pulspositionen von pulsdichte-modulierten Pulssequenzen bei Arbeitszyklen zwischen 5% und 95% 45
3.15 Gemessene Pulsenergie pulsdichte-modulierter Pulssequenzen abhängig von der momentanen PRF 46
3.16 Vergleich von messtechnisch ermittelter akustischer Quellamplitude burst-modulierter Pulssequenzen mit und ohne Störtermreduktion mit dem theoretischen Wert aus Pulssequenzen mit konstanter Pulsenergie 47
3.17 Abhängigkeit der mittels burst- und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen erzeuten Quellamplitude vom Arbeitszyklus und der Modulationsfrequenzen 48
3.18 Vergleich von experimentell ermittelter und analytisch bestimmter Quellamplitude tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen 49

4.1 Schematische Darstellung des Flammenprüfstandes zur Untersuchung des Einflusses tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen am Fuß einer drallstabilisierten Methan-Luft-Flamme 54
4.2 Fotografien der Plasmaentladungen am Fuß einer Drallflamme 55
4.3 Fotografien einer Drallflamme mit den verschiedenen Erscheinungsformen des NRP-Plasmas 56
4.4 Fotografien der rötlichen Flammenfärbung einer mittels NRP-Plasma angeregten Drallflamme 56
4.5 Fotografie des Kameraaufbaus zur Erfassung der OH^*-Intensität im Flammenprüfstand 57
4.6 Abhängigkeit des ermittelten Transmissionsgrad des optischen Bandpassfilters vom Einfallswinkel 57
4.7 Skizze der zeitlichen Abstimmung des Shutters mit der Pulssequenz 59
4.8 Repräsentative Sequenz von Lichtemissionen am Fuß einer Drallflamme während der Anregung mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen 60
4.9 Lichtemissionen einer mit NRP-Plasma angeregten Drallflamme während und nach dem Entladungsvorgang 62
4.10 Lichtemissionen einer mit NRP-Plasma angeregten Drallflamme bei optischer Blockung während des Entladungsvorganges 62
4.11 Integrale Lichtemission und Steighöhe der PSLE-Filamente während der Plasmaanregung einer Flamme 63
4.12 Höhe der PSLE-Filamente beim Maximum der Lichtintensität sowie die maximale detektierbare Höhe der PSLE-Filamente abhängig von der PRF 64
4.13 Aufstiegsgeschwindigkeit der PSLE-Filamente abhängig von der PRF 64

4.14 Einfluss des Arbeitszyklus auf die Energie der Initialisierungspulse burst-modulierter NRP-Pulssequenzen abhängig von der Flammenkonfigurationen 66
4.15 Einfluss des Arbeitszyklus auf die maximale Steighöhe der PSLE-Filamente . . . 67
4.16 Integrale Lichtintensität der PSLE-Filamente einer mit burst-modulierten Pulssequenzen angeregten Drallflamme, abhängig von der Pulsposition bei verschiedenen Arbeitszyklen 68
4.17 OH*-Intensität einer mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme vor und nach dem Löschen der PSLE-Filamente 69
4.18 Maximale Bildintensität der Flammenbilder vor und nach dem Entfernen der PSLE-Filamente 70
4.19 Skizze zur Bestimmung der relativen Phasenlage der aufgenommenen Bilder bzgl. der Pulssequenz 71
4.20 Matrix zur Normierung der aufsummierten Bildpunkte bei Berücksichtigung der entfernten PSLE-Filamente 71
4.21 Mittlere OH*-Intensität einer mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Drallflamme abhängig von der PRF 72
4.22 Integrale OH*-Intensität und relative Höhe der CoLE einer mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme mit und ohne PSLE abhängig von der PRF 73
4.23 Phasengemittelte OH*-Intensität einer Drallflamme bei Anregung mit burst-modulierten Pulssequenzen 75
4.24 Normierte OH*-Intensität und relative Höhe der CoLE einer mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme: f_{mod} = 160 Hz, $\dot{m}_{CH4}$=0,35 kg/h, Φ = 0,85 76
4.25 Normierte OH*-Intensität und relative Höhe der CoLE einer mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme: f_{mod} = 196 Hz, $\dot{m}_{CH4}$=0,2 kg/h, Φ = 0,75 77
4.26 Amplitude der integralen OH*-Intensität einer mit burst-modulierten Pulssequenzen angeregten Drallflamme mit steigendem Arbeitszyklus im Vergleich mit dem theoretischen Wert aus idealen Pulssequenzen 78
4.27 Rekonstruktion der planaren OH*-Verteilung aus einer achsensymmetrischen Drallflamme zur Bestimmung der Flammenlänge aus dem in Sichtlinie integrierten mittleren OH*-Flammenbild ohne Plasmaentladungen. 80
4.28 Verstärkungsfaktor G_Q der Transferfunktion bei Löschung der PSLE für verschiedene Flammenleistungen 80
4.29 Vergleich der ermittelten Transferfunktionen mit PSLE, ohne PSLE und bei nachträglicher „Blockung“ der PSLE-Region 82
4.30 Verstärkungsfaktor G und relativer Phasenversatz Φ der Transferfunktion bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen abhängig von der Flammenleistung 83
4.31 Verstärkungsfaktor G und relativer Phasenversatz Φ der Transferfunktion bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen abhängig vom Äquivalenzverhältnis 85

5.1 Skizze zur Modellierung des Flammenprüfstandes mittels eines akustischen Netzwerkmodells 88
5.2 Skizze zur Modellierung der akustischen Übertragungsfunktion einer Düse über eine steigende Anzahl von aneinandergereihten Querschnittsprüngen 89
5.3 Fotografie des Drallerzeugers aus dem Flammenprüfstand 89
5.4 Fotografien der verwendeten Hitzdrahtkonfiguration zur Kalibration der Sonden und Messung der akustischen Übertragungsfunktion im Flammenprüfstand . . . 90
5.5 Skizze zur Definition der akustischen Übertragungsfunktionen im Flammenprüfstand 91

5.6 Gemessene und modellierte akustische Übertragungsfunktion zwischen Hitzdrahtmessposition und Düsenauslass ohne Flamme . . . 92
5.7 Einfluss eines homogenen Temperaturfeldes im Quarzglas auf die akustische Übertragungsfunktion $H_{\mathrm{HW,Nozzle}}$ zur Modellierung der Flamme im Experiment . . . 93
5.8 Fotografien der zwei stabilen Erscheinungsformen der untersuchten Drallflamme bei einem Quarzglasdurchmesser von $D = 105\,\mathrm{mm}$ . . . 94
5.9 Flammentransferfunktion der zwei stabilen Erscheinungsformen der Drallflamme 95
5.10 Ortsverteilung der Druck-und Schnelleamplitude einer $\lambda/4$-Welle über die gesamte Länge des Quarzglases zu verschiedenen Zeitpunkten . . . 97
5.11 Thermoakustisch stabile und kritische Quarzglaslängen abhängig von der Phase der FTF . . . 98
5.12 Einfluss des Äquivalenzverhältnisses auf das Mikrofonsignal und Spektrum bei denen Verbrennungsinstabilität beobachtet wurden . . . 99
5.13 Einfluss des Brennstoffmassenstroms auf das Mikrofonsignal und Spektrum bei denen Verbrennungsinstabilität beobachtet wurden . . . 99
5.14 Vergleich repräsentativer Verläufe der phasengemittelten OH^*-Intensitätschwankung und Position der CoLE bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen und Lautsprecheranregung . . . 101
5.15 Phasengemittelte OH^*-Intensität bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen ohne PSLE . . . 102
5.16 Phasengemittelte OH^*-Intensität bei Lautsprecheranregung . . . 102
5.17 Vergleich der Flammenantwort auf Plasma- sowie Lautsprecheranregung bei verschiedenen Anregungs- bzw. Modulationsfrequenzen . . . 103
5.18 Vergleich der FTF bei Plasma- sowie Lautsprecheranregung . . . 104

6.1 Allgemeines Blockschaltbild eines Regelkreises . . . 108
6.2 Skizzen zur Erstellung phasenverschobener Pulssequenzen zur Regelung mit burstmodulierten Pulssequenzen . . . 109
6.3 Simulinkmodell des Phasenreglers, wobei die Systemschwingung mittels Van-der-Pol Oszillators modeliert wird . . . 110
6.4 Simuliertes Zeitsignal zur Reduzierung der Schwingungsamplitude eines Van-der-Pol Oszillators mittels Phasenregelung . . . 111
6.5 Allgemeines Prinzip der modellprädiktiven Regelung . . . 112
6.6 Skizze zur Generierung der Pulssequenz aus dem normierten Referenzsignal bei der MPC . . . 114
6.7 Simulinkmodell der modellprädiktiven Regelung, wobei die Systemschwingung mittels Van-der-Pol Oszillators modeliert wird . . . 115
6.8 „PRF to Pulstrain“-Modul des MPC-Simulinkmodells . . . 115
6.9 Simuliertes Zeitsignal zur Reduzierung der Schwingungsamplitude eines Van-der-Pol Oszillators mittels MPC . . . 116
6.10 Skizze des Versuchaufbaus zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten mit NRP-Plasma in einem Rijke-Rohr . . . 117
6.11 Druckamplitude im Rijke-Rohr bei der Resonanzfrequenz, abhängig vom Verlauf der elektrischen Leistung des Heizgitters . . . 117
6.12 Amplitude und Resonanzfrequenz bei aktiver Phasenregelung der thermoakustischen Instabilität im Rijke-Rohr . . . 118
6.13 Getestete Werte der Sensitivität des Arbeitszyklus von der normierter Amplitude der Regelgröße bei der Phasenregelung . . . 119
6.14 Einfluss der Sensitivität des Arbeitszyklus von der normierten Amplitude des Referenzsignals auf den Regelungserfolg . . . 120

6.15 Vergleich der Zeitsignale und der dazugehörigen Spektren des gemessenen Schalldrucks mit und ohne Phasenregelung im Rijke-Rohr 120
6.16 Aufschwingen der theromakustischen Instabilität im Rijke-Rohr nach erfolgreicher Phasenregelung zur Ermittlung der Systemdämpfung aus der Anfachungsrate . . 121
6.17 Normierte Amplitude und Phase der Aktuator-Transferfunktion zwischen burstmodulierter Plasmaanregung und der gemessenen Druckschwankung im Vergleich zur Modellannahme 122
6.18 Zeitsignale der Druckschwankung sowie des Arbeitszyklus der Pulssequenzen bei zugeschalteter MPC-Regelung im Rijke-Rohr 123
6.19 Vergleich der Zeitsignale und der dazugehörigen Spektren des gemessenen Schalldrucks mit und ohne MPC-Regelung im Rijke-Rohr 123
6.20 Einfluss von PRF und Flammenkonfiguration auf die Resonanzamplitude und Resonanzfrequenz bei Anregung einer instabilen Drallflammen mit nicht modulierten NRP-Plasmas 125
6.21 Druckschwankungen und dazugehörige Resonanzfrequenz bei Anregung einer instabilen Flamme mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen bei verschiedenen PRF 125
6.22 Spektrale Leistungsdichte mit und ohne Anregung einer instabilen Drallflamme mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen 126
6.23 Einfluss der Phasendifferenz zwischen Pulsequenz und Regelgröße bei der Phasenregelung einer instabilen Drallflamme bei verschiedenen Flammenkonfigurationen 127
6.24 Drucksignal und entsprechendes Spektrum ohne und mit manueller Phasenregelung einer instabilen Drallflamme 128
6.25 Zeitsignale der Druckschwankung sowie des Arbeitszyklus der Pulssequenzen bei zugeschalteter Phasenregelung im thermoakustisch instabilen Flammenprüfstand 129
6.26 Abhängigkeit des Regelungserfolges mittels Phasenregelung im thermoakutsisch instabilen Flammenprüfstand von der Quarzglaslänge 130
6.27 Druckschwankung nach zugeschalteter MPC im thermoakustisch instabilen Flammenprüfstand bei verschiedenen Äquivalenzverhältnisses 131

A.1 Repräsentative Fourierreihenapproximation der phasengemittelten OH^*-Fluktuation mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen 140

Tabellenverzeichnis

3.1 Liste der untersuchten Elektroden- und Plasmakonfigurationen zur Bestimmung der Quellamplitude und der Pulsenergie 41

4.1 Liste der verwendeten Flammenkonfigurationen zur Untersuchung der Plasma-Flammen-Interaktion 53

6.1 Beschreibung und Interpretation der Variablen aus der MPC-Kostenfunktion . . . 113
6.2 Tabelle der untersuchten Quarzglasgeometrien bei denen im Flammenprüfstand thermoakustischen Instabilitäten beobachtet werden konnten 124

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	Flächeninhalt / Querschnittsfläche
c	Schallgeschwindigkeit
c_n	n-ter Fourierkoeffizient
c_p	Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_V	Wärmekapazität bei konstantem Volumen
C_x, C_y	kartesischen Koordinaten der CoLE
D	Durchmesser
d	Elektronenabstand
e	Pulsenergie
E/N	reduziertes elektrisches Feld (engl. „reduced electric field“)
E_λ	optische Dichte
Fs	Abtastrate
f	Frequenz
f	akustische Wellenanteil in Strömungsrichtung
$F^{\mathrm{s}}, F^{\mathrm{c}}$	Koeffizienten der Sinus- bzw. Kosinus-Transformation
G	Verstärkungsfaktor
g	akustischer Wellenanteil entgegen der Strömungsrichtung
H_c	Optimierungshorizont
h_k	Enthalpie der Spezies k
H_p	Prädiktionshorizont
H_{xy}	Übertragungs- bzw. Transferfunktion zwischen Signal x und y
I	Intensität
I	Stromstärke
$\mathbf{j}_k$	Fluss oder Teilchenstromdichte der Spezies k
j	imaginäre Zahl $j^2 = -1$
k	Wellenzahl
$\mathrm{k_B}$	Boltzmann-Konstante, $\mathrm{k_B} \approx 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ $(\mathrm{m^2\ kg})/(\mathrm{s^2\ K^1})$
L	Länge
$\mathbf{M}$	Bildmatrix
m	Masse
M	Molmasse
$\mathbf{n}$	nach außen zeigender Normalenvektor
N	Anzahl
n	Teilchenanzahl
P	(elektrische) Leistung
p	(Schall-) Druck
P_{xy}	Kreuzleistungsspektrum zwischen dem Signal x und y
Q	volumentrische Wärmefreisetzung

q	Wärmefreisetzung
R	Reflexionsgrad
R	universelle Gaskonstante
r	Radius
R_{spez}	spezifische Gaskonstante $r = R/M$
$\mathbf{S}$	Transfermatrix für einen Querschnittssprung
SF	Singularitätsfaktor
St_f	Flammen-Strouhalzahl
$\mathbf{T}$	Transfermatrix für gerade Rohre
T	Periode ($T = 1/f$)
t	Zeit
$t_{1/2}$	Halbwertszeit
U	Spannung
u	(Schall-) Schnelle
V	Volumen
v	Strömungsgeschwindigkeit
X	Auslenkung
x	Koordinatenvektor
$\mathbf{Z}$	akustische Impedanz

Kalligraphische Buchstaben, Operatoren und andere Symbole

$\arg(\cdot)$	Argument einer komplexen Zahl
$\delta(\cdot)$	Delta-Distribution
$\mathfrak{F}\{\cdot\}$	Fourieroperator
$\mathfrak{I}\{\cdot\}$	Imaginärteil
$\boldsymbol{\nabla}$	Nabla-operator
$\partial(\cdot)/\partial x$	partielle Ableitung nach x
$\mathfrak{R}\{\cdot\}$	Realteil

Griechische Buchstaben

γ	Isentropenexponent
Δ	Differenz
δ	Abklingrate
ζ	Dämpfung
η	Wirkungsgrad
ϑ	Temperatur
θ	Einfallswinkel
Λ	Singulärwerte
λ	Wellenlänge
λ_Q	Wärmeleitfähigkeit
ρ	Dichte
σ_0	Längenkorrektur für Rohre ohne Flansch
ε	Residuum
$\boldsymbol{\tau}$	viskoser Spannungstensor
τ	Zeitverzug, zeitliche Länge
τ_λ	optischer Transmissionsgrad
Φ	Phasenwinkel
Φ	Äquivalenzverhältnis
Ω	gesetzte Kreisfrequenz

ω	Kreisfrequenz

hochgestellte Indizes

$(\cdot)^*$	ionisiertes Teilchen, Radikal
$\bar{(\cdot)}$	zeitlicher Mittelwert
$\dot{(\cdot)}$	(partielle) Zeitableitung
$\hat{(\cdot)}$	Fouriertranponierte, Schwingungsamplitude
c	cosinus
s	sinus

tiefgestellte Indizes

CH4	Methan, CH_4
cond	Leitungs(-strom), (engl. „conduction current“)
cont	Regelsegment
disp	Verschiebungs(-strom), (engl. „displacement current“)
ds	stromab
flamme	Flammeneigenschaft
HP	Hochpass
HW	Hitzdrahtposition
LS	Lautsprecherposition
Noz	Düsenaustritt
calc	berechnet Größe
meas	gemessene Größe
mic	Mikrofon
mod	moduliert
n, m, k, i	Laufvariablen
PRF	Pulswiederholfrequenz
Q	Wärmefreisetzungsrate
S	Quellterm
stau	Staudruck
therm	thermisch
TP	Tiefpass
us	stromauf
X	relative Höhe der CoLE
x	kartesische Koordinate
y	kartesische Koordinate

Abkürzungen

BM	Burst-Modulation
CoLE	Zentrum der integralen Lichtemission (engl. „center of light emission“)
EKF	Erweiterter Kalman-Filter
EM	elektro-magnetisch
FTF	Flammentransferfunktion
PSLE	nach dem Funkenüberschlag beobachtete Lichtemissionen Flammentransferfunktion (engl. „post spark light emission“)
TF	Transferfunktion
HV	Hochspannung
HW	Hitzdraht
MPC	modellprädiktive Regelung

NGP	Nichtgleichgewichtsplasma
NRP	Nanosekunden-gepulste (engl. „nanosecond repetitively pulsed“
PDM	Pulsdichte-Modulation
PMT	Photoelektronenvervielfacher
PRF	Pulswiederholfrequenz
PSD	Spektrale Leistungsdichte
px	Pixel / Bildpunkt
S/N	Signal zu Rausch (-Abstand)

Kapitel 1

Einleitung

Dieses Kapitel bietet einen Einblick in die Notwendigkeit moderner Gasturbinen zur Energieerzeugung und die Relevanz der thermoakustischen Instabilitäten als begrenzender Faktor der Energieeffizienz und Schadstoffemissionen eben solcher Turbomaschinen. Zudem werden technisch relevante Plasmaanwendungen vorgestellt um dem Leser einen Eindruck in die verschiedensten Wechselwirkungen von Plasma mit seiner Umgebung näher zu bringen. Um die spätere Nutzung des Plasmas als Aktuator zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten zu begründen, liegt der Fokus dabei auf den für den Verbrennungsprozess relevanten Interaktionsmechanismen. Zuletzt wird auf den wissenschaftlichen Kontext, in den sich diese Arbeit eingliedert, sowie auf die Struktur dieser Arbeit und auf die behandelten Themengebiete eingegangen.

1.1 Motivation

Seit der industriellen Revolution steigt der weltweite Bedarf an elektrischer Energie stetig an. Grund ist neben einem steigenden Lebensstandard auch der exponentielle Anstieg der Weltbevölkerung. Die durch Gasturbinen erzeugte Energie deckt dabei ca. 22% Prozent (Stand 2017) des weltweiten Energiebedarfs ab, wobei der Trend weiterhin ansteigt (International Energy Agency, 2019). Dabei ergänzen moderne Gasturbinen durch den flexiblen Leistungsausgang auch die erneuerbaren Energien aus beispielsweise Windturbinen und Solarenergie, welche den notwendigen kontinuierlichen Stromfluss nicht gewährleisten können. Zudem ist auch der moderne Lufttransport ohne den Einsatz der leistungsstarken Gasturbinen nicht mehr denkbar.

Aufgrund der hohen Temperaturen entstehen beim Verbrennungsprozess jedoch Schadstoffe wie NOx. Um die strengen Emissionsauflagen dennoch erfüllen zu können, werden moderne Gasturbinen daher fast ausschließlich mit mageren Brennstoff-Luft-Gemischen befeuert. Dabei neigen gerade diese mageren Vormischflammen dazu, thermoakustische Instabilitäten auszubilden. Durch die Kopplung von Druck- und Wärmeschwankungen in der Brennkammer entstehen im Resonanzfall sehr hohe Strömungsschwankungen, welche ausschließlich negative Auswirkungen auf den Betriebszustand haben:

- hohe Druckamplituden, welche zu einer erheblichen Lärmbelastung und sogar zu Schäden an umliegenden Strukturen führen
- Flammenrückschläge und ein Erlöschen der Flamme aufgrund von starken Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit
- sinkender Wirkungsgrad aufgrund eines erhöhten Wärmeaustauschs mit der Brennkammerwand
- Anstieg der Schadstoffemission durch lokale Temperaturerhöhungen

Zudem ist die Vorhersage der thermoakustischen Instabilitäten aufgrund der verschiedensten Entstehungsmechanismen sehr komplex. Unter anderem sind dabei neben Mischungs- und Strömungsschwankungen auch Effekte wie Entropiewellen und Kopplungen des Strömungsfeldes mit kohärenten Wirbelstrukturen relevant (Joos, 2006; Lieuwen, 2003). Somit bleibt meist die einzige Möglichkeit kritische Betriebszustände nicht anzufahren. Diese Restriktion steht jedoch im Widerspruch zu dem flexiblen Energieverbrauch und geht somit auf Kosten der Effizienz, wodurch sich letztlich auch die Schadstoffemissionen erhöhen (Lieuwen und Yang, 2005).

Mittels aktiven und passiven Regelungsmechanismen wird versucht auf den Entstehungsprozess dieser unerwünschten thermoakustischen Instabilitäten einzuwirken (McManus et al., 1993; Bellucci et al., 2004). Passive Methoden sind dabei nur in einem schmalen, festen Frequenzbereich effektiv, wobei aktive Regelungsmethoden eine flexible Bandbreite haben. Die Anforderungen an den Aktuator sind jedoch hoch. Neben einem signifikanten Einfluss auf die Systemdynamik muss dieser den hohen Temperaturen und Drücken in der Brennkammer standhalten und zudem energieeffizient arbeiten. In den letzten Jahren konnte gezeigt werden, dass mittels Nanosekundengepulsten (NRP) Hochspannungsentladungen erzeugtes Nichtgleichgewichtsplasma die Verbrennungsdynamik nachweislich beeinflussen kann und sich somit als Aktuator eignen würde.

Dabei beschreibt „Plasma“ allgemein ein ionisiertes Gasgemisch mit freien Ladungsträgern, welches im Mittel elektrisch neutral ist. Da es den höchsten energetischen Zustand eines Stoffes darstellt, wird Plasma oft auch als vierter Aggregatzustand bezeichnet. In der Natur findet man es beispielsweise in Form von Blitzen oder als Aurora borealis (Polarlichter), wobei es im Labor meist mit Hilfe von Gasentladungen bei Hochspannungsüberschlägen erzeugt wird. Relevant ist Plasma für industrielle Anwendungen aufgrund der hohen Temperaturen, der hohen Energiedichte sowie durch die Produktion hoher Konzentrationen von stark reaktiven Teilchen. Man unterscheidet dabei zwischen zwei Arten. Sind Elektronentemperatur sowie Rotations- und Vibrationstemperatur der Teilchen im thermodynamischen Gleichgewicht, spricht man von Gleichgewichtsplasma, andernfalls von Nichtgleichgewichtsplasma (NGP). Typisch für Gleichgewichtsplasma ist neben einer hohe Gastemperatur eine hohe Elektronen-Anzahl-Dichte, welche in typischen Anwendungen im Bereich um $10^{23}\,\mathrm{m}^3$ (Ostrikov et al., 2011) liegt. Je nach Anwendung können Temperaturen von 1 000°C (Zündkerzen im Auto) bis zu 20 000°C (Plasmafackeln) erreicht werden (Küchler, 2009; Ostrikov et al., 2011). Bei NGP (auch engl. „non-thermal “ oder „non-equilibrium“ Plasma genannt) sind die Temperaturen geringer. Aufgrund der vergleichsweise hohen Anzahl aktiver Teilchen ist NGP jedoch chemisch wesentlich reaktiver als das Gleichgewichtsplasma (Raizer, 1991). Erzeugt wird dieses unter Anderem beim Überschlag über ein Dielektrikum (DBD, engl. „dielectric barrier discharge“) sowie mittels Nanosekunden-gepulsten Plasmaentladungen (NRP-Plasma, engl. „nanosecond repetitively pulsed plasma“) zwischen zwei Elektroden, wie es auch in dieser Arbeit verwendet wird. Üblicherweise beträgt die Pulsdauer wenige Femto- bis Nanosekunden und die Pulswiederholfrequenz (PRF) liegt zwischen 1 und 100 kHz bei einer Pulsenergie von wenigen Millijoule.

Jüngste Studien behandeln das Potential von NGP, welches eine signifikante Quelle für Wärmefreisetzungsschwankung sowie für aktive Spezies darstellt (Rusterholtz, 2012; Aleksandrov et al., 2010). Dabei sind bei reaktiven Gemischen sowohl die zeitliche Veränderung der Wärmefreisetzung als auch die Dissoziation von Teilchen bekannte akustische Quellterme (Dowling und Mahmoudi, 2015; Truffaut et al., 1998). Die Interaktion des NGP mit dem umgebenen Medium beruht somit auf thermischen, chemischen und akustischen Mechanismen. Aufgrund dieser weitreichenden Fähigkeiten findet NGP in einem breiten Themengebiet Anwendung. So zeigten Studien, dass NGP unter anderem sehr effizient Bakterien abtötet, wodurch es im medizinischen Bereich als Plasma-Zahnbürste (Santosh Kumar et al., 2014) oder auch als Plasma-Nadel (Stoffels et al., 2002) Anwendung findet. Zudem unterstützt es die Blutgerinnung und kann zum Desinfizieren von lebendem Gewebe verwendet werden (Fridman et al., 2006). Auch wird in einigen technischen Anwendungen der

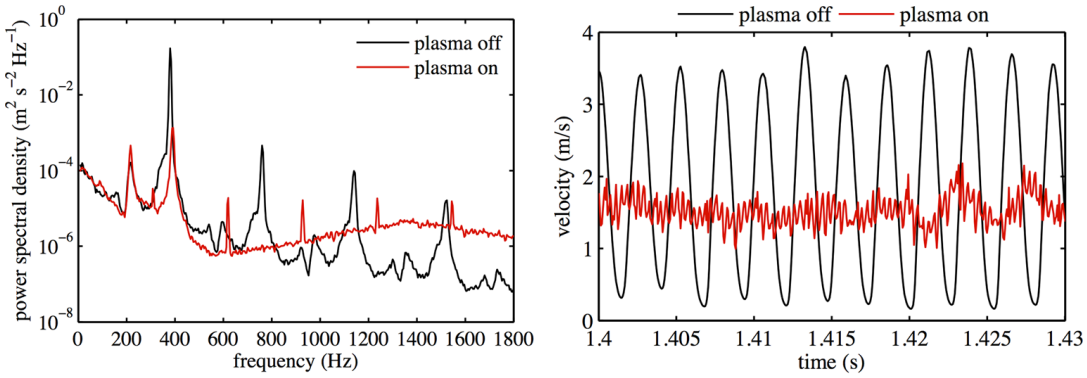


Abbildung 1.1: Links: Schnelleschwankung bei Verbrennungsinstabilität ohne (schwarz) und mit (rot) Plasmaanregung; Rechts: zugehöriges Spektrum; angepasstes Bild aus (Lacoste et al., 2013)

Luftstrom, welcher durch die Bewegung der geladenen Teilchen im Plasma entsteht (Ionenwind), ausgenutzt. Zur aerodynamischen Strömungskontrolle werden hierzu Plasmaentladungen an der Oberfläche (Boeuf et al., 2006), zwischen zwei parallelen Elektroden (Bérard et al., 2007) und in der Nähe von Bugstoßwellen (Elias et al., 2007) erzeugt. Durch die hohe Produktionsrate chemisch reaktiver Teilchen wird NGP auch zur Oberflächenvergütung, unter anderem durch Ablagerung dünner Schichten verschiedenster Materialien (Stauss et al., 2010; Massines et al., 2012; Levchenko et al., 2009), verwendet. Ebenfalls wird NGP im Bereich der Brennstoffumformung bzw. zur Synthesegasproduktion aus Benzol (Jiang et al., 2013) oder aus Methan und Kohlendioxid (Scapinello et al., 2015) verwendet.

Um bei einem möglichst geringen Energieverbrauch einen hohen Grad der Ionisation und Beschleunigung der ionisierten Teilchen zu erreichen, ist ein sehr hohes reduziertes elektrisches Feld E/N notwendig (Starikovskii et al., 2008). Das reduzierte elektrische Feld, gemessen in Townsend (Einheit: Td), bestimmt neben der Elektronentemperatur auch die Elektronen-Anzahl-Dichte und ist damit einer der wichtigsten Werte zur Charakterisierung von Plasma. Im Gegensatz zu anderen NGP wie DBD- oder Koronaentladungen (< 200 Td) erreicht NRP-Plasma sehr hohe E/N-Werte von 100–1000 Td (Ju und Sun, 2015a). Aufgrund des starken reduzierten elektrischen Feldes und der daraus resultierenden hohen Elektronentemperatur sowie der hohen Produktionsrate chemisch aktiver Teilchen, ist NRP-Plasma Inhalt aktueller Studien zur plasmaunterstützten Verbrennung. Von Interesse ist hierbei neben den chemischen Prozessen, siehe hierzu z.B. (Ju und Sun, 2015a; Aleksandrov et al., 2010), auch der thermische Einfluss (z.B. Lacoste et al., 2017b). Zudem zeigte sich im Bereich der Verbrennungsbeeinflussung ein starker Einfluss von NGP auf transiente Phänomene. So kann mittels NRP-Plasma eine signifikante Verkürzung der Zündverzugszeit erzeugt werden (Starikovskaia et al., 2004). Des Weiteren kann auch eine Erweiterung des Betriebsbereiches durch eine stabilisierte Flamme und eine geringere Ausblasgrenze (Pilla et al., 2006; Ju und Sun, 2015a) erreicht werden.

Wie Abb. 1.1 zeigt, konnte bei der Regelung von Verbrennungsinstabilitäten bei Anregung mit NRP-Plasma, unter Verwendung einer geeigneten Modulationsmethode, die Druckamplitude drastisch reduziert werden. Ein signifikanter Einfluss auf die Verbrennungsdynamik kann dabei bereits ab einer elektrischen Leistung von weniger als 1% der thermischen Flammenleistung beobachtet werden (Kim et al., 2015; Moeck et al., 2013; Lacoste et al., 2013). Neben den thermischen und kinetischen Interaktionsmechanismen kann mittels NRP-Plasma auch Einfluss auf das akustische Feld genommen werden. Durch das schnelle Aufheizen der Umgebungsluft über den sogenannten „ultra-fast heating“ Prozess (Aleksandrov et al., 2010; Rusterholtz et al., 2013) werden dabei Dichteschwankungen generiert, welche sich als Druckwelle vom Entladungskanal ausbreiten. Abbildung 1.2 zeigt diesen hydrodynamischen Effekt, welcher von Xu (Xu et al., 2011; Xu et al.,

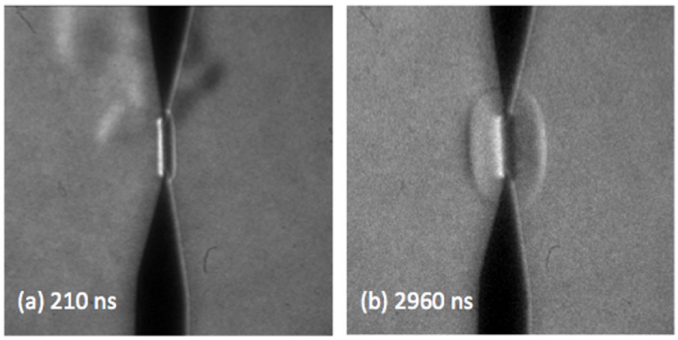


Abbildung 1.2: Schlierenbilder bei NRP-Entladung 210 ns (a) und 2960 ns nach dem Puls (b); 2 mm Elektrodenabstand, Pulsenergie 0,15 mJ; aus (Xu et al., 2014)

2014) unter anderem anhand von Schlieren-Bildern untersucht wurde.

Somit zeigt sich NRP-Plasma durch seine zahlreichen Effekte auf den Verbrennungsprozess als vielversprechender Kandidat um in zukünftigen Regelungssystemen gezielt auf die thermoakustischen Instabilitäten einwirken zu können. Aufgrund der zahlreichen Wechselwirkungen zwischen den Interaktionsmechanismen ist es jedoch schwer die dominierenden Mechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung zu verstehen. Daher sind Experimente mit isolierten Interaktionspfaden notwendig, um die einzelnen Mechanismen zu verstehen und so ein effektives Regelungssystems auslegen zu können. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sollen eben diesem Zweck dienen.

1.2 Umfang dieser Arbeit

Um das allgemeine Verständnis der miteinander interagierenden thermischen, kinetischen als auch akustischen Wirkmechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung zu verbessern, liegt der Fokus dieser Arbeit zunächst auf den akustischen Eigenschaften von NRP-Plasma. Dabei ist zu beachten, dass die PRF bei NRP-Plasma mit 1 bis 30 kHz üblicherweise wesentlich höher ist als der für thermoakustische Instabilitäten interessante Frequenzbereich von 50 bis 1000 Hz. Um dennoch einen Einfluss auf die zur PRF vergleichsweise geringen Frequenzen auszuüben, werden tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen verwendet. Relevante Veröffentlichungen zur akustischen Charakterisierung von NRP-Pulsentladungen beziehen sich aufgrund der kurzen Pulsdauer und der hohen PRF ausschließlich auf sehr kurze Zeitskalen von weniger als 3 µs (Xu et al., 2011; Xu et al., 2014). Durch die „hohe“ Periodendauer der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen werden jedoch auch vergleichsweise langsame Effekte wie die Umwandlung von Vibrations- und Translationsbewegung der Teilchen als auch Rekombination der erzeugten Spezies relevant. Untersucht wurde daher erstmals der akustische Quellterm bei Modulationsfrequenzen von 50 bis 1000 Hz, von NRP-Plasmasequenzen für Zeitskalen über 1 ms.

Da bei der Regelung von Verbrennungsinstabilitäten mittels NRP-Plasmas neben der akustischen Komponente noch weitere Wechselwirkungen mit der Flammendynamik auftreten können, sind zudem Kenntnisse über die allgemeine Flammenantwort bei Anregung mittels tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen notwendig. Als Maß für den Effekt des Plasmas auf die Flammendynamik wurde mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera die Wärmefreisetzungsrate der Flamme erfasst. Über komplexwertige Transferfunktionen konnte somit der frequenzabhängige Einfluss der NRP-Plasmasequenzen auf die Position der Reaktionszonen als auch auf die integrale Wärmefreisetzungsschwankung definiert werden. Zudem ermöglichten die zeitlich hochaufgelösten Aufnahmen Einblicke in die dynamischen Interaktionen zwischen dem Plasma und der Flamme. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen wurden die experimentell ermittelten Regelungser-

folge der durch thermoakustische Instabilitäten erzeugten Druckschwankungen im Rijke-Rohr und im Flammenprüfstand diskutiert. Verwendet wurde dabei ein auf empirischen Parametern sowie ein auf der Systemantwort basierender Regelungsansatz.

Dabei gliedert sich die Arbeit in die folgenden Kapitel:

- **Kapitel 2: Grundlagen und Voruntersuchungen**
  Es wird eine kurze Einführung in die Grundlagen der Gasentladungs- und der Verbrennungsprozesse sowie in die Mechanismen bei der plasmaunterstützen Verbrennung gegeben. Weiter wird die verwendete Methode zur Messung der Pulsenergie der 10 ns langen Hochspannungsentladungen erläutert, sowie die Ergebnisse einer Parameterstudie zur Pulsenergie diskutiert. Um alle stromführenden Leitungen vor dem beim Entladungsprozess generierten elektromagnetischen Feld zu schützen, werden zudem die durchgeführten passiven Maßnahmen vorgestellt.

- **Kapitel 3: Akustische Charakterisierung von NRP-Funkenentladungen**
  Der von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen erzeugte akustische Quellterm wird erst analytisch bestimmt und später experimentell validiert. Hierzu werden die bei chemisch reagierenden Gasen auftretenden Quellterme in Bezug auf den Entladungsprozess diskutiert und die auf Mikrofonmessungen basierende Messmethode vorgestellt. Untersucht wird dabei die Abhängigkeit der Schalldruckamplitude von der Modulationsfrequenz, Modulationsmethoden und Pulsenergie.

- **Kapitel 4: Analyse der OH^*-Chemilumineszenz einer mit NRP-Plasma angeregten, drallstabilisierten Vormischflamme**
  Vorgestellt wird der Flammen-Plasma-Prüfstand, welcher zur Analyse der Lichtemissionen bei der plasmaunterstützten Verbrennung verwendet wird. Diskutiert werden dabei zeitlich hochaufgelöste Kameraaufnahmen, welche unter anderem das dynamische Verhalten des Entladungskanals am Flammenfuß und die Flammenantwort auf tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen zeigen.

- **Kapitel 5: Vergleich der Flammentransferfunktion bei Lautsprecher- und Plasmaanregung**
  Eine Methode zur Erfassung der Flammentransferfunktion bei Lautsprecheranregung einer Drallflamme unter Verwendung eines akustischen Netzwerkmodells wird vorgestellt. Die Ergebnisse werden mit der Transferfunktion bei NRP-Plasmaanregung verglichen. Zudem wird eine Methode zur Vorhersage von Verbrennungsinstabilitäten bei verschiedenen Quarzglasgeometrien, basierend auf der ermittelten Flammentransferfunktion, diskutiert.

- **Kapitel 6: Regelung von thermoakustischen Instabilitäten mit NRP-Plasma**
  Die in Simulink realisierte Umsetzung der beiden verwendeten Ansätze zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten mittels tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen wird gegeben. Anschließend werden die Regelungserfolge im Rijke-Rohr, sowie im thermoakustisch instabilen Flammenprüfstand abhängig von verschiedensten Betriebszuständen diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen und Voruntersuchungen

Der Entstehungsprozess von thermoakustischen Instabilitäten in einer Brennkammer umfasst verschiedenste Interaktionsmechanismen zwischen der Flamme, der Strömung sowie der Akustik. Eines der Ziele der plasmaunterstützten Verbrennung ist dabei gezielt auf eben diese Mechanismen einzuwirken, um die unerwünschten Effekte der thermoakustischen Instabilitäten zu reduzieren. Die unterschiedlichen Themengebiete, wie die Flammenstabilität (Huang und Yang, 2009; Candel, 2002; Lieuwen und Yang, 2005), die Verbrennungsprozesse (Warnatz et al., 2006; Franz, 2011; Law, 2006) als auch die Gasentladungsprozesse (Raizer, 1991; Fridman, 2008; Küchler, 2009) werden dabei in umfangreichen Veröffentlichungen meist unabhängig voneinander beschrieben. Durch den Effekt des Entladungsprozesses auf die kinetischen, thermischen und akustischen Systemeigenschaften werden die verschiedenen Teilbereiche mittels zahlreicher Wirkmechanismen gleichermaßen - bzw. sogar der Entladungsprozess selbst - beeinflusst. So ist es nicht verwunderlich, dass bis zum jetzigen Zeitpunkt nicht alle Aspekte der plasmaunterstützten Verbrennung vereinigt werden konnten. In den vergangenen Jahren sind jedoch einige herausragende Arbeiten entstanden, welche die Möglichkeiten und Herausforderungen bei der Kombination der Plasma- und Verbrennungsprozesse zusammenfassen (Ju und Sun, 2015a; Starikovskiy und Aleksandrov, 2013; Starikovskaia et al., 2001; Ostrikov et al., 2011). Allen voran soll die Arbeit von Ju und Sun (2015a) hervorgehoben werden, welche unter anderem ausführlich den Plasmaeinfluss auf die Flammendynamik als auch auf die Verbrennungskinetik behandelt und sich zudem den Herausforderungen der Diagnosemöglichkeiten der verschiedenen Effekte widmet.

Im Folgenden sollen dem Leser die Grundlagen, welche zum Verständnis und zur Interpretation der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen notwendig sind, gegeben werden. Da im Rahmen dieser Arbeit aufgrund der Komplexität der einzelnen Teilgebiete keine allumfassenden Beschreibungen gegeben werden kann, wird dem Leser an dieser Stelle die zuvor genannte Referenzliteratur empfohlen. Neben den Grundlagen zum Verbrennungs- und Gasentladungsprozess wird im Folgenden auf die in dieser Arbeit grundlegende Bestimmung der Entladungsenergie von HV-Pulsen eingegangen. Dabei wird zudem die Methode vorgestellt, mittels der in dieser Arbeit die Pulsenergie der 10 ns langen HV-Pulse bestimmt wurde. Untersuchungen haben gezeigt, dass die mittlere Pulsenergie abhängig von verschiedensten Faktoren wie der Elektrodengeometrie, Anströmgeschwindigkeit als auch der Pulswiederholfrequenzen (PRF) ist. In einer Voruntersuchung wurden die genannten Einflussfaktoren in dem experimentell relevanten Bereich variiert und die mittlere Pulsenergie sowie die Anzahl an Pulsen mit niedriger Energie abhängig von der PRF ermittelt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung dienen dazu den Parameterraum mit möglichst hoher sowie konstanter Pulsenergie zu definieren. Dies ist notwendig, da aufgrund der schnellen PRF die Energie der Pulssequenzen lediglich phasengemittelt bestimmt werden kann. Aufgrund der Abnutzung der Elektrodenspitze mit jedem Entladungsprozess kann die Messzeit zudem nicht beliebig lang gewählt werden. Um die Energie der Pulssequenzen mit hoher Genauigkeit angeben

zu können, ist daher eine geringe Streuung der Pulsenergie wünschenswert.

Eine weitere Herausforderung bei der Arbeit mit HV-Pulsen stellt das entstehende Elektromagnetische-Feld (EM-Feld) dar. Durch induktive und kapazitive Kopplung mit den umliegenden stromführenden Leitungen und Geräten wird ein Störsignal erzeugt. Dieses zeigt sich in einem erhöhten Rauschsignal und kann auch zum kompletten Ausfall umliegender elektrischer Geräte führen. Um unter diesen herausfordernden Bedingungen Messsignale mit hohem Signal-Rausch-Abstand zu erhalten, sind passive Maßnahmen zur Reduzierung des Störrauschens unabdingbar. Anhand der während der Experimente häufig verwendeten Mikrofon-Messkette werden die in dieser Arbeit angewandten passiven Maßnahmen diskutiert sowie der Erfolg anhand repräsentativer Testsignale gezeigt.

2.1 Physikalische Grundlagen von Gasentladungen

Allgemein beschreibt der Begriff „Plasma“ ein Gemisch aus positiv und negativ geladenen Teilchen, welches in seiner Gesamtheit elektrisch neutral ist. Neben fest, flüssig und gasförmig wird es oft als vierter Aggregatzustand bezeichnet, da es unter anderem durch zusätzliche Energiezufuhr aus Gasen erzeugt werden kann. In der Natur findet man Plasma unter anderem in Blitzen, in der Korona der Sonne (welche bei Sonnenfinsternis als leuchtender Ring zu erkennen ist) als auch als Aurora borealis (Polarlichter). Künstliches Plasma wird meist durch starke elektrische Felder erzeugt. Hierbei wird ein durch Fremdionisation freies Elektron, beispielsweise mittels UV-Licht oder kosmische Strahlung, durch das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode so stark beschleunigt, dass es zu ionisierenden Stößen mit einem Gasmolekül kommt. Bei diesen Stößen wird ein Elektron aus dem Molekül geschlagen, wodurch ein weiteres negativ geladenes Elektron und ein positiv geladenes Ion entsteht (siehe Abb. 2.1). Aufgrund der elektrischen Polarität wird das Ion in Richtung Kathode und das Elektron in Richtung Anode beschleunigt. Ist das elektrische Feld stark genug, kommt es auf dem Weg zu weiteren ionisierenden Stößen zwischen den freien Elektronen und weiteren Gasmolekülen. Dieser sich kumulierende Prozess aus ionisierenden

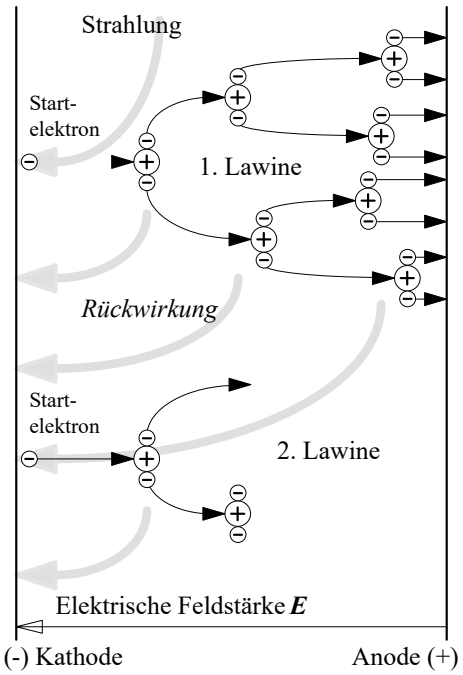


Abbildung 2.1: Skizze zum Towsend-Mechanismus: Wechselwirkungen zwischen den Molekülen bei der Bildung von Plasma zwischen Kathode und Anode (aus (Küchler, 2009))

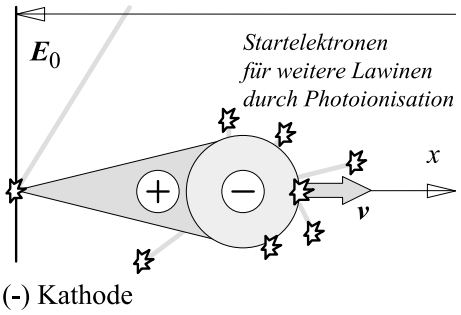


Abbildung 2.2: Skizze zum Streamer-Mechanismus: Entstehung von sekundären Entladungen aufgrund des starken elektrischen Feldes an der Spitze des primären Entladungskanals (aus (Küchler, 2009))

Stößen wird Lawinen-Effekt genannt. Weitere freie Elektronen können zudem beim Auftreffen des Ions auf die Kathode, als auch durch die bei den ionisierenden Stößen freigesetzten Photonen (Photoionisation) freigesetzt werden. Erzeugt jedes fremdionisierte Startelektron mindestens ein neues Elektron, ist die Zündbedingung erfüllt und es entsteht ein leitfähiger Kanal (Küchler, 2009; Fridman, 2008). Die hierzu notwendige Spannung wird als Überschlagsspannung bezeichnet. Der hier beschriebene Townsend-Mechanismus ist jedoch nur dominierend, solange das durch die freien Ladungsträger erzeugte elektrische Feld nur gering von dem ursprünglichen EM-Feld abweicht. In der Regel ist diese Annahme für geringe Drücke und kurze Elektrodenabstände erfüllt. Je nach Literatur ist die Grenze bei $pd = 13\,\text{bar mm}$ (Küchler, 2009) bzw. $50 - 60\,\text{bar mm}$ (Raether, 1964; Fridman, 2008) definiert.

Für größere Werte pd und einer treibenden Spannung, welche wesentlich höher als die Überschlagsspannung ist (Raizer, 1991), findet der Streamer-Mechanismus Anwendung. Hierbei breiten sich die leichteren Elektronen wesentlich schneller aus als die trägen positiven Ionen, wodurch sich ein starkes elektrisches Feld am vorderen, negativ geladenen Teil der Entladung ergibt. Durch dieses starke lokale Feld werden weitere voraus- und nacheilende, schwach ionisierte Entladungskanäle (Streamer) erzeugt (siehe Abb. 2.2). Durch die hier dominierende Photoionisation breitet sich die Entladung zudem wesentlich schneller aus (bis zu $100\,\text{cm/µs}$; Luft, 1 bar Küchler (2009)), als sich die Ionen bewegen können ($\approx 1\,\text{cm/µs}$, Küchler (2009)). Weiterführende Beschreibungen zu den jeweiligen Mechanismen finden sich in einschlägiger Literatur (Küchler, 2009; Raizer, 1991; Fridman, 2008).

Eine entscheidende Größe zur Beschreibung des Plasmazustandes ist das reduzierte elektrische Feld (engl. „reduced electric field“) E/N. Dieses ist ein Maß für die Elektronentemperatur als auch die Elektronen-Anzahldichte des Plasmas (Raizer, 1991). Zudem ist es proportional zur mittleren Elektronenenergie und wird daher zur Beschreibung von Plasmaentladungen herangezogen (Ju und Sun, 2015b). Für NRP-Plasma ist E/N definiert als (Pai, 2008):

$$E/N = \frac{U \mathrm{k_B} \vartheta}{pd}\,, \tag{2.1}$$

wobei U die Spannung, $\mathrm{k_B}$ die Boltzmann-Konstante, ϑ die Temperatur (in Kelvin), p der Druck und d der Elektrodenabstand ist. Angegeben wird E/N üblicherweise über die Einheit Townsend ($1\,\text{Td} = 10^{-21}\,\text{Vm}^2$).

Generell werden Nanosekunden-gepulste Plasmaentladungen aus einer Folge von Hochspannungspulsen mit einer PRF von bis zu mehreren hundert Kiloherz erzeugt. Die Pulsdauer ist dabei selten länger als einige hundert Nanosekunden, wobei die Spannungsamplitude bis zu mehreren Hundert Kilovolt erreichen kann. Aufgrund der sehr kurzen Anregungszeit der Elektronen ist das entstehende Plasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem umgebenden Medium, wodurch NRP-Plasma zu den Nichtgleichgewichtsplasmen zählt.

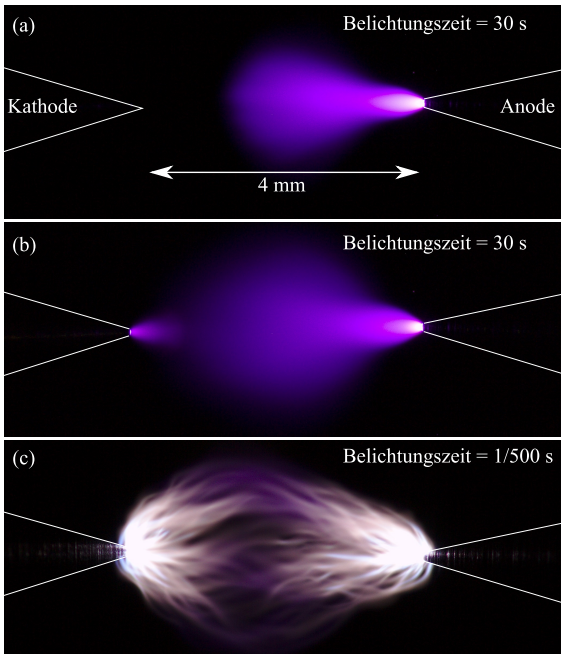


Abbildung 2.3: Fotografien der verschiedenen Entladungsformen von NRP-Plasma (1 bar, 21°C, keine Strömung). (a): Koronaentladung; (b): Glimmentladungen; (c): Funkenentladungen

Bei konstanten Verhältnissen erscheint NRP-Plasma mit steigender Pulsenergie zunächst als Koronaentladung ($< 1\,\mu J$), Glimmentladungen (ca. 1–50 µJ) und zuletzt als Funkenentladung (ca. 0,5 – 4 mJ). Die verschiedenen Entladungsformen lassen sich dabei über die charakteristischen Lichtemissionen charakterisieren. Abbildung 2.3 zeigt Fotografien der drei typischen Erscheinungsformen. Das Plasma wird zwischen zwei angespitzten Wolframelektroden mit einem Durchmesser $D = 1{,}6$ mm erzeugt. Der Abstand zwischen der elektronen-abgebenden Kathode und der elektronenaufnehmenden Anode ist in etwa 4 mm. Aufgrund der unterschiedlich starken Lichtstärke wurden die Fotografien mit verschiedenen Belichtungszeiten von 30 s (Glimm- und Koronaentladung) und 1/500 s (Funkenentladung) aufgenommen. Da die Periodendauer ($\approx 33{,}3\,\mu s$) zwischen zwei Pulsen wesentlich kürzer als die Belichtungszeit ist, zeigen die Bilder die integrale Lichtemission einer Vielzahl von Entladungsvorgängen. Bei der Koronaentladung (a) wird lediglich an der Spitze der Anode lilafarbenes Licht emittiert, wohingegen bei der Glimmentladung (b) im gesamten Raum zwischen Anode und Kathode eine diffuse Lichtemission zu erkennen ist. Das unterste Bild in Abb. 2.3 zeigt die Funkenentladung (c). Die um ein vielfaches stärkere Lichtemission zeigt sich als hell-weißes Licht, welches den gesamten Bereich zwischen Anode und Kathode ausfüllt, jedoch an den jeweiligen Spitzen am intensivsten ist. Durch die geringe elektrische Energie der Korona- und Glühentladungen wird das umgebene Gas nur um wenige 100 K erhitzt, wohingegen durch Funkenentladungen ein Aufheizen um 2000–4000 K erzielt werden kann (Pai et al., 2009). Anders als Korona-Plasma zeichnet sich Glüh- und Funkenplasma durch eine signifikant höhere Elektronen-Anzahldichte sowie eine höhere Produktionsrate kinetisch aktiver Teilchen aus. Aufgrund der kurzen Entladungszeiten sowie den Spannungen, die über die Überschlagsspannung hinaus gehen, werden die Funkenentladungen meist mittels des Streamer-Mechanismus erklärt. Nicht selten werden beim NRP-Plasma Werte von bis zu einigen hundert Townsend erreicht. Weiterführende Untersuchungen zur Einstufung und zu den Eigenschaften der verschiedenen Erscheinungsformen des NRP-Plasmas in Luft finden sich unter anderem in den Arbeiten von Pai et al. (Pai, 2008; Pai et al., 2009; Pai et al., 2010a; Pai et al., 2010b).

2.2 Grundlagen der (plasmaunterstützten) Verbrennung und der Verbrennungsinstabilitäten

Grundlegend beschreibt die Verbrennung eine chemische Reaktion zwischen zwei Stoffen bei der Elektronen von einem Reaktionspartner auf einen Anderen übertragen werden (Warnatz et al., 2006; Law, 2006). Bei dieser sogenannten Redoxreaktion wird Energie in Form von Wärme und Licht freigesetzt. Voraussetzung für einen Verbrennungsprozess ist dabei die Existenz eines Brennstoffes (z.B. Methan), eines Oxidators (z.B. Luft) sowie die Existenz der entsprechenden Zündenergie. Je nach Länge und Komplexität der Verbrennungsprodukte lässt sich der Verbrennungsprozess in mehrere hundert Teilreaktionen unterteilen. Die entstehenden Teilchen haben eine so hohe Reaktivität, dass diese meist nur für sehr kurze Zeitskalen existieren. Die in dieser Arbeit wichtige globale Reaktionsgleichung bei der Methan-Luft-Verbrennung ergibt sich dabei wie folgt:

$$CH_4 + 2\left(O_2 + \frac{79}{21}N_2\right) \rightarrow CO_2 + 2H_2O + \frac{158}{21}N_2\,. \tag{2.2}$$

Eine der bekanntesten Sammlungen von Mechanismen, welche 325 Teilreaktionen und 53 Spezies für die Methan-Luft-Verbrennung beinhaltet, ist wohl der GRIMech 3.0 (Smith et al., 2019; Cerfacs, 2019). Entsprechend dem Anwendungsfall kann die Anzahl und Auswahl der entsprechenden Reaktionen jedoch varriieren. Aktuelle Untersuchungen beschäftigen sich mit der Erweiterung der Modelle für die plasmaunterstützte Verbrennung. Dabei wird der komplexe Verbrennungsprozess mittels verschiedenster Aspekte der Thermodynamik, der Chemie als auch der Strömungsmechanik beeinflusst. Dabei werden eben diese Mechanismen ebenfalls durch den Entladungsprozess geprägt. Aufgrund der Komplexität der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen behandeln die meisten Studien die Schlüsselreaktionen der plasmaunterstützten Verbrennung in $H_2/O_2/N_2$ Reaktionssystemen (Ju und Sun, 2015a; Nagaraja et al., 2015; Starikovskaia et al., 2001). Unter anderem konnten so Erfolge bei der Beschreibung des Zündprozesses (Aleksandrov et al., 2010; Starikovskiy und Aleksandrov, 2013; Han und Yamashita, 2014) sowie der Erweiterung der unteren Ausblasgrenze (Ombrello et al., 2010a; Ombrello et al., 2006) als auch bei der Verbrennung von kurzen Kohlenwasserstoffketten (wie Methan) erzielt werden (Sun et al., 2012).

An dieser Stelle soll die Veröffentlichung von Ju und Sun (2015a) hervorgehoben werden, welche eine ausführliche Zusammenfassung der aktuellen Erkenntnisse über die chemischen und kinetischen Reaktionen bei der plasmaunterstützten Verbrennung gibt. Dabei beruhen die grundlegenden kinetischen Wirkmechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung nach Ju und Sun (2015a) auf Effekten wie:

- Produktion reaktiver Teilchen aufgrund von Stoßionisation
- Dissoziationen von Edukten aufgrund von Stoßreaktionen mit elektronisch- und schwingungsanregenden Molekülen
- Änderung der Brennstoffdichte durch das Aufbrechen langkettiger Brennstoffmoleküle in kleine Teilfragmente.

Hinzu kommen noch Auswirkungen auf die Transportprozesse aufgrund des Ionenwindes sowie aufgrund von Rayleigh-Instabilitäten, was unter anderem zu einer erhöhten Turbulenz und Durchmischung des Gasgemisches führt. Zudem kommt es aufgrund des thermalen Effektes auch zur Verschiebung des Gleichgewichts der unterschiedlichen Reaktionsgleichungen, was wiederum Einfluss auf die Verbrennungseigenschaften wie die Brenngeschwindigkeit hat. Zudem führt die Produktion reaktiver Teilchen zur Erhöhung der Reaktionsrate und somit zur Verkürzung der Zündverzugszeit. Grund dafür ist, dass die Ketteneinleitungsreaktionen durch die zusätzlichen Edukte unterstützt werden und langsame Reaktionswege sogar übersprungen werden.

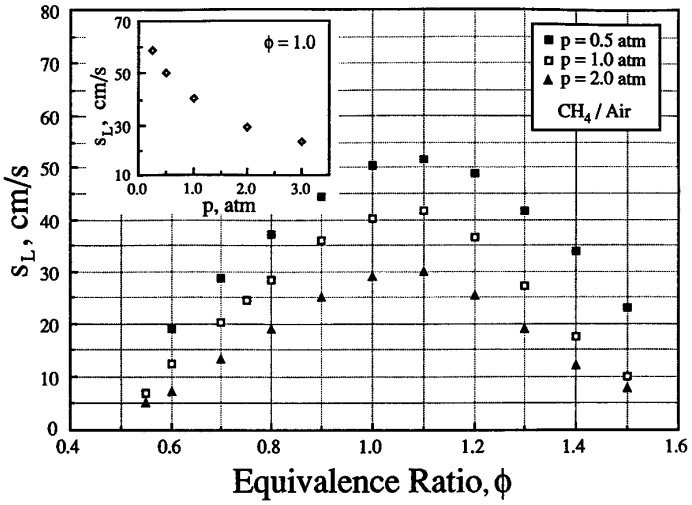


Abbildung 2.4: Experimentell ermittelte laminare Brenngeschwindigkeit eines Methan-Luft-Gemisches als Funktion des Äquivalenzverhältnisses und dem Druck (Law, 1993)

Es zeigt sich somit, dass die Mechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung zahlreich sind, wodurch die Zuordnung einzelner experimenteller Beobachtungen zu den jeweiligen dominanten Wirkmechanismen nur bei wohl definierten Versuchsanordnungen möglich ist. Dabei ist die Isolierung der einzelnen Mechanismen aufgrund der Komplexität der miteinander interagierenden Effekte der verschiedenen Themengebiete nicht immer möglich.

2.2.1 Die Brenngeschwindigkeit, das Äquivalenzverhältnis und die Flammenleistung

In dieser Arbeit werden verschiedenste Flammenkonfigurationen untersucht, welche sich abhängig von dem Verhältnis des Brennstoff- und Luftmassenstroms sowohl in der Brennstoff/Luft-Zusammensetzung, der Brenngeschwindigkeit als auch der Flammenleistung unterscheiden.

Die Flammenleistung P_{flame} kann dabei aus dem Heizwert (LHV, engl. „lower heating value“) abhängig vom gesetzten Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{\text{fuel}}$ wie folgt berechnet werden:

$$P_{\text{flame}} = \dot{m}_{\text{fuel}}\,\text{LHV}. \tag{2.3}$$

Dabei lässt sich der in dieser Arbeit relevante Heizwert von Methan zu 55,5 MJ/kg (bei 25°C) ermitteln (Hahne, 2010).

Weiter beschreibt die Brenngeschwindigkeit allgemein die Geschwindigkeit, mit der sich eine Flammenfront im Verhältnis zum unverbrannten Gas ausbreitet. Bei einer vorgemischten Flamme ist Brenngeschwindigkeit eine Funktion der kinetischen Brennstoffoxidationsmechanismen, der Transporteigenschaften reaktiver Teilchen, der adiabatischen Flammentemperatur sowie der Wärme- und Massenverluste (Law, 2006). Abbildung. 2.4 zeigt die laminare Brenngeschwindigkeit einer Methan-Luft-Flamme als Funktion des Äquivalenzverhältnisses bei verschiedenen Drücken. Das Äquivalenzverhältnis ist definiert als Quotient des gesetzten Brennstoff-Sauerstoff-Verhältnisses und dem berechneten, stöchiometrischen Brennstoff-Sauerstoff-Verhältnis:

$$\Phi = \frac{m_{\text{fuel}}/m_{\text{oxi}}}{(m_{\text{fuel}}/m_{\text{oxi}})_{\text{st}}} \tag{2.4}$$

Dabei tritt eine stöchimetrische Verbrennung ($\Phi = 1$) ein, wenn der Sauerstoff vollständig umgesetzt wird und kein O_2 bei den Produkten zu finden ist, siehe hierzu beispielsweise Gl. (2.2). Dem

gegenüber werden Brennstoff-Luft-Verhältnisse mit $\Phi < 1$ als „mager“ und Verhältnisse mit $\Phi > 1$ als „fett“ bezeichnet. Wie Abb. 2.4 zeigt, ergibt sich die maximale Brenngeschwindigkeit für eine leicht fette Mischungen ($\Phi = 1{,}1$), wobei ein steigendes bzw. fallendes Äquivalenzverhältnis einen Abfall der Brenngeschwindigkeit bedeuten.

Zu beachten ist, dass zwischen der laminaren und der turbulenten Brenngeschwindigkeit unterschieden wird. Während die laminare Brenngeschwindigkeit ausschließlich von den diffusreaktiven Eigenschaften des Gemisches abhängt, hängt die turbulente Brenngeschwindigkeit zusätzlich auch von den Turbulenzeigenschaften der Strömung sowie deren Kopplung mit den innerhalb der Flamme stattfindenden Verbrennungsprozessen ab. Die turbulente Brenngeschwindigkeit ist somit eine Funktion der Turbulenzintensität und überschreitet die unter laminaren Bedingungen gemessene Brenngeschwindigkeit (Law, 2006).

Aktuelle Untersuchungen konnten zeigen, dass die durch das Plasma hinzugefügte Energie und/oder die reaktiven Teilchen auch die Brenngeschwindigkeit beeinflusst wird (Ju und Sun, 2015a; Starikovskiy und Aleksandrov, 2013). So zeigen die experimentellen Versuche von Shinohara et al. (2009) an Vormischflammen, dass die Brenngeschwindigkeit bei der Plasmaanregung erhöht wird. Dies wird nach Starikovskiy und Aleksandrov (2013) den Verbrennungs-Chemischen-Effekten sowie durch die erhöhte Wärme aufgrund der Zufuhr energiereicher Elektronen verursacht. Vergleiche von experimentellen und numerischen Ergebnissen lassen dabei vermuten, dass die Flammenaktuation von laminaren Flammen auf dem lokalen Anstieg der Brenngeschwindigkeit in der Nähe der Elektroden beruhen (Lacoste et al., 2015).

2.2.2 Flammeninstabilität, Flammenantwort und Verbrennungslärm

Zur Einhaltung der strengen Emissionsrichtlinien werden moderne Gasturbinen fast ausnahmslos mit mageren Brennstoff-Luft-Gemischen betrieben. Ein großer Nachteil der mageren Verbrennung gegenüber Diffusionsflammen ist jedoch, dass der Verbrennungsprozess deutlich sensibler gegenüber Schwankungen der Strömungsparameter wie auch des Äquivalenzverhältnisses sind (Lieuwen et al., 2001). Thermoakustische Instabilitäten beschreiben dabei den Resonanzfall bei dem die Wärmefreisetzungsschwankungen mit dem akustischen Feld koppeln. Dabei agiert die instationäre Wärmefreisetzung als akustischer Quellterm, welcher zudem für den unerwünschten Verbrennungslärm verantwortlich ist (Dowling und Mahmoudi, 2015). Die Vorhersage der Stabilität des Verbrennungssystems ist aufgrund der diversen Interaktionsmechanismen zwischen dem Strömungsfeld und der Wärmefreisetzungsschwankung sehr komplex. Aussagen über die Stabilität des Brennkammersystems erfordern daher die überwiegend experimentell ermittelte Flammentransferfunktion, welche die Kenntnis über die Flammenantwort auf akustische Störungen beinhaltet.

Bis zum jetzigen Zeitpunkt sind zudem nicht alle Mechanismen, welche zur Flammeninstabilität führen, vollständig geklärt. Zwar lassen sich für den einfachsten Fall der vorgemischten, laminaren Flamme die dominierenden Mechanismen weitestgehend mittels Effekten beschreiben, die die Flammenoberfläche mittels Faltung, Stauchung/Streckung etc. beeinflussen Lieuwen (2003), Durox et al. (2009) und Schuller et al. (2003), bei turbulenten Flammen sind die einzelnen Mechanismen jedoch wesentlich komplexer. Mögliche Faktoren sind dabei Fluktuationen der Flammenoberfläche und der lokalen Reaktionsrate (Huber und Polifke, 2009; Lieuwen et al., 2001) sowie Störungen der Brennstoffeindüsung oder aber auch sogenannte Entropiewellen (Zinn und Lieuwent, 2005; Huang und Yang, 2009; Lieuwen, 2003; Huber und Polifke, 2008). Des Weiteren erzeugen auch akustische Störungen der Grenzschicht (Ghoniem et al., 2005; Schadow und Gutmark, 1992) oder des Drallerzeugers (Huang und Yang, 2009; Paschereit et al., 2000; Paschereit et al., 1999; Palies et al., 2010) Schwankungen des Strömungsfeldes, welche wiederum mit der Wärmefreisetzungsrate koppeln können und so für Instabilitäten sorgen.

Grundlegend fokussiert sich ein Großteil der Studien auf die Reaktion der Flamme bei Stö-

rungen des Strömungsfeldes. Welche in üblichen Konfigurationen wohl auch einen Großteil der dominerenden Mechanismen beinhaltet. Nur wenige Studien befassen sich aufgrund des vernachlässigbar kleinen Einflusses bei der „normalen“ Verbrennung mit Einflussfaktoren wie der aufgrund der Druckschwankungen beeinflussten Reaktiongsgeschwindigkeit (Wangher et al., 2008; Schmidt und Jiménez, 2010). Gerade dieser kinetische Wirkmechanismus stellt aufgrund der beim Entladungsprozess entstehenden reaktiven Teilchen und der Wärme, neben dem Einfluss auf das akustische Feld, einen signifikanten Einflussfaktor auf die Flammenantwort bei der plasmaunterstützten Verbrennung dar. So zeigen die experimentellen Untersuchungen von Lacoste et al. (2013) an einer drallstabilisierten Flamme beispielsweise, dass das NRP-Plasma Einfluss auf die komplexwertige Flammentransferfunktion nimmt, welche wiederum entscheidend für die Existenz von thermoakustischen Instabilitäten ist. Dabei konnte Kim et al. (2015) unter anderem zeigen, dass bei entsprechender Wahl der PRF eine instabile Flamme wieder in einen stabilen Betriebsbereich überführt werden kann. Grundlegend für diesen Effekt sei dabei die Auswirkung des NRP-Plasmas auf die Flammenposition, wodurch relevante Wärmefreisetzungszonen in Bereiche mit starken Schnelleschwankungen wieder in schwankungsschwächere Gebiete verlagert werden können.

2.3 Experimentelle Parameterstudie zur Pulsenergie

Eine entscheidende Größe bei der Beschreibung vieler vom NRP-Plasma verursachten Effekte ist die Pulsenergie. Aufgrund der sehr kurzen Pulsbreite von 10 ns sowie den hohen Spannungs- und Stromamplituden müssen bei der experimentellen Bestimmung der Pulsenergie sowohl die Verarbeitungszeiten der Messsonden, als auch die unterschiedlichen Stromanteile beim Entladungsvorgang berücksichtigt werden. Daher wird im Folgenden auf die messtechnische Ermittlung der korrekten Spannungs- und Stromstärken nach Pai (Pai, 2008) eingegangen. Es gilt zudem zu beachten, dass sowohl die Pulsenergie als auch die Erscheinungsform des Plasmas von verschiedenen Parametern wie Geometrie der Elektroden, Anströmgeschwindigkeit als auch PRF abhängig sind. Um die Randbedingungen für Funkenentladungen mit möglichst konstanter Pulsenergie zu ermitteln, wurde eine Parameterstudie durchgeführt. Der Parameterraum erstreckte sich hierbei über die in den späteren Messungen relevanten Werte der PRF, des Elektrodenabstandes, des Elektrodendurchmessers und der Anströmgeschwindigkeit. Letztere ist notwendig um die bei dem Entladungsprozess entstehenden Teilchen aus der Reaktionszone zu tragen und somit gleichbleibende Verhältnisse zu erhalten.

2.3.1 Methode zur Messung der Pulsenergie

Ermittelt wird die Pulsenergie in dieser Arbeit über die Spannungs- und Strommessungen. Die entsprechende Spannungssonde (PMK 4002) und Stromsonde (Pearson current monitor, Model 6585) werden dabei über ein Oszilloskop (DSO-X-3024A, Agilent) ausgelesen. Erzeugt werden die NRP-Entladungen mittels eines HV-Generators vom Typ FPG 10-30NM10 (FID Technologies). Die Pulsenergie sowie die PRF kann dabei über ein Potentiometer geregelt werden. Zudem verfügt der HV-Generator über einen externen Triggereingang, welcher eine zeitliche Positionierung einzelner Pulse erlaubt. Um eine Beschädigung des HV-Generators zu vermeiden darf die maximale PRF von 30 kHz nicht überschritten werden. Aufgrund der sehr kurzen Pulsbreite von 10 ns müssen jedoch verschiedene Verarbeitungszeiten der Sonden berücksichtigt werden. Der vorhandene zeitliche Verzug zwischen Spannungs- und Stromstärkesignal kann über HV-Pulse ohne Entladung, wie von Pai (Pai, 2008) beschrieben, ermittelt werden. Die Luft zwischen der Anode und Kathode kann dabei als ideale, zeitunabhängige Kapazität C idealisiert werden. Somit ergibt sich das in Gl. (2.5) dargestellte Verhältnis aus gemessener Stromstärke I_{disp} (ohne sichtbare Entladung) und

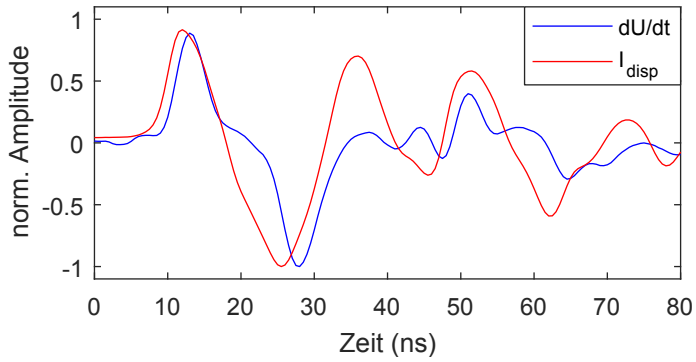


Abbildung 2.5: Ermittlung der Verzugszeit (hier −1,2 ns) zwischen Strom- und Spannungsmessung aus dem ersten Spannungsanstieg, basierend auf Gl. (2.5)

der Spannung U.

$$I_{\text{disp}} = C\frac{dU}{dt}\,, \tag{2.5}$$

Messungen zur Ermittlung der Verzugszeit wurden immer ohne ersichtliche Entladung durchgeführt. Abbildung 2.5 zeigt ein repräsentatives Stromsignal und die zeitliche Ableitung des gemessenen Spannungssignals in einer normierten Darstellung. Das erste Maximum ist auf den HV-Puls zurückzuführen, wobei die folgenden Schwankungen durch Impedanzänderungen und den daraus entstehenden Reflexionen in der Signalleitung erzeugt werden. In vergleichbaren Messaufbauten von Rusterholtz Rusterholtz (2012) und Pai Pai (2008) konnten dabei ähnliche Phänomene beobachtet werden. Der Zeitverzug zwischen gemessener und aus der Spannung abgeleiteter Stromstärke ergibt sich zu 1,2 ns. Aufgrund von unterschiedlichen Kabellängen bei den verschiedenen Messaufbauten variiert die gemessene Verzugszeit im Bereich von 1–4 ns und wurde vor jedem Versuch erneut gemessen. Bei Hochspannungsentladungen setzt sich die gemessene Stromstärke I_{tot} aus zwei Bestandteilen zusammen. (1) Dem Verschiebungsstrom (engl. „displacement current“), welcher durch die Verschiebung der Elektronen aufgrund eines veränderlichen elektrischen Felds I_{disp} entsteht und (2) dem Leitungsstrom (engl. „conduction current“), welcher zum Elektronenfluss durch den Entladungskanal I_{cond} entsteht (Rusterholtz et al., 2013; Küchler, 2009; Raizer, 1991). Der bei Funkenentladungen für die schnelle Aufheizung und somit für einen Großteil der Plasmaeffekte relevante Anteil ergibt sich somit aus I_{cond}. Repräsentative Signale von Spannung und Stromstärke, sowie die daraus bestimmte elektrische Energie und Leistung, sind in Abb. 2.6 dargestellt.

Mit beginnendem Entladungsvorgang steigt die Spannung bis zu ihrem Maximum von ca. 10,5 kV an (siehe Abb. 2.6a). Während dieser Zeit erreicht auch I_{disp} sein Maximum (≈ 10 A) (siehe Abb. 2.6b). Ungefähr 4 ns nach Beginn des Hochspannungspulses ergibt sich ein leitfähiger Kanal, wodurch der elektrische Widerstand zwischen den Elektroden stark reduziert wird. Daraufhin bricht die Spannung abrupt ein und die gemessene Stromstärke steigt bis zu einem Maximum von 55 A an. Anders als bei Korona- oder Glühplasma ist bei Funkenentladungen die kapazitive Aufladung der Luft vergleichsweise klein gegenüber dem Stromfluss durch den Plasmakanal ($I_{\text{disp}} << I_{\text{cond}}$). Hier und im Folgenden wird zur Bestimmung der Leistung und Pulsenergie lediglich der für die Aufheizung der Luft relevante Anteil der Stromstärke $I_{\text{cond}} = I_{\text{tot}} - I_{\text{disp}}$ verwendet. Die elektrische Leistung ergibt sich so zu maximal 225 kW (siehe Abb. 2.6c). Durch zeitliche Integration der Leistung lässt sich eine Pulsenergie von ca. 2,4 mJ ermitteln (siehe Abb. 2.6d).

An dieser Stelle soll erwähnt werden, dass die Bandbreite des verwendeten Oszilloskopes mit 200 MHz zu gering ist, um die sehr kurzen HV-Pulse (10 ns) mit Anstiegszeiten von 2–3 ns

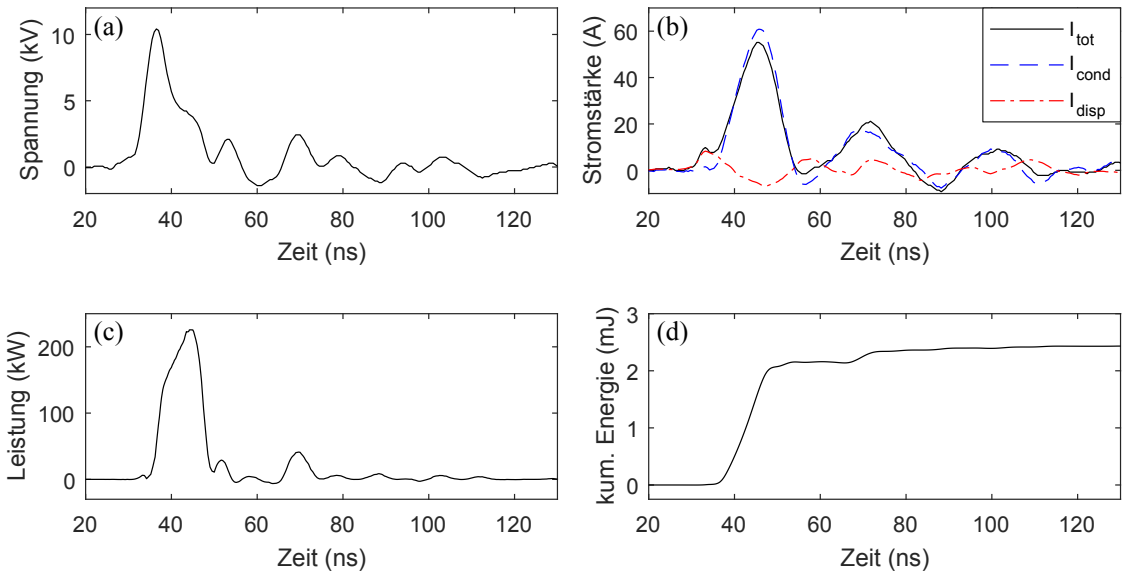


Abbildung 2.6: Repräsentative Messsignale bei Funkenentladung. (a): Spannung U; (b): gemessene Stromstärke I_{tot}, Anteil aus kapazitiver Aufladung der Luft I_{cond}, Anteil aus der Anzahl an Elektroden im Plasma I_{disp}; (c): Leistung P_{cond} berechnet aus U und I_{cond}; (d): kumulierte Energie E_{cond}

verlustfrei aufzulösen. Da jedoch zum Zeitpunkt dieser Arbeit die auch hier verwendeten schnellsten Spannungs- und Stromsonden für den hohen Amplitudenbereich ebenfalls eine Bandbreite von 100 bzw. 200 MHz aufweisen, zeigten sich in Vergleichsmessungen mit einem wesentlich schnelleren 1 GHz Oszilloskop (LeCroy 9374L) Abweichungen von weniger als 0,6% der gemessenen Pulsenergie. Die verwendete Messtechnik, wie sie auch in unabhängigen Veröffentlichungen zur Messung vergleichbarer HV-Pulse verwendet wird (Rusterholtz, 2012; Pai, 2008; Xu, 2013), ist daher hinreichend gut geeignet, um die Pulsenergie zu bestimmen und mit anderen Quellen vergleichbare Resultate zu erzielen.

2.3.2 Generischer Versuchsaufbau zur Parameterstudie

Die Abhängigkeit der Pulsenergie vom Elektrodenabstand d, Elektrodendurchmesser D, Anströmgeschwindigkeit v als auch von der PRF wurden in einem generischen Versuchsaufbau (Abb. 2.7) durchgeführt. Der Aufbau besteht aus einem vertikalen Quarzglas mit 20 mm Durchmesser und zwei horizontal angeordneten, sich gegenüberliegenden Quarzröhrchen. Letztere haben jeweils einen Durchmesser von 5 mm und liegen 80 mm oberhalb der Luftzufuhr am unteren Ende des Prüfstandes. Die HV-Pulse werden mittels des Hochspannungsgenerators zwischen zwei sich gegenüber liegenden Elektroden (pin-pin Konfiguration) erzeugt. Diese werden mittels eines Kunststoffstopfens mittig in den horizontalen Quarzröhrchen gehalten, wodurch zudem eine Quereinströmung durch die Röhrchen vermieden wird. Alle Messungen werden mit maximal möglicher Pulsenergie durchgeführt. Wie in allen in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird die Luft aus einem Druckluftkompressor entnommen. Durch einen in den Luftkreislauf integrierten Feuchtigkeitsabscheider hat die entnommene Luft eine relative Luftfeuchtigkeit von ca. 6%.

Da das lokale elektrische Feld zwischen den Elektroden stark vom Krümmungsradius der Elektrodenspitze abhängt, wurde vor jeder Messung mit den frisch angespitzten Elektroden für ca. 10 s Plasma mit maximaler Pulsenergie und PRF erzeugt. Entstandene Rückstände wurden danach mit einem feinen Schleifpapier im Längsschliff per Hand abgeschliffen. Mittels dieser Prozedur konnte über die gesamte Messzeit eine nahezu konstante Elektrodenspitze erzielt werden. Zur

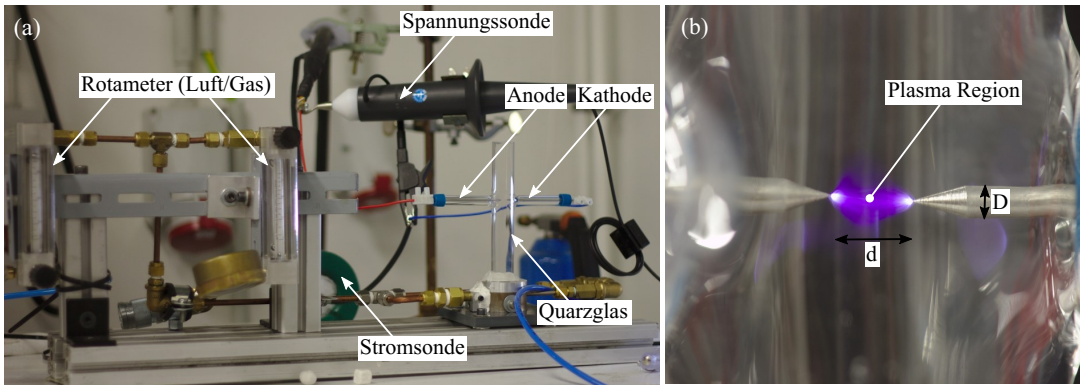


Abbildung 2.7: Fotografien des generischen Aufbau zur Untersuchung des Einflusses von Queranströmung, Elektrodengeometrie, Elektrodenabstand, PRF, auf die Entladungsenergie. (a): Gesamtaufbau; (b): Nahaufnahme der Plasmaregion

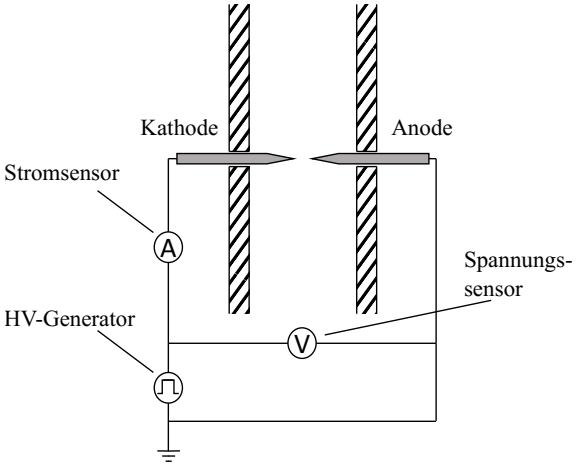


Abbildung 2.8: Skizze des Versuchsaufbaus von Spannungs- und Stromsonde zur Messung der Pulsenergie des zwischen Anode und Kathode erzeugten NRP-Plasmas

Vermeidung lokaler Maxima des elektrischen Feldes außerhalb der Elektrodenspitze wurde auf ein gleichmäßiges Schleifbild und auf eine zentrische Positionierung der Spitze geachtet. Wenn nicht anders erwähnt wurden Wolframelektroden mit seltenen Erden (E3 von „Abicor Binzel“) verwendet. Diese zeichnen sich durch eine hohe Temperaturbeständigkeit, einen geringen Abtrag der Elektrodenspitze sowie gute Zündeigenschaften aus. Als Kompromiss zwischen Abnutzung und Zündverhalten wurden alle Elektroden mit einem Öffnungswinkel von 75° geschliffen. Langzeitmessungen zeigten reproduzierbare Ergebnisse bei Messdauern bis zu 30 min in pin-pin Konstellation. Die Resultate dieser Voruntersuchungen sowie der folgenden Experimente wurden mit Elektroden ermittelt, die nach spätestens 20 min erneut geschliffen und nach zuvor beschriebener Prozedur aufbereitet wurden.

Die elektrische Energie der HV-Pulse wird über die gemessene Spannung und Stromstärke ermittelt. Spannungssonde, Stromsonde, HV-Generator und die Elektroden (Anode/Kathode) sind hierzu, wie in Abb. 2.8 skizziert, angeordnet. Die Spannungs- und Stromsignale werden mittels des Oszilloskopes erfasst, welches über eine USB-Schnittstelle die Daten an das übergeordnete LabView-Programm überträgt. Der hier beschriebene Aufbau ist repräsentativ für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Pulsenergie.

2.3.3 Resultate der Parameterstudie

Im Folgenden wird die gemittelte Pulsenergie aus jeweils 50 zeitkorrigierten Spannungs- und Stromstärkemessungen, wie in Kap. 2.3.1 beschrieben, ermittelt. Zu beachten gilt, dass die Spannungs- und Stromstärke aufgrund des stochastischen Bildungsprozesses des Plasmas (siehe Kap. 2.1) als auch durch die vorangegangenen Entladungen beeinflusst werden. Somit lässt sich die mittlere Pulsenergie nicht aus gemittelten Spannungs- und Stromsignalen berechnen, wie sie von einigen Oszilloskopen oft bereitgestellt werden. Stattdessen muss die mittlere Pulsenergie aus einer repräsentativen Anzahl einzelner Pulsmessungen ermittelt werden. Nachteil der präziseren Ermittlung der Pulsenergie ist, dass die Datenpunkte der Spannung und Stromstärke einzeln aus dem Oszilloskop ausgelesen werden müssen. Somit steigt neben der übertragenen Datenmenge auch die Messzeit. Aufgrund der Abtragung der Elektrodenspitzen kann die Messzeit jedoch nicht beliebig lang gewählt werden. Somit muss bei allen Messungen ein Kompromiss aus Messdauer und gemessener Pulsanzahl gefunden werden.

Im Weiteren wird der Einfluss des Elektrodendurchmessers (1; 1,6; 2,5 mm), des Elektrodenabstandes (3; 4; 5; 6 mm) sowie der Geschwindigkeit der Querströmung (0; 0,8; 0,25; 1; 1,5 m/s) auf die Pulsenergie in einer pin-pin Konstellation untersucht. Alle Ergebnisse werden aus Messungen mit konstanter PRF erhoben. Aufgrund von teilweise stochastischen Prozessen bei der Plasmabildung kommt es immer wieder zu Fehlzündungen, sodass einzelne HV-Pulse mit vergleichsweise wenig Energieeintrag erzeugt werden. Zum Vergleichen des Zündverhaltens der verschiedenen Konfigurationen werden Entladungen mit einer Pulsenergie von weniger als 0,5 mJ als Fehlzündung definiert und tragen nicht zur Berechnung der mittleren Pulsenergie bei. Wenn nicht anders beschrieben werden alle gezeigten Ergebnisse mit maximal möglicher Pulsenergie durchgeführt.

Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit

Untersuchungen von NRP-Plasma in atmosphärischen Bedingungen haben gezeigt, dass eine zur Entladungsrichtung normale Strömung Einfluss auf die Entladungsform (siehe Abb. 2.3) und somit auf den vom Plasma bereitgestellten Energieeintrag hat (Heitz et al., 2016; Pai et al., 2010b). Hierbei zeigte sich, dass die elektrische Leistung, welche benötigt wird um von der Glimm- zur Funkenentladung überzugehen, mit steigender Aufenthaltszeit der Teilchen zwischen den Elektroden sinkt. Dies lässt sich auch auf die gemessene mittlere Pulsenergie bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten v übertragen. Abbildung 2.9 zeigt die experimentell ermittelte mittlere Pulsenergie E_p für verschiedenen PRF zwischen 15 und 30 kHz (links) sowie die relative Anzahl an Fehlzündungen (rechts) für Anströmgeschwindigkeiten von 0 bis 1 m/s. Die Messungen wurden mit einem Elektrodenabstand von $d = 5$ mm und einem Elektrodendurchmesser $D = 1{,}6$ mm durchgeführt. Da die Aufenthaltsdauer der von den Plasmaentladungen erzeugten geladenen Teilchen

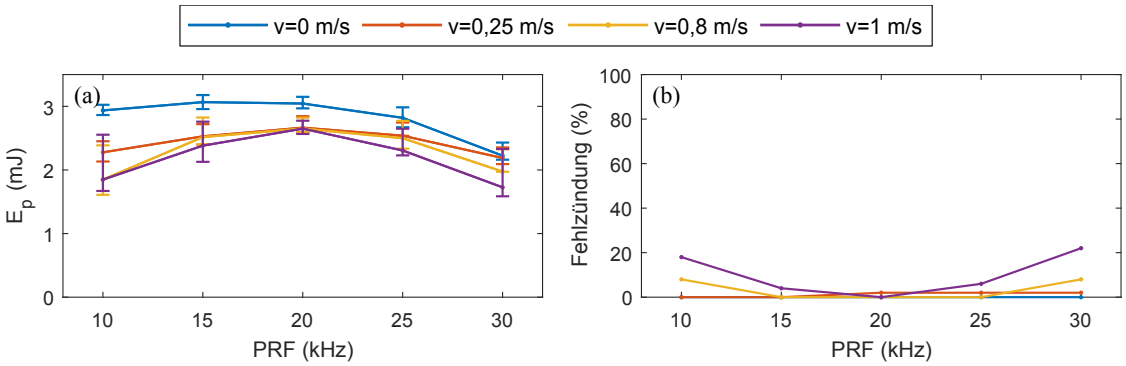


Abbildung 2.9: Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit bei verschiedenen PRF ($d = 5$ mm, $D = 1{,}6$ mm). (a): Mittlere Pulsenergie; (b): relative Anzahl nicht gezündeter Pulse

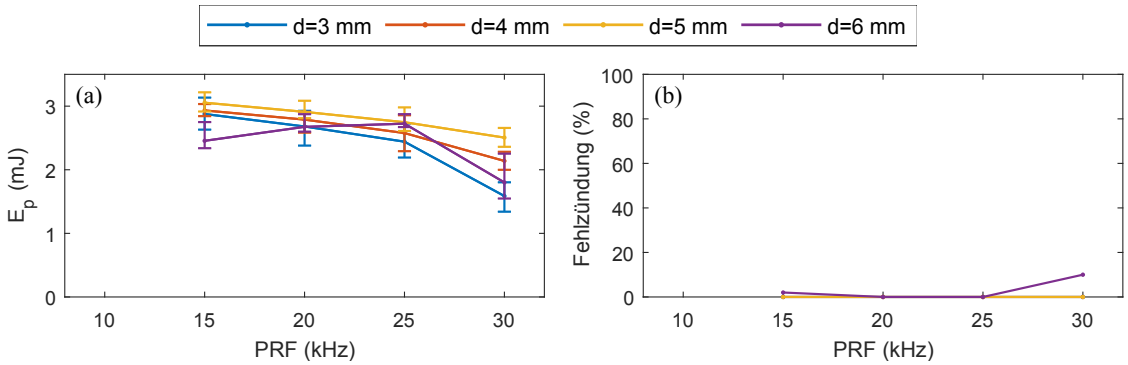


Abbildung 2.10: Einfluss des Elektrodenabstandes bei verschiedenen PRF (D = 1,6 mm, v = 0 m/s). (a): Mittlere Pulsenergie; (b): relative Anzahl nicht gezündeter Pulse

mit steigender Strömungsgeschwindigkeit sinkt, verringert sich ebenso dessen positiver Einfluss auf Überschlagsspannung folgender Entladungen. Zudem kann ab einer Anströmgeschwindigkeit von über 0,25 m/s eine steigende Anzahl an Fehlzündungen ermittelt werden, welche sich auf eine Störung des Bildungsprozesses des Plasmas zurückführen lässt. Da mit steigender PRF ebenfalls mehr geladene Teilchen im Bereich zwischen den Elektroden erzeugt werden, ist bei hohen PRF eine begünstigte Plasmaentladung und somit eine hohe Pulsenergie zu erwarten. Die bestätigen auch die Untersuchungen mit NRP-Glühentladungen von Zhang et al. (Zhang et al., 2013), welche eine steigende Stromstärke I_{cond} mit steigender PRF bei sonst nahezu konstanter Entladungsdauer und Spannung zeigten. Bei den durchgeführten Untersuchungen ermittelt sich die maximale mittlere Pulsenergie, sowie die minimale Anzahl an Fehlzündungen jedoch bei einer PRF von 20 kHz mit Strömung bzw. 15 kHz ohne Strömung. Es wird vermutet, dass bei dem verwendeten HV-Generator bei hohen PRF aufgrund der kurzen Zeitabstände zwischen den einzelnen Entladungsvorgängen die Spannung bzw. Energie nicht mehr ausreichend schnell zur Verfügung gestellt werden kann. Jedoch sind weitere Untersuchungen notwendig, um auch mögliche kinetische oder thermische Effekte bei hohen PRF auszuschließen.

Einfluss des Elektrodenabstandes

In der Messreihe zur Untersuchung des Einflusses vom Elektrodenabstand auf die mittlere Pulsenergie wurde der Abstand zwischen den Spitzen der Elektroden von d = 3 mm auf 6 mm erhöht. Die Versuche wurden im ruhenden Medium mit einem Elektrodendurchmesser von D = 1,6 mm durchgeführt. Abbildung 2.10 zeigt die mittlere Pulsenergie (links) und die relative Anzahl nicht gezündeter Pulse (rechts) für PRF von 15 bis 30 kHz.

Es zeigt sich in Abb. 2.10 (links), dass die Pulsenergie mit größer werdendem Elektrodenabstand bis einschließlich d = 5 mm leicht ansteigt. Wie auch bei der Variation der Strömungsgeschwindigkeit zu beobachten war, ist auch hier ein Abfall für hohe PRF messbar. Die maximale Pulsenergie wird bei der geringsten untersuchten PRF ermittelt, wobei die Anzahl nicht gezündeter Pulse für alle untersuchten Elektrodenabstände, welche kleiner als 5 mm sind, 0% beträgt.

Lediglich die Ergebnisse mit dem höchsten hier untersuchten Elektrodenabstand (d = 6 mm) zeigen Abweichungen in der Pulsenergie als auch in der Anzahl von Pulsen mit niedriger Energie. Zum Einen wird die maximale Pulsenergie bei einer PRF von 25 kHz erreicht und zum Anderen steigt die Ausfallquote auf bis zu 10% bei einer PRF von 30 kHz. Da mit steigendem Elektrodenabstand ebenfalls eine steigende Überschlagsspannung benötigt wird, kann vermutet werden, dass die vom HV-Generator zur Verfügung gestellte Spannung für Elektrodenabstände von mehr als 5 mm nicht mehr ausreichend ist. Zudem ist die Pulsenergie aufgrund des teilweise stochastischen Bildungsprozesses des Plasmas abhängig von verschiedenen Parametern wie der Anzahl elektrisch

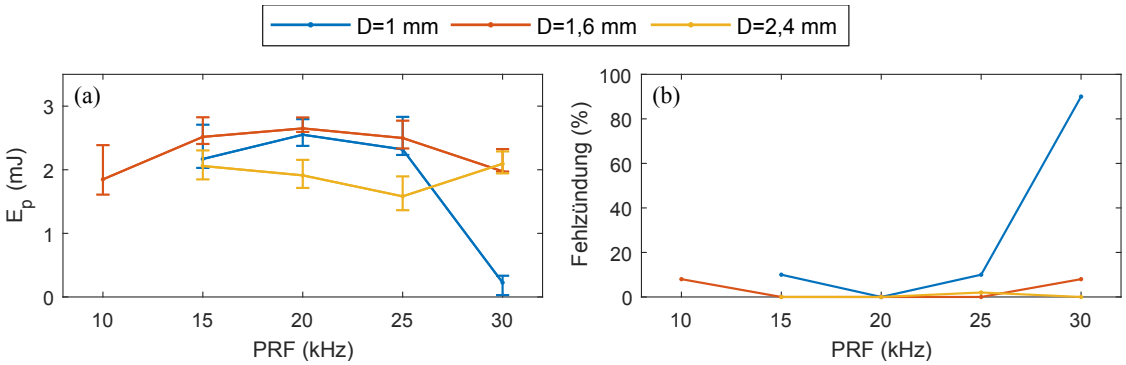


Abbildung 2.11: Einfluss des Elektrodendurchmessers bei verschiedenen PRF (d = 5 mm, v = 0,8 m/s). (a): Mittlere Pulsenergie; (b): relative Anzahl nicht gezündeter Pulse

geladener Teilchen zwischen den Elektroden oder der Temperatur der Elektrodenspitzen. Dies resultiert in den Grenzbereichen stabiler Entladungen in eine steigende Anzahl an Teilentladungen bzw. Fehlzündungen.

Einfluss der Elektrodendurchmesser

Generell fällt mit der Querschnittfläche eines elektrischen Leiters auch der elektrische Widerstand. Daher ist bei steigendem Elektrodendurchmesser eine geringere Verlustleistung und eine steigende Energie pro Puls zu erwarten. Abbildung 2.11 zeigt die gemessene Pulsenergie in Abhängigkeit von der PRF und den Elektrodendurchmesser (D = 1, 1,6 und 2,4 mm). Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und der Elektrodenabstand betrug bei den Versuchen v = 0,8 m/s bzw. d = 5 mm.

Für die beiden kleinsten Elektrodendurchmesser (D = 1 und 1,6 mm) lässt sich eine leichte Erhöhung der Pulsenergie mit steigendem Durchmesser für alle getesteten PRF beobachten. Beim größten Elektrodendurchmesser (D = 2,4 mm) zeigt sich hingegen eine geringere Pulsenergie, welche – anders als bei den anderen Elektrodendurchmessern – kein globales Maximum bei einer PRF von 20 kHz aufweist. Erklären könnte dies unter anderem eine stark abgenutzter oder verschmutzter Elektrodenspitze oder eine unzureichende Ausrichtung der Elektroden während der Versuchsdurchführung. Jedoch zeigt sich trotz der untypischen Schwankung der Pulsenergie die geringste Anzahl nicht gezündeter Pulse bei eben diesem Elektrodendurchmesser von D = 2,4 mm. Der generelle Trend entspricht hierbei einer sinkenden Anzahl nicht gezündeter Pulse mit dem Elektrodendurchmesser. Dies wird besonders bei einer PRF von 30 kHz deutlich, wo die Ausfallquote von über 80% (D = 1 mm) auf 0% (D = 2,4 mm) abfällt.

Zu beachten ist, dass die Stabilität des Plasmas bei geringeren Elektrodendurchmessern umso sensibler auf die Ausrichtung und den Zustand der Elektrodenspitzen reagierte. Bei der Verwendung der beiden geringen Elektrodendurchmesser kam es bereits bei kleinen Abweichungen (< 1 mm) der sich gegenüberliegenden Spitzen zu nur noch vereinzelten Überschlägen. Zudem war aufgrund der spröde Struktur der Wolframelektroden eine stabile Schraubverbindung zwischen dem Kabel des HV-Generators und den Elektroden nur bedingt möglich.

2.4 Passive Maßnahmen zur Reduzierung des elektromagnetischen Störsignals

Eine Herausforderung bei der Verwendung des HV-Generators war der Umgang mit den elektromagnetischen (EM) Wellen. Durch die sehr kurzen HV-Pulse und den dadurch resultierenden

steilen Spannungsflanken sowie der hohen Stromstärke wird im Fernfeld des HV-Generators ein starkes EM-Feld erzeugt. Dies führte unter anderem zu einer auf alle Leiterbahnen induzierten Störspannung, zur Trennung aktiver Signalverbindungen (z.B. USB und Ethernet) als auch zum Komplettausfall umliegender elektrischer Geräte. Messungen an kritischen Leiterbahnen zeigten dabei eine Störspannung mit Amplituden bis 6 V. Aufgrund des Entstehungsprozesses dieser Störungen ist der korreliert der Signalverlauf zudem mit den Pulssequenzen. Da die durch das EM-Feld induzierten Störungen mit annähernd Lichtgeschwindigkeit über die Luft auf die Kabel übertragen werden, werden alle stromführenden Leiterbahnen nahezu gleichzeitig beeinflusst. Aufgrund unterschiedlicher Kabellängen, elektrischer Widerstände sowie Ausrichtung zum eintreffenden Feld und vieles mehr, werden die Leitungen jedoch unterschiedlich stark beeinflusst. Hierbei ist zudem zu beachten, dass sich durch die Art der Pulsation die Störungen über den gesamten Frequenzbereich erstrecken: 50 bis 1000 Hz durch die tieffrequente Modulation, 15 bis 30 kHz aufgrund der PRF sowie ca. 100 MHz aufgrund der geringen Pulsdauer von 10 ns. Aufgrund der großen Bandbreite des EM-Feldes, und der induktiven als auch kapazitiven Kopplung des Störsignals mit den Leiterbahnen, führt nur die Kombination aus verschiedenen Maßnahmen zu einer signifikanten Reduzierung des Störsignals (Albach, 2015; Franz, 2011). Da ein Großteil der in dieser Arbeit behandelten Ergebnisse auf Mikrofonmessungen basiert, werden im Folgenden die passiven Maßnahmen zur Reduktion des EM-Störsignals anhand der Mikrofon-Messkette erläutert. Es sei jedoch erwähnt, dass entsprechende Maßnahmen im Rahmen der Möglichkeiten auch auf die weitere verwendete Messtechnik übertragen wurde.

Zur Bewertung der durchgeführten Maßnahmen zur Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes wurde der auch in späteren Untersuchungen verwendete Messaufbau zur akustischen Charakterisierung von NRP-Plasmasequenzen verwendet. Erzeugt wurden die Plasmaentladungen hierzu zentriert und auf halber Länge eines 2350 mm langen Metallrohr ($D = 40$ mm). Des Weiteren wurde der HV-Generator über ein ca. 1,5 m langes Koaxialkabel mit den Elektroden verbunden. Dabei lag ein elektrischer Kontakt sowohl zwischen dem inneren Leiter und der Anode als auch zwischen dem äußeren Schirm und der Kathode vor. Untersucht wurden die Auswirkungen des EM-Feldes auf ein ca. 200 mm vom Plasma entferntes Mikrofon (G.R.A.S. 40BP mit Vorverstärker 26AC). Dieses wurde zunächst wandbündig in dem Metallrohr mittels des üblicherweise verwendeten Teflon-Halters geklemmt. Dieser realisiert hierbei eine galvanische Trennung zwischen Mikrofon und dem geerdeten, metallischen Prüfstand.

Zur Separierung des unerwünschten EM-Störsignals von der erzeugten Schallwelle wurde das Mikrofon-Rohrsegment mit einer Gummi-Metall-Kreisscheibe vom Plasma-Rohrsegment getrennt. Bei Anregung mit einem Lautsprecher konnte so eine Pegelreduktion bei Anregung mit weißem Rauschen (Bandbreite: 100-1000 Hz) von über 40 dB erreicht werden. Das Mikrofon selbst ist über das fest montierte Kabel (ca. 1,5 m) mit dem speziell angefertigten Mikrofonverstärker verbunden. Die Messsignale wurden über einen Datenrekorder (National Instruments cRIO 9074 mit Modul NI 9220) erfasst. Der gesamte Aufbau befand sich hierbei maximal 2 m vom Prüfstand entfernt. Abbildung 2.12 zeigt das so erfasste Spannungssignal ohne (Abb. 2.12a) sowie mit akustischer Blockung (Abb. 2.12b). Alle Ergebnisse wurden mit dem selben Wert normiert. Die Modulationsfrequenz beträgt 512 Hz. Sowohl mit, als auch ohne akustische Blockung ist vor Anwendung passiver Maßnahmen zur Reduzierung des EM-Störsignals (schwarze Kurve) eine signifikante periodische Auslenkung zu erkennen, wobei sich die mittleren Pegel nur 6 dB unterscheiden.

In den folgenden Untersuchungen wurden verschiedenste Maßnahmen zur Reduzierung des EM-Einflusses vorgenommen, welche sich aufgrund des komplexen Zusammenspiels der elektrischen Felder teilweise gegenseitig stark beeinflusst haben (siehe hierzu auch (Franz, 2011; Albach, 2015)). Die größte Reduzierung des Störsignals konnte dabei mit folgenden Maßnahmen erzielt werden:

- Messmodul (NI 9220) potentialfrei und differenziell geschaltet

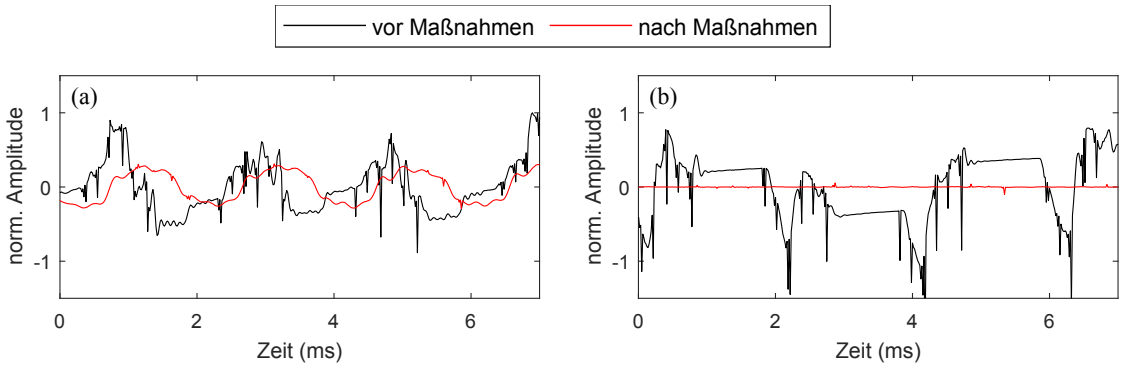


Abbildung 2.12: Aufgenommenes Drucksignal von tieffrequent-moduliertem NRP-Plasma ($f_{\mathrm{mod}} = 512\,\mathrm{Hz}$) mit und ohne passive Maßnahmen zur Reduzierung der elektromagnetischen Störungen. Alle Werte sind mit dem Maxima des Mikrofonsignals vor den Maßnahmen und ohne Blockung normiert. (a): ohne akustisch Blockung der Mikrofone; (b): mit akustischer Blockung der Mikrofone

- „intelligente“ Verkabelung/Leitungsverlegung (keine kreuzenden Leiterbahnen, keine Leiterschleifen etc.)
- zusätzliche Leiterbahn mit Bezugspotenzial in der Datenleitung der Mikrofone
- große Abstände zwischen Plasmaentladung und Datenerfassung (> 10 m Kabelleitung zwischen Mikrofon und Verstärker)
- Kompensation des magnetischen Flusses durch verdrillte Hin- und Rückleiter
- zusätzliche Schirmung des HV-Kabels zwischen HV-Generator und Elektroden
- diverse Klapp- sowie Ring-Ferrite (FT 140-43, Nickel-Zink, Permeabilität von 850) zur Dämpfung der Störsignale auf allen Leitungen
- zusätzliche, durchgängige und beidseitig geerdete Schirmung aus Kupfergeflecht um die Mikrofonkabel (inkl. Ferrite)
- zusätzliche Kupferschirmung um die Mikrofone

Die Klappferrite zeigten hierbei mit zunehmender Anzahl eine exponentielle Abnahme des Dämpfungserfolges. Der Kompromiss aus Anzahl der Ferrite und Dämpfungserfolg wurde daher bei 15 Klappferrite pro Leitung gesetzt. Das zur weiteren Abschirmung gegen EM-Felder verwendete Kupfergeflecht um jede Mikrofonleitung war mikrofonseitig mit einer eigens konstruierten Kupfer-Halterung (siehe Abb. 2.13) verbunden. Das Kupfergeflecht war dabei beidseitig geerdet. Der Erfolg der oben aufgeführten Maßnahmen zeigt sich in Abb. 2.12 (rote Linie). Das ungeblockte akustische Signal (Abb. 2.12a) zeigt bei gleichem Plasmasignal ein weitaus gleichmäßigeres Verhalten. Zudem ergeben sich mit akustischer Blockung (Abb. 2.12a) nur noch sehr kleine Schwankungen. Die Pegeldifferenz zwischen dem akustisch geblockten und ungeblockten Signal ermittelt sich dabei zu 27 dB. Mittels der passiven Maßnahmen konnte der Signal-Rauschabstand somit um über 20 dB verbessert werden. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Signalqualität durch erweiterte Verfahren in der Nachbearbeitung in den später beschriebenen Untersuchungen noch weiter verbessert werden konnte (siehe Kap. 3.3.3).

Akustische Transferfunktion des EMV-Halters

Im Folgenden wird der Einfluss des EMV-Halters (Abb. 2.13) auf die akustische Transferfunktion untersucht. Der EMV-Halter besteht aus einem 50 mm langen Kunststoffrohr, welches von einem

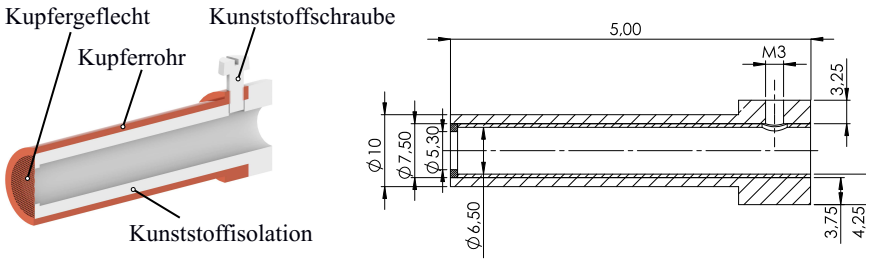


Abbildung 2.13: CAD-Entwurf des verwendeten EMV-Halters zur Reduzierung des elektromagnetischen Störsignals am Mikrofon

Kupferrohr mit einer Wandstärke von 1,25 mm umschlossen ist. Das innen liegende Mikrofon ist somit elektrisch von der Schirmung getrennt. Auf der Seite der Membran verschließt ein Kupfergeflecht mit einer Drahtstärke und Maschenweite von 0,2 mm bzw. 0,315 mm das Kupferrohr.

Zur Bestimmung des akustischen Transferverhaltens wurden zwei Messungen durchgeführt: ohne EMV-Halterung und mit EMV-Halterung. Hierbei wurde das Mikrofon beide Male wandbündig in einem Impedanzrohr eingebaut und über einen Lautsprecher mit einem linearen Sweep in dem relevanten Frequenzbereich von 50 bis 1000 Hz beschallt. Die Übertragungsfunktion zwischen der Anregung x und dem Mikrofonsignal y ist über den Quotienten aus Kreuzleistungsspektrum P_{xy} und Autoleistungsspektrum P_{xx} definiert:

$$H_{xy} = \frac{P_{xy}}{P_{xx}} \,. \tag{2.6}$$

Zur Bestimmung der Abweichung durch den EMV-Halter wurde wiederum der Quotient beider Übertragungsfunktionen $H = \frac{H_{\text{ohne Halter}}}{H_{\text{mit Halter}}}$ ermittelt. Im gesamten interessierenden Frequenzbereich von 50 Hz bis 1000 Hz zeigte sich im Rahmen der Messgenauigkeit ein linearer Verstärkungsfaktor $|H| = 1$ und eine Phasenverschiebung $\arg(H) = 0$. Somit können etwaige Übertragungsverluste aufgrund des EMV-Halters ausgeschlossen werden. Hierbei gilt zu beachten, dass alle im Folgenden verwendeten Mikrofone inklusive EMV-Halter über den interessierenden Frequenzbereich erst auf ein Referenzmikrofon relativ und später über ein Pistonphone (B&K, Type 4228) absolut kalibriert wurden.

2.5 Kurzzusammenfassung

Untersucht wurde in einem generischen Versuchsaufbau die Abhängigkeit der mittleren Pulsenergie und die Anzahl nicht gezündeter Pulse von verschiedenen Parametern wie Elektrodenabstand, Strömungsgeschwindigkeit, Elektrodendurchmesser und der PRF. Die Parameter wurden in einem für spätere Messungen relevanten Rahmen gewählt. Zusammenfassend zeigte sich eine fallende Anzahl nicht gezündeter Pulse sowie eine steigende mittlere Pulsenergie mit fallender Strömungsgeschwindigkeit und steigendem Elektrodendurchmesser. Die geringste Ausfallrate (und höchste Pulsenergie) wurde bei einer PRF von ca. 20 kHz und mit einem Elektrodenabstand kleiner als 6 mm ermittelt. Nahezu ausnahmslos konnte die höchste Anzahl an nicht gezündeter Pulse bei der maximalen PRF von 30 kHz beobachtet werden. Mit steigender PRF bis ca. 20 kHz konnte zudem eine ebenfalls steigende Pulsenergie ermittelt werden. Der Grund hierfür kann in den Limitierungen der elektrischen Bauteile des verwendeten HV-Generators vermutet werden.

Für eine PRF oberhalb von 20 kHz konnte eine zunehmende Anzahl an Fehlzündungen und eine fallende Pulsenergie beobachtet werden. Jedoch wird aufgrund der später verwendeten Modulationsmethoden eine möglichst hohe PRF benötigt, um eine variable Amplitude bei Frequenzen

bis 1000 Hz gut auflösen zu können. Als Kompromiss aus hoher PRF, hoher Pulsenergie sowie geringer Ausfallrate, wurde der Großteil der nachfolgenden Untersuchungen mit einer maximalen PRF von 28 kHz durchgeführt.

Aufgrund der konstanten Pulsenergie und der geringeren Ausfallrate wird zudem ein Elektrodenabstand unterhalb von 6 mm und ein Elektrodendurchmesser von 2,4 mm bei den atmosphärischen Tests in Luft verwendet. Da der Entladungsprozess in der Nähe einer Flamme durch die hohe Temperatur sowie des bereits teilweise ionisierten Gases begünstigt wird, sinkt die Anzahl der Pulse mit geringem Energieeintrag in den entsprechenden Versuchen gegen Null. Aufgrund dessen wurden bei den Versuchen in Kap. 4 bis Kap. 6 auch größere Elektrodenabstände von 6 mm mit ebenfalls geringeren Elektrodendurchmessern von 1,6 mm durchgeführt, ohne das eine signifikante Verschlechterung des Zündverhaltens beobachtet werden konnte.

Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass mittels einer Kombination aus Ferriten, zusätzlicher Kupferschirmungen und „intelligenter“ Kabelführung der Einfluss des unerwünschten EM-Feldes auf die Signalleitungen signifikant reduziert werden konnte. Ohne signifikanten Einfluss auf die akustische Transferfunktion der Mikrofon-Messkette zu nehmen konnte so eine Verbesserung des S/N-Abstandes um 20 dB erzielt werden.

Kapitel 3

Akustische Charakterisierung von NRP-Funkenentladungen

Schallerzeugung durch Gasentladungen findet bei hohen elektrischen Feldern statt. Der sich durch das Gas entladende Strom erzeugt dabei einen Kanal aus Ionen. Im Alltag zu beobachtende Gasentladungen mit einem hörbaren Schalleintrag sind beispielsweise Blitze bei einem Gewitter, Lichtbögen beim Schweißen oder aber auch die knisternden Koronaentladungen in Hochspannungsleitungen. Gerade die Koronaentladungen, oder auch Kriechspannungen, resultieren dabei meist in einer reduzierten Signalqualität bzw. in Übertragungsverlusten, weshalb man versucht diese zu vermeiden.

Eine der ersten Untersuchungen zur Anwendung von Gasentladungen als akustische Quelle wurde dabei von Duddell (1900) Ende der 90er Jahre durchgeführt. Bei seinem „singing arc“ Experiment modulierte er die Energie einer damals üblichen Bogenlampe so, dass Schallwellen im hörbaren Frequenzbereich emittiert wurden. Um den hohen Energieverbrauch bei den Bogenentladungen zu reduzieren, wird zur Schallerzeugung meist auf Korona- oder Glimmentladungen zurückgegriffen. Eine Zusammenfassung der üblichen Stromkreise zur Erzeugung dieser Entladungsformen kann dabei Mazzola und Molen (1987) entnommen werden. Unabhängig von der Bauform der Schaltungen findet die Gasentladung dabei üblicherweise zwischen zwei metallischen Elektroden statt. Im Gegensatz zu herkömmlichen Lautsprechern, bei denen die Membran meist aus Papier besteht, ist eine Anwendung von Plasmalautsprechern daher auch in anspruchsvollen Umgebungen mit hohen Temperaturen, hohen Drücken und aggressiven Gasen möglich. Aufgrund der nicht vorhandenen mechanischen Bauteile müssen bei Plasmalautsprechern zudem keine trägen Massen bewegt werden. Dadurch weisen alle Plasmalautsprecher ein lineares Übertragungsverhalten auf. Gerade im hochfrequenten Bereich oder zur Erzeugen von Signalformen mit sprunghaften Amplituden (Rechtecksignal, Sprungfunktion o.Ä.) zeigen diese masselosen Lautsprecher ihre Stärken. Einige kommerzielle Lautsprecher, welche meist in Kleinserien produziert wurden, sind der Plasmahochtöner MP02 von Magnat und der Ionenhochtöner TW1S von Acapella.

Unter atmospherischen Bedingungen werden mit Bogenentladungen Temperaturen bis 1000°C erreicht. Ähnlich wie bei thermoakustischen Instabilitäten bei der Verbrennung beruht der dominierende Mechanismus zur Schallerzeugung daher auf der instationären Wärmefreisetzung. Die Wärmefreisetzungsschwankung kann dabei in den meisten Anwendungen als omnidirektional angenommen werden, da sich aufgrund der entsprechend kurzen Entladungswege von wenigen Millimetern ein akustischer Monopol ausprägt. Wie experimentelle Untersuchungen zeigten, ist die akustische Amplitude dabei proportional zur Wärmefreisetzungsrate (Bastien, 1987). Anders als bei Bogenentladungen ist der Temperatureinfluss bei Korona- und Glimmentladungen jedoch wesentlich geringer (Raizer, 1991). Der bei diesen Entladungsformen dominierende Mechanismus zur Schallerzeugung geht daher aus dem so genannten „Ionenwind“ hervor. Dieser entsteht durch

die Teilchenbewegung im elektrischen Feld zwischen den Elektroden. Aufgrund der Bewegungsrichtung der massereichen, positiv geladenen Teilchen (im Gegensatz zu den nahezu masselosen Elektroden) weist die akustische Quelle hier eine Dipolcharakteristik auf (Bastien, 1987). Zum Zeitpunkt dieser Arbeit beschränken sich die wenigen Studien zu den elektroakustischen Kopplungsmechanismen auf Bogenentladungen sowie auf modulierte DC-Signale (siehe beispielsweise Sutton, 2011).

Aufgrund der komplexen kinetischen Wirkzusammenhänge des in dieser Arbeit verwendeten Nichtgleichgewichtsplasmas ist der dominante Wirkmechanismus nicht eindeutig zu benennen. Ziel dieses Kapitels ist es daher, ausgehend von den theoretischen Grundlagen, eine Methode zur akustischen Charakterisierung tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen zu entwickeln. In Kap. 3.1 werden zunächst die grundlegenden Wirkmechanismen zur Erzeugung von Schallwellen bei chemisch reaktiven Gasen diskutiert. Dabei wird eine analytische Bestimmung der Schalldruckamplitude entwickelt, welche auf der bei Funkenentladungen dominierenden Wärmefreisetzung basiert. Kapitel 3.2 behandelt die Möglichkeiten zur Erzeugung hoher Schalldruckamplituden in Frequenzbereichen unterhalb der Pulswiederholfrequenz des in dieser Arbeit verwendeten NRP-Plasmas. Im speziellen wird dabei die Burst- (BM) und die Pulsdichte-Modulation (PDM) vorgestellt. Im darauf folgenden Kap. 3.3 wird das zur akustischen Charakterisierung verwendete Impedanzrohr sowie die Methode zur experimentellen Bestimmung der akustischen Quellamplitude des Plasmas beschrieben. Im abschließenden Kapitel 3.4 wird die experimentell ermittelte Quellamplitude mit den analytischen Abschätzungen verglichen und diskutiert. Unter Anderem wird dabei auf den Einfluss der zuvor diskutierten Methode zur Reduzierung des EM-Feld induzierten Störsignals sowie auf den Einfluss der Pulsenergie, des Elektrodenabstandes, der PRF und des Arbeitszyklus auf die Quellamplitude eingegangen. Über den Vergleich der analytisch bestimmten Quellamplitude mit den experimentellen Ergebnissen werden im Kap. 3.4 zudem die getroffenen Annahmen über den dominanten akustischen Quellterm bei der Funkenentladung validiert.

3.1 Schallerzeugungsmechanismen von chemisch reagierenden Gasen

Die Schallerzeugungsmechanismen von reaktiven Gasen werden unter anderem in den Veröffentlichungen von Crighton et al. (1992) sowie von Dowling und Mahmoudi (2015) beschrieben. Meist wird die Relevanz der verschiedenen Quellterme im Rahmen von thermoakustischen Untersuchungen im Bereich der Verbrennungsdynamik behandelt. Aktuelle Studien zeigen, dass die Quellterme proportional zur Wärmefreisetzung und zur Stoffmengenschwankung dominieren (Dowling und Mahmoudi, 2015). Bei Verbrennung mit Luft kann die Stoffmengenschwankung als akustischer Quellterm aufgrund der starken Verdünnung mit inertem Stickstoff vernachlässigt werden (Dowling und Mahmoudi, 2015; Truffaut et al., 1998). Da sich jedoch die kinetischen Wirkmechanismen der Schallerzeugung bei der NRP-Plasmaentladung von den Untersuchungen in reaktiven Gasen unterscheiden können, werden im Folgenden die verschiedenen Quellterme bezüglich der Relevanz bei der Untersuchung von NRP-Plasma diskutiert.

Gleichung (3.1) zeigt die inhomogene akustische Wellengleichung für reaktive Gase, welche in die Quellterme W_1 bis W_5 unterteilt ist. Eine ähnliche Darstellung der Gleichung für ein konstantes Temperaturfeld kann unter anderem der Arbeit von Williams (Williams, 1985) entnommen werden und wird für den Verbrennungsbereich zudem ausführlich von Li et al. (Li et al., 2015) und Dowling

et al. (Dowling und Mahmoudi, 2015) diskutiert.

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \boldsymbol{\nabla}^2 p' = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{c_p \vartheta}\left(\underbrace{-\dot{q}}_{W_1} \underbrace{-c_p \vartheta \rho \frac{\dot{n}}{n}}_{W_2} \underbrace{-\boldsymbol{\nabla}\cdot\left(-\lambda_Q \boldsymbol{\nabla}\vartheta\right)}_{W_3} \underbrace{-\sum_{k=1}^{N}\left(\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{j}_k h_k\right)}_{W_4} \underbrace{+\boldsymbol{\tau}:\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}}_{W_5}\right)\right) \tag{3.1}$$

Dabei entspricht $\gamma = c_P/c_V$ dem Isentropenexponenten, c der Schallgeschwindigkeit und $\dot{q}$ ist die volumetrische Wärmefreisetzungsrate. Weiter beschreiben ϑ, ρ und n die Temperatur, Dichte sowie die Teilchenanzahl. Die Summe im Term W_4 geht über alle Spezies N, wobei der $\mathbf{j}_k$ dem Fluss (oder auch Teilchenstromdichte) der Spezies k entspricht. Dabei stehen λ_Q, h, $\boldsymbol{\tau}$ und $\mathbf{u}$ für die Wärmeleitfähigkeit, die spezifische Enthalpie, den viskosen Spannungstensor und den Schnellevektor. Die rechte Seite von Gl. (3.1) beinhaltet somit akustische Quellen aus schwankender Wärmefreisetzungsrate W_1, Volumenquellen aufgrund von nicht-isomolarer Prozesse W_2, Teilchenbewegung aufgrund eines Temperaturgradienten (Ludwig-Soret-Effekt) W_3, diffusiven Teilchenstrom (Fick'sches Gesetz) W_4 und viskoser Dissipation W_5. Bisher getroffene Annahmen sind im Rahmen der Relevanz für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen: ideales Gas, vernachlässigbare Soret- bzw. Dufour-Effekte auf den Wärmefluss sowie vernachlässigbar kleine Machzahl bezogene akustische Quellen und ein ebenfalls vernachlässigbarer Einfluss von Strahlungseffekten.

Experimentelle als auch numerische Untersuchungen von NGP haben gezeigt, dass dieses durch Prozesse wie dem „sehr schnellen Aufheizprozess" (engl. „ultra-fast heating process") größere Wärmemengen in kürzester Zeit freigeben kann (Aleksandrov et al., 2010; Rusterholtz et al., 2013; Lo et al., 2014a). Aufgrund der sehr kurzen Zeitskalen von wenigen Nanosekunden als auch der inhomogenen Struktur von NGP mit starken reduzierten elektrischen Feldstärken ($E/N > 80$ Td) existieren nur wenige Studien über die Effektivität der Prozesse. Jüngste Untersuchungen zeigten, dass 25 ± 10 % bzw. 75 ± 25 % (Znamenskaya et al., 2007; Xu et al., 2014) der elektrischen Energie zwischen 20 ns und 3µs nach der Entladung in Wärme übergehen. Jedoch fokussieren sich diese Arbeiten auf kurzzeitige Prozesse während des Entladungsvorganges bzw. auf die Zeit wenige Nanosekunden danach. Zu beachten ist jedoch, dass 1 bis 5 µs nach der eigentlichen Entladung Relaxationsprozesse ein zusätzliches Aufheizen des Gases verursachen können. In diesem Zusammenhang werden meist Quenching[1] als auch Relaxationsprozesse der Vibrationsenergie („vibrational-translational relaxation") genannt (Popov, 2001; Xu, 2013).

Untersuchungen der kinetischen Prozesse reaktiver Gase haben gezeigt, dass eine Schwankung der relativen Stoffmenge $\dot{n}/n$ als akustische Volumenquelle beschrieben werden kann (W_2). Bei Verbrennungsprozessen unter Verwendung von Luft als Oxidator hingegen sind die reaktiven Spezies stark mit inertem Stickstoff verdünnt, sodass dieser Quellterm im Vergleich zum Effekt der Wärmefreisetzungsrate vernachlässigbar klein wird. Durch die Komplexität der kinetischen Vorgänge beim NRP-Plasma bleiben exakte Aussagen zum akustischen Einfluss der Stoffmengenschwankung zum Zeitpunkt der Arbeit noch aus. Neuste Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass ein Teil der bei der Entladung freigesetzten Energie in die Dissoziation von Sauerstoff-Molekülen O_2 einfließt (20% nach Lo et al. (2014b) bzw. 35% nach Rusterholtz et al. (2013)). Im Vergleich dazu ist die Dissoziation von Stickstoff-Molekülen N_2 vernachlässigbar klein (Lo et al., 2014b). Die restliche zur Verfügung stehende Entladungsenergie geht ca. 25 ns nach der Entladung in die Erwärmung des Gases („ultra-fast gas heating ") und in die Vibrationsmoden von molekularen Sauerstoff und Stickstoff über (Lo et al., 2014a). Daher kann analog zum Verbrennungsprozess in Luft davon ausgegangen werden, dass das in dieser Arbeit untersuchte NGP stark mit inerten Stickstoff-Molekülen verdünnt ist.

[1] Quenchen bezeichnet dabei die schnelle Beendigung einer Reaktionskette. Verantwortlich sind dabei Effekte wie die Verdünnung, die Abkühlung oder das Entfernung eines der Edukte aus dem Reaktionsgemisch

Weiter zeigten Studien, dass die Wärmeleitung (W_3) und die viskosen Effekte (W_5) lediglich bei großskaligen Phänomenen als Dämpfungsterm relevant werden (Strutt und Rayleigh, 1877; Lighthill, 1952). Somit können diese in Versuchsaufbauten unter Normalbedingungen, wie auch von Sinai (1980) diskutiert, vernachlässigt werden. Anders als bei Verbrennungsprozessen ist unter anderem bei moduliertem Korona- bzw. Glühplasma der oft auch als Ionenwind bezeichnete Teilchenstrom (W_4) maßgeblich für die Schallabstrahlung verantwortlich. Jedoch zeigen aktuelle Untersuchungen von NRP-Funkenentladungen, dass der Einfluss auf die Strömung durch elektrohydrodynamische Effekte als auch durch magneto-hydrodynamische Effekte vergleichbar klein gegenüber der thermischen Ausdehnung aufgrund der Aufheizung des Gases sind (Tholin, 2013; Bityurin und Bocharov, 2008; Starikovskii et al., 2009). Somit ist, wie auch bei der Untersuchung von Verbrennungsprozessen (Poinsot und Veynante, 2012; Dowling und Mahmoudi, 2015), der diffusive Teilchenstrom in Systemen mit exothermen Reaktionen vernachlässigbar klein.

Schlussendlich reduziert sich Gl. (3.1) auf die Fluktuation der Wärmefreisetzung als dominanter Schallerzeugungsmechanismus:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\dot{q}(\gamma-1)}{c^2}\right). \tag{3.2}$$

Wobei durch die Annahme eines idealen Gases $1/(c_P\vartheta) = (\gamma-1)/c^2$ gilt. Über die in Gl. (3.3) und Gl. (3.4) definierte Fouriertransformation:

$$\hat{p} = \mathfrak{F}\{p\} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} p\, e^{-j\omega t} dt \tag{3.3}$$

$$p = \mathfrak{F}^{-1}\{\hat{p}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}\, e^{j\omega t} dt\,, \tag{3.4}$$

lässt sich Gl. (3.2) in den Frequenzbereich transformieren. Dabei ergibt sich die Helmholtzgleichung zu:

$$\Delta\hat{p} + k^2\hat{p} = -j\omega\frac{\gamma-1}{c^2}\hat{\dot{q}}\,. \tag{3.5}$$

3.2 Methode zur Erzeugung tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen

NGP wird in dieser Arbeit aus NRP-Entladungen mit einer Pulswiederholfrequenz von bis zu 30 kHz generiert. Um hohe Amplituden im für thermoakustische Anwengungen relevanten Frequenzbereich (50 und 1000 Hz) zu erzeugen, müssen die Pulssequenzen tieffrequent-moduliert werden. Die einfachste Methode ist dabei die Pulswiederholrate entsprechend der gewünschten Modulationsfrequenz zu wählen. Aufgrund der festen Anzahl an Pulsen pro Periode lässt sich die Amplitude an der Modulationsfrequenz lediglich über die Variation der Energie aller Pulse variieren. Andere mögliche Methoden sind beispielsweise die Pulsdichte-Modulation (PDM, engl. „pulse-density modulation“) und die Pulsbreiten-Modulation (engl. „pulse-width modulation“), wobei bei Ersterem die Pulsanzahl bei fixer Pulsenergie und bei Letzterem die Pulsdauer bei fixer Pulsanzahl moduliert wird. Des Weiteren ist auch die Burst-Modulation (BM) bei technischen Anwendungen üblich, bei der eine Pulssequenz mit fester Pulswiederholfrequenz mittels eines Rechtecksignals überlagert wird. Aufgrund der technischen Beschränkungen des in dieser Arbeit verwendeten HV-Generators (FID Technologies, FPG 10-30NM10) auf eine feste, einstellbare Pulsenergie sowie auf eine feste Pulsbreite (10 ns) wird in dieser Arbeit die PDM sowie die BM verwendet.

Abbildung 3.1a skizziert die Pulsdichte-Modulation. Die zu modulierende Sinusfunktion (blau gestrichelt) wird hierbei mittels einer Sägezahnfunktion (rote Strich-Punkt-Linie) diskretisiert.

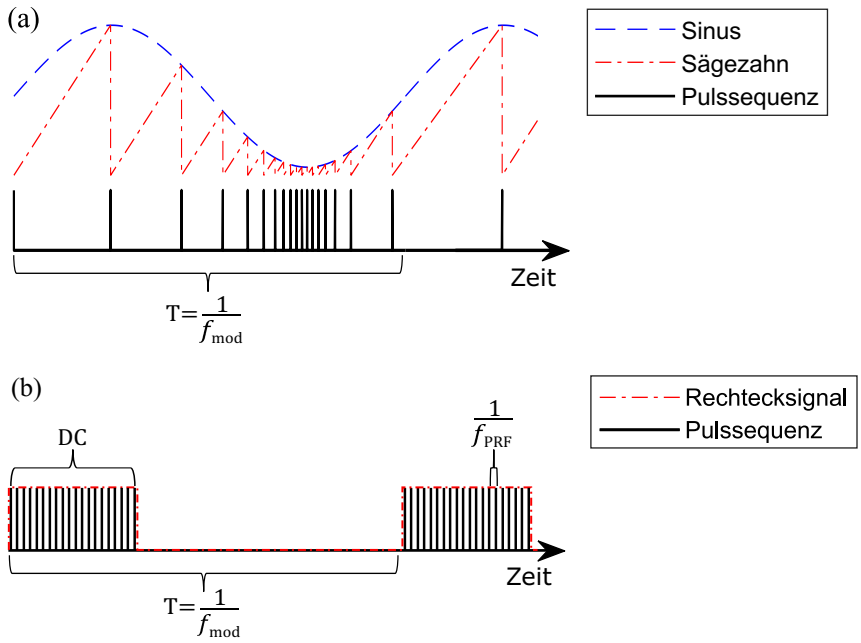


Abbildung 3.1: Skizze der Modulationsmethoden zum Erzeugungen tieffrequent-modulierter Pulssequenzen. (a): Pulsdichte-Modulation; (b): Burst-Modulation

Immer dann, wenn Sinus- und Sägezahnfunktion dieselbe Amplitude erreichen, wird ein Puls (schwarze Linie) erzeugt und die Sägezahnfunktion beginnt erneut von Null anzusteigen. Die Pulsanzahl pro Periode wird dabei über die Kombination aus Offset und Amplitude der Sinusfunktion, als auch über die Steigung der Sägezahnfunktion bestimmt. Bei der BM (Abb. 3.1b) wird eine Pulsfolge mit fester Pulswiederholrate mittels der Überlagerung durch ein Rechtecksignal tieffrequent-moduliert. Die Modulationsfrequenz f_{mod} wird dabei über die Frequenz des Rechtecksignals definiert. Der Arbeitszyklus (DC, engl, „duty cycle“), welcher hier über die Pulsanzahl pro Periode T definiert ist, lässt sich dabei über das Verhältnis von Hoch- zu Tiefzeit des Rechtecksignals variieren. Um einheitliche Angaben für die verschiedenen Modulationsarten zu gewährleisten, wird der Arbeitszyklus des Weiteren über den Quotient aus gesetzter und maximaler Anzahl an Pulsen pro Periode $N_{\mathrm{max}} = f_{\mathrm{PRF}}/f_{\mathrm{mod}}$ definiert.

Aufgrund der maximal möglichen PRF von 30 kHz sinkt die Anzahl der zu modulierenden Pulse pro Periode stetig mit der Modulationsfrequenz. Da somit auch die Variationsmöglichkeiten der Pulspositionen sowohl mit der BM als auch mit der PDM stark eingeschränkt werden, ist die maximale Modulationsfrequenz in den nachfolgenden Untersuchungen auf 1 kHz (30 Pulse pro Periode) beschränkt.

Um eine Abschätzung der Amplitude bei der Modulationsfrequenz zu geben, werden die tieffrequent-modulierten Pulssequenzen zunächst als Zeitreihe $w(t)$ definiert. Mittels der Fourier-Reihenentwicklung für reelle Funktionen $w(t)$ lassen sich die Fourierkoeffizienten für die Fundamentalfrequenz und die Koeffizienten der Höherharmonischen wie folgt bestimmen:

$$w(t) = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} |c_n| \cos\left(n\Omega t + \arg c_n\right), \quad \text{mit} \quad c_n = \frac{2}{T}\int_0^T w(t) e^{-jn\Omega t} \mathrm{d}t \,. \tag{3.6}$$

$\Omega = 2\pi f_{\mathrm{mod}}$ definiert hierbei die Kreisfrequenz der Fundamental- bzw. der Modulationsfrequenz f_{mod} und $T = 1/f_{\mathrm{mod}}$ die Periodenlänge. Da die Pulsdauer (~ 10 ns) um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Periodendauer im relevanten Frequenzbereich (0,1 – 10 ms), können die Pulse mit hinreichender Genauigkeit durch Dirac-Funktionen idealisiert werden. Die periodischen

Pulssequenzen ergeben sich somit aus der Summe der Dirac-Funktionen $\delta(t-t_n)$ wie folgt:

$$w(t) = \sum_{n=1}^{N} e_n \, \delta(t-t_n) \; . \tag{3.7}$$

Dabei entspricht e_n der Energie des Pulses an der Position t_n. Weiter gilt $0 \leq t_n < T$. Die Fourierkoeffizienten ergeben sich dabei aus:

$$c_0 = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^{N} e_n \tag{3.8}$$

$$c_m = \frac{2}{T} \sum_{n=1}^{N} e_n e^{-jm\Omega t_n} \; . \tag{3.9}$$

Unter der Voraussetzung des immer gleichen Einflusses jedes Pulses auf das akustische Feld sowie einer konstanten Pulsenergie ($e_n \equiv e$), lässt sich die Amplitude bei der Modulationsfrequenz, welche abhängig von der Anzahl und Position der Pulse sowie Modulationsmethode ist, abschätzen.

Durch Lösung des Maximalwertproblems aus Gl. (3.9) lässt sich so auch die Pulssequenz mit der maximalen Amplitude $|c_1|$ bei der Modulationsfrequenz definieren.

$$\max(c_1) = \max\left(\left| \frac{2}{T} \sum_{n=1}^{N} e_n e^{-j\Omega t_n} \right| \right) \tag{3.10}$$

$$= \max(|\Re\{c_1\}| + |\Im\{c_1\}|) \tag{3.11}$$

$$= \max\left(\sqrt{\left(\sum_{n=1}^{N} \cos(\Omega_0 t_n) \right)^2} + \sqrt{\left(\sum_{n=1}^{N} \sin(\Omega_0 t_n) \right)^2} \right) . \tag{3.12}$$

Hierbei gilt: Da sowohl der Sinus-Term, als auch der Kosinus-Term quadratisch in die Gleichung eingehen, wird $|c_1|$ maximal, wenn so viele Pulse wie möglich in dem Intervall $\Omega_0 t_n \in]\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}[$ bzw. $\Omega_0 t_n \in \left]0, \frac{\pi}{2}[\cup]\frac{3\pi}{2}, 2\pi[\right\}$ positioniert werden. Dies entspricht im Rahmen der durch den HV-Generator gegebenen Beschränkungen der BM mit einem 50%igen Arbeitszyklus bei maximaler Pulswiederholrate. Abbildung 3.2 zeigt repräsentative Zeitreihen (oben) und die entsprechenden Fourierkoeffizienten $|c_m|$ (unten) für eine Pulssequenz mit BM (links) sowie eine mit PDM (rechts). Die Fourierkoeffizienten wurden dabei nach Gl. (3.9) aus der entsprechenden Pulssequenz bestimmt. Bei beiden gezeigten Modulationsarten beträgt der Arbeitszyklus 50% und die Modulationsfrequenz 100 Hz. Zudem sind die Zeitverläufe des nach Gl. (3.6) rekonstruierten Signals für $n = 1$, $n = 10$ und $n = 50$ Iterationsschritte dargestellt. Die Fourier-Koeffizienten der BM als auch der PDM sind zur besseren Visualisierung mit demselben Wert normiert. Aufgrund der Bildungsvorschrift der burst-modulierten Pulssequenzen, zeigen sich im Spektrum hohe Amplituden bei der Fundamentalfrequenz sowie den ungeraden Höherharmonischen ($3, 5, 7 \ldots \times f_{\text{mod}}$), wobei sich die geraden Harmonischen ($2, 4, 6 \ldots \times f_{\text{mod}}$) zu Null ergeben. Außerdem zeigen sich die für die Fouriersynthese von Rechtecksignalen typischen Über- und Unterschwinger (Gibbs'sches Phänomen) an den Sprungstellen bei $t = 0$ ms und $t = 5$ ms. Im Gegensatz dazu ergibt sich für das rekonstruierte Signal bei der PDM selbst bei $n = 50$ noch ein harmonisches Verhalten. Auch zeigt sich im Spektrum ein schnelleres Abfallen aller Höherharmonischen. An dieser Stelle gilt noch anzumerken, dass sowohl burst- als auch pulsdichte-modulierte Signale im hohen Frequenzbereich (> 10 kHz) aufgrund der Pulswiederholfrequenz einen wieder ansteigenden Signalanteil besitzen. Da sich diese Arbeit jedoch nur auf Frequenzen im Bereich von 50 bis 1000 Hz beschränkt, können diese Signalanteile vernachlässigt werden.

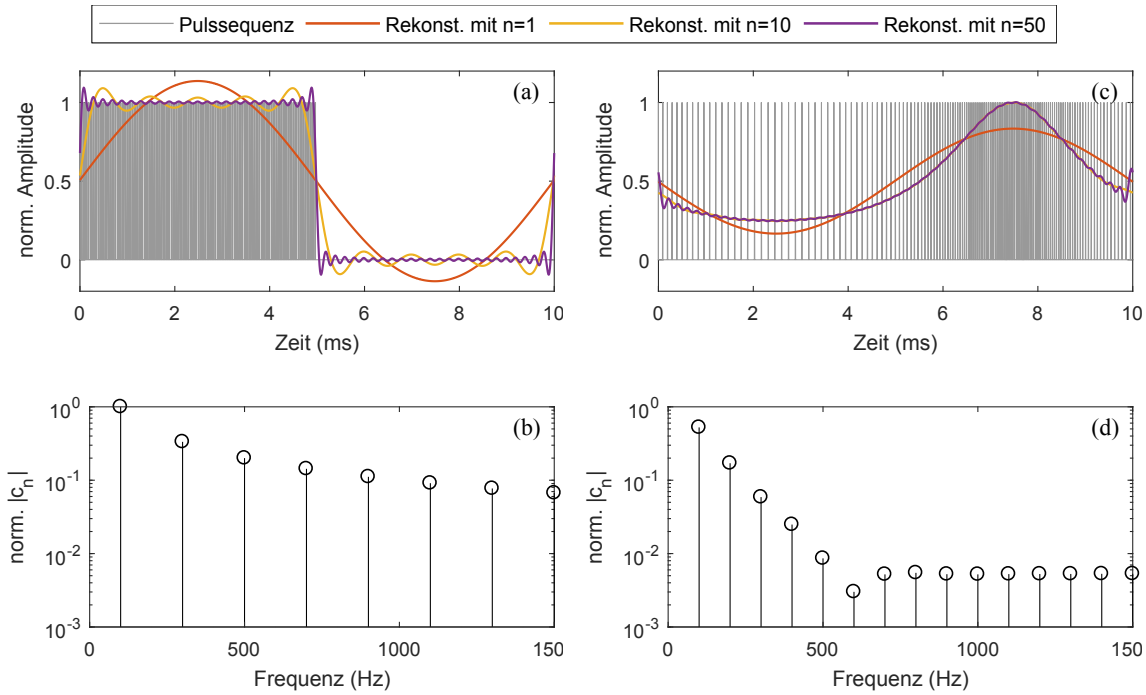


Abbildung 3.2: Approximation von burst-modulierten (linke Spalte) und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen (rechte Spalte) mittels der Fourierreihe nach Gl. (3.6) ($f_{\mathrm{mod}} = 100\,\mathrm{Hz}$, $f_{\mathrm{PRF}} = 30\,\mathrm{kHz}$, DC=50%); (a,c): Pulssequenz sowie rekonstruiertes Signals nach $n = 1$, $n = 10$ und $n = 50$ Iterationsschritten; (b,d): Beträgen der Fourier-Koeffizienten $|c_n|$

Nach Gl. (3.9) lässt sich zeigen, dass Signale mit variabler Amplitude bei der Modulationsfrequenz durch Variation der Pulsanzahl pro Periode (Arbeitszyklus) erzeugt werden können. Abbildung 3.3 zeigt den berechneten Fourierkoeffizienten der Modulationsfrequenz $|c_1|$ für die Arbeitszyklen von 0% bis 100%. Wie auch zuvor wurde hier eine konstante Pulsenergie und ein konstanter Einfluss jedes Pulses auf das akustische Feld angenommen. Die Amplituden von der BM als auch der PDM wurden mit demselben Wert normiert. Wie erwartet ergibt sich aus der Pulssequenz mit N_{max} Pulsen pro Periode (100%igen Arbeitszyklus) eine Amplitude bei der Modulationsfrequenz von Null. Selbiges gilt zudem für Sequenzen ohne Pulsation. Es kann gezeigt werden, dass sich der Amplitudenverlauf der burst-modulierten Signale mittels $|c_1| = \sin(\pi \mathrm{DC})$ ermitteln lässt. Der theoretische Maximalwert ergibt sich somit bei einem Arbeitszyklus von 50%. Im Vergleich erreichen pulsdichte-modulierte Pulssequenzen lediglich ein theoretisches Maxima von 54% der maximalen Amplitude bei BM (siehe auch Abb. 3.2, unten). Dieses Amplitudenmaximum

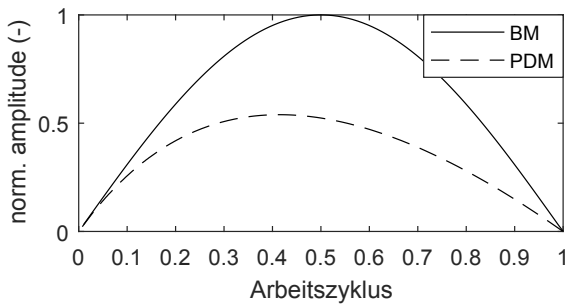


Abbildung 3.3: Idealer Amplitudenverlauf von burst-modulierten und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen abhängig vom Arbeitszyklen, nach Gl. (3.9) für $n = 1$

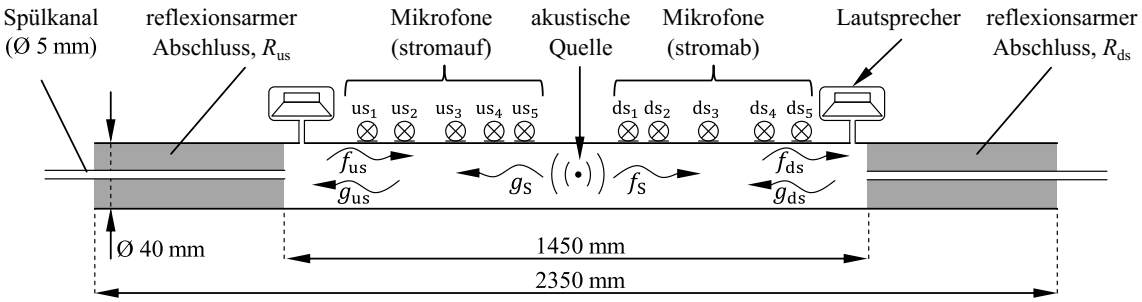


Abbildung 3.4: Skizze des Impedanzrohrs zur experimentellen Bestimmung der akustischen Quellamplitude von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen: Mikrofon-Arrays bestehend aus fünf wandbündigen Mikrofonen stromauf und stromab der akustischen Quelle, reflexionsarme Rohrenden mit dünnem Rohr für die Spülströmung sowie zwei Lautsprecher zur akustischen Anregung.

stellt sich dabei aufgrund des Bildungsprozesses der Pulssequenzen (siehe Abb. 3.1a) bei einem Arbeitszyklus von 41% ein.

3.3 Akustische Charakterisierung von NRP-Plasmasequenzen im Impedanz-Rohr

Zur Charakterisierung der akustischen Quellamplitude von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen wurden Mikrofonmessungen in einem Impedanzrohr durchgeführt. Hierzu wurden die hin- und rücklaufenden akustischen Wellenamplituden stromauf und stromab der NRP-Entladungen mittels wandbündig montierter Mikrofon-Arrays ermittelt. Durch Kenntnis des Reflexionsgrades beider Rohrenden ließ sich die verwendete Multi-Mikrofon Methode so erweitern, dass das mit dem akustischen Feld korrelierende EM-Störsignal reduziert wird. Die zu den akustischen Messungen simultan durchgeführten Messungen der Pulsenergie ließen dabei Rückschlüsse auf die ermittelten akustischen Quellamplituden zu. Neben den Abhängigkeiten von verschiedensten Faktoren wie: Modulationsmethode, Arbeitszyklus, Modulationsfrequenz und PRF ließ sich auf Basis des Fourierkoeffizienten der elektrischen Leistung die akustische Amplitude analytisch berechnet und mit den gemessenen Werten vergleichen. Somit konnten die Modellannahmen zur Abhängigkeit der akustischen Quellamplitude bei der NRP-Funkenentladung experimentell validiert werden.

3.3.1 Versuchsaufbau

Die Messungen zur akustischen Charakterisierung der NRP-Entladungen wurden mit Hilfe eines 2,35 m langen Impedanzrohres durchgeführt (Abb. 3.4). Die akustische Quelle, das Plasma, befand sich dabei auf der halben Länge des Rohres zwischen zwei Wolfram-Elektroden. Zudem wurden zwei Lautsprecher (Monacor, KU-516) bei Bedarf über ein kurzes Rohrstück von 10 mm Durchmesser wandbündig im oberen und unteren Rohrbereich montiert. Das Impedanzrohr war auf beiden Enden über eine Länge von 450 mm mit akustischem Absorberschaum (Basotect®, von BASF) reflexionsarm abgeschlossen. Dabei führt die akustische Dämpfung der auftreffenden Wellen in der Regel zu einer Erhöhung der Messgenauigkeit. Um die durch die Plasmaentladungen entstehenden Produkte aus dem Rohr zu spülen, und somit konstante Bedingungen bei jedem Versuchsdurchlauf zu schaffen, wurde auf beiden Enden des Rohres ein weiteres dünnes Rohr mit 5 mm Durchmesser durch den Akustikschaum geführt. Die durchfließende Spülströmung betrug weniger als 0,2 m/s (bei einem Durchmesser von 40 mm). Wie die Voruntersuchungen gezeigt haben, entsteht so nur ein geringer Einfluss auf die Pulsenergie und ein vernachlässigbarer Effekt auf die Zündfähigkeit des Plasmas (Abb. 2.9).

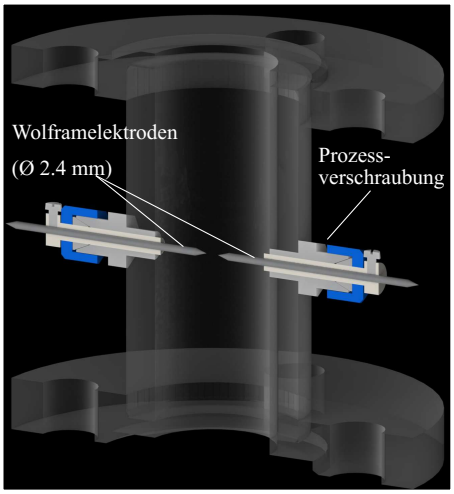


Abbildung 3.5: CAD-Skizze des Plexiglas-Rohrsegments in dem zwischen zwei Wolframelektroden in pin-pin Konfiguration das NRP-Plasma erzeugt wird.

Aufgenommen wurde der Schalldruck im Rohr mittels fünf 1/4-Zoll Kondensator-Mikrofonen (G.R.A.S. 40BP mit Vorverstärker 26AC), die jeweils stromauf und stromab der akustischen Quelle wandbündig befestigt waren. Um zu verhindern, dass mehr als ein Mikrofon in einem Schwingungsbauch bzw. Knoten liegt, wurden die Mikrofone mit aufsteigendem Abstand über die gesamte Länge verteilt positioniert. Die Position der Mikrofone, ausgehend von der Position der Elektroden auf halber Länge des Rohres, betrugen x_{us} =(−47,9; −88,5; −116,1; −134,3; −146,6) mm und x_{ds} =(12,8; 29,8; 54,6; 93,7; 143,0) mm. Zur Datenerfassung diente dabei die Messkarte NI 9220 sowie das Messsystem cRIO 9074 der Firma National Instruments. Zur Reduzierung der EM-Feld induzierten Störsignale wurden die Mikrofone, wie in Kap. 2.4 beschrieben, an einem maßgefertigten Mikrofon-Verstärker angeschlossen. Dieser befand sich zum Zeitpunkt der Messung außerhalb des Labors.

Zur Generierung des Plasmas wurden die Triggersignale einer Periode vorab mittels BM und PDM für Modulationsfrequenzen zwischen 50 und 1000 Hz generiert (Kap. 3.2). Mittels eines 5V/TTL Output-Moduls (NI 9401), welches mit dem Messsystem (cRIO 9074) verbunden war, konnte diese Pulssequenzen periodisch an den Trigger-Port des HV-Generators gesendet werden. Dieser generierte dabei bei jeder steigenden Flanke einen HV-Puls mit 10 ns Dauer und definierter Pulsenergie. Hierbei gilt es zu beachten, dass es aufgrund der beschränkten Taktrate des Messsystems von 40 MHz zu geringfügigen Abweichungen der gewünschten Modulationsfrequenz kam. Der maximale Fehler steigt dabei mit der Modulationsfrequenz, betrug lediglich 0,0012% bei der maximalen in dieser Arbeit untersuchten Modulationsfrequenz von 1000 Hz.

Um Überschläge zwischen den Elektroden und dem Metallrohr zu verhindern wurden die zwei Wolfram-Elektroden (2,4 mm Durchmesser), wie in Abb. 3.5 gezeigt, in einem 150 mm langen Plexiglas-Segment befestigt. Die Elektroden wurden analog zu den Vorversuchen aus Kap. 2 mit einen 75° Öffnungswinkel geschliffen und in einer pin-to-pin Konfiguration befestigt. Zur Montage der Elektroden diente die in eine Prozessverschraubung integrierte Elektrodenführung aus dem Kunststoff PEEK. Dieser spezielle Kunststoff ist für Temperaturen bis 300°C ausgelegt und konnte somit der bei der Entladung freiwerdenden Strahlungswärme als auch den heißen Elektroden zuverlässig standhalten. Während der Messung wurde das gesamte Segment zudem von außen mit Luft gekühlt, um ein Aufheizen des Plexiglases zu vermeiden. Um die Reflexionen bzw. Transferverluste des akustischen Segments so gering wie möglich zu gestalten, endete die Elektrodenhalterung wandbündig zur Innenseite des Rohres, wodurch lediglich die Elektroden im

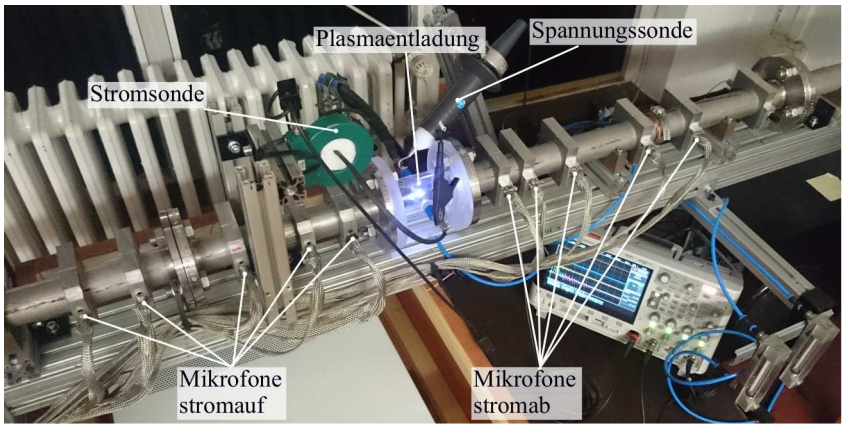


Abbildung 3.6: Fotografie des Impedanzrohres (siehe auch Abb. 3.4) mit möglichst E-Feld neutraler Positionierung der Spannungs- und Stromsonde. Mikrofone sowie deren Verbindungsleitungen sind mit verzinktem Kupfergeflecht und Ferriten versehen.

Querschnitt zu sehen waren.

Abbildung 3.6 zeigt eine Fotografie des gesamten experimentellen Aufbaus. Die hell leuchtenden Plasma-Entladungen in der Mitte des Rohres wurden bei den Versuchen über jeweils eine Spannungs- und Stromsonde erfasst. Diese waren, wie in Abb. 2.8 dargestellt, in den elektrischen Kreislauf integriert. Zur Reduzierung des Einflusses des EM-Feldes auf die Stromsonde wurde diese orthogonal zu den elektrischen Feldlinien, welche sich zwischen den beiden Elektroden ausbilden, angeordnet. Aufgenommen wurden die Signale, wie auch schon in der Vorbetrachtung in Kap. 2 diskutiert, mittels des Oszilloskopes der Firma Agilent (DSO-X-3024A). Das in Abb. 3.6 dargestellte, verzinnte Kupfergeflecht um die Leitungen der stromauf und stromab liegenden Mikrofone wurde über den gesamten Umfang mit dem ebenfalls kupfernen EMV-Halter (Abb. 2.13) verbunden. Somit wurde eine lückenlose Schirmung der Mikrofone gewährleistet. Sowohl der Prüfstand, als auch das am Mikrofonverstärker ankommende Ende der Leitungsschirmung war zur Abführung leitungsgebundener Störungen elektrisch geerdet.

3.3.2 Bestimmung der akustischen Quellamplitude im Impedanz Rohr

Unterhalb der Cut-On Frequenz der ersten Azimutalmode klingen in einem Rohr höhere Moden exponentiell ab, wodurch lediglich ebene bzw. planare Wellen ausbreitungsfähig sind (Pierce, 1994). Die Cut-On Frequenz f_c für Rohre mit einem kreisrunden Querschnitt ergibt sich nach Gl. (3.13) aus dem Radius $r = 0{,}02$ m und der Schallgeschwindigkeit $c = 345$ m/s zu 5050 Hz.

$$f_c \approx 1{,}84 \frac{c}{2\pi r} \tag{3.13}$$

Das Schallfeld in dem in Abb. 3.4 gezeigten Impedanzrohr setzt sich somit im gesamten interessierenden Frequenzbereich (< 1000 Hz) aus verschiedenen sich überlagernden ebenen Wellen zusammen. Durch Reflexionen an den Rohrenden und des akustischen Elements (Abb. 3.5) lässt sich das Schallfeld aus den stromab und stromauf laufenden akustischen Wellen $f_{\mathrm{us}}, f_{\mathrm{ds}}, g_{\mathrm{us}}, g_{\mathrm{ds}}$ und die vom Plasma ausgehenden Quellanteile $f_{\mathrm{S}}, g_{\mathrm{S}}$ beschreiben.

Der Schalldruck im Rohr ergibt sich für die entsprechende Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ zu:

$$\hat{p}(x,\omega) = \hat{f}(\omega) e^{-jkx} + \hat{g}(\omega) e^{jkx} \,, \tag{3.14}$$

Dabei entspricht $\hat{p}(x,\omega)$ der akustischen Druckamplitude an der Position x und der Kreisfrequenz ω, ρ der Dichte, c der Schallgeschwindigkeit und $k = \omega/c$ der Wellenzahl. Weiter ist $\hat{f}$ und $\hat{g}$ gleich der

komplexen Druckamplitude aus der Summe aller nach links bzw. nach rechts laufenden akustischen Wellen an der betrachteten Rohrposition x. Aufgrund der Annahme ebener Wellenausbreitung ist der Schalldruck nach Gl. (3.14) vom Radius unabhängig.

Analytische Bestimmung der akustischen Quellamplitude

Aufgrund des geringen Volumens des Entladungsbereiches von weniger als 3 mm^3 kann auch die räumliche Ausdehnung der bei der Entladung freigesetzten Wärme als klein gegenüber der zu untersuchenden Wellenlänge $\lambda = c/f_{\mathrm{mod}}$ angenommen werden. Somit kann die akustische Schallquelle (das NRP-Plasma) als akustisch kompakt definiert werden. Integriert man die inhomogene Helmholtzgleichung [Gl. (3.5)] über das Volumen, welches die Wärmefreisetzung enthält, ergibt sich zunächst mit dem Gaußschen Integralsatz:

$$\int_{\partial V} c^2 \boldsymbol{\nabla} \hat{p} \cdot \mathbf{n}\, dA + \omega^2 \int_V \hat{p}\, dV = -i\omega(\gamma - 1)\hat{Q}. \tag{3.15}$$

Hierbei entspricht $\mathbf{n}$ dem vom Zentrum des umschlossenen Volumens nach außen gerichteten Normalenvektor und $Q = \int_V q dV$ bezeichnet die integrale Wärmefreisetzung, welche über das Volumenintegral der volumetrischen Wärmefreisetzungsrate definiert ist. Wird das Integrationsvolumen beliebig klein gewählt, so wird auch der zweite Term auf der linken Seite von Gl. (3.15) vernachlässigbar klein. Weiter lässt sich der Druckgradient auf der linken Seite von Gl. (3.15) über das akustische Trägheitsgesetz (Möser, 2009):

$$\hat{\mathbf{u}} = \frac{j}{\omega\rho} \boldsymbol{\nabla} \hat{p} \tag{3.16}$$

mit der akustischen Schnelle substituieren. Es ergibt sich:

$$\int_{\partial V} \hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}\, dA = (\hat{u}_{ds} - \hat{u}_{us})\, A = \frac{\gamma - 1}{c^2 \rho} \hat{Q}\,, \tag{3.17}$$

wobei A die Querschnittsfläche des Rohres bezeichnet. Nach dem Substituieren der stromauf bzw. stromab gerichteten Schallschnelle in Gl. (3.17) durch die in Abb. 3.4 eingeführten Wellenanteile $\hat{u}_{ds} = \hat{f}_S/(\rho c)$ und $\hat{u}_{us} = -\hat{g}_S/(\rho c)$ ergibt sich die akustische Quellamplitude zu

$$\hat{f}_{\mathrm{S}} + \hat{g}_{\mathrm{S}} = \frac{\gamma - 1}{Ac} \hat{Q}\,. \tag{3.18}$$

Zu beachten gilt, dass $\hat{f}_{\mathrm{S}}$ und $\hat{g}_{\mathrm{S}}$ als Quellamplituden in der Einheit des Schalldrucks (Pascal) definiert sind. Gleichung (3.18) bietet somit eine analytische Beschreibung der akustischen Quellamplitude, welche abhängig von der Amplitude der volumetrischen Wärmefreisetzungsschwankung $\hat{Q}$ ist.

Bestimmung der akustischen Quellamplitude mittels der Multi-Mikrofone Methode

Bei Verwendung von N_{mic} axialen Messpositionen erweitert sich Gl. (3.14) zu einem linearen Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} \hat{p}_1 \\ \hat{p}_2 \\ \vdots \\ \hat{p}_{N_{\mathrm{mic}}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-jkx_1} & e^{jkx_1} \\ e^{-jkx_2} & e^{jkx_2} \\ \vdots & \vdots \\ e^{-jkx_{N_{\mathrm{mic}}}} & e^{jkx_{N_{\mathrm{mic}}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{f} \\ \hat{g} \end{pmatrix}. \tag{3.19}$$

Die Summe der stromauf und stromab laufenden Wellenamplituden $\hat{f}$ und $\hat{g}$ lässt sich dabei aus Gl. (3.19) mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmen.

Analog zu dem in der Verbrennungstechnik häufig verwendeten Modell, wird das akustische Quellsegment, bestehend aus den Elektroden und dem Plasma, als aktives akustisches Zweitor (engl. „active acoustic two-port“) modelliert (Paschereit et al., 2002). Hierbei werden die Wellenanteile stromauf und stromab des akustischen Quellsegments ($\hat{f}_{\mathrm{us}}, \hat{f}_{\mathrm{ds}}, \hat{g}_{\mathrm{us}}, \hat{g}_{\mathrm{ds}}$) über die sogenannte Streumatrix (engl. „scattering matrix“) **S** gekoppelt. Zusammen mit den akustischen Quelltermen $\hat{f}_{\mathrm{S}}, \hat{g}_{\mathrm{S}}$, welche vom Quellsegment selbst emittiert werden (aktives Zweitor), ergibt sich das gesamte akustische System analog zu den Beschreibungen von Lavrentjev et al. (1995) zu:

$$\begin{pmatrix} \hat{f}_{\mathrm{ds}} \\ \hat{g}_{\mathrm{us}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{f}_{\mathrm{us}} \\ \hat{g}_{\mathrm{ds}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hat{f}_{\mathrm{S}} \\ \hat{g}_{\mathrm{S}} \end{pmatrix} . \tag{3.20}$$

Hierbei beschreibt die Streumatrix **S** die Reflexionen und die Transmission der einfallenden Wellen $f_{\mathrm{us}}, g_{\mathrm{ds}}$ an dem Quellsegment bzw. durch das Quellsegment hindurch. Analog zur Gl. (3.18) wurden die komplexen Amplituden $\hat{f}, \hat{g}$ in der Einheit „Pascal“ definiert.

Um den Einfluss des Quellsegments (der Elektroden samt Plasmaentladung, Abb. 3.5) zu ermitteln, wurde über die Zwei-Quellen-Methode (Åbom, 1992) die Streumatrix experimentell bestimmt. Das akustische System wurde dazu breitbandig mittels eines Sweeps bzw. weißen Rauschens, als auch monofrequent im Frequenzbereich von 50 bis 1000 Hz über einen Lautsprecher stromauf bzw. stromab des Quellsegments (siehe Abb. 3.4) angeregt. Hierbei gilt zu beachten, dass die Quellterme $\hat{f}_{\mathrm{S}}$ und $\hat{g}_{\mathrm{S}}$ in Gl. (3.20) lediglich mit dem modulierten Plasmasequenzen korrelieren und somit unabhängig von dem durch die Lautsprecher erzeugten einfallenden Schallfeld sind. Bei Betrachtung der mit der Lautsprecher-Anregung korrelierten Anteile entfallen somit die Quellterme $\hat{f}_{\mathrm{S}}$ und $\hat{g}_{\mathrm{S}}$, wodurch sich die Streumatrix bestimmen lässt. Da die Verblockung des Impedanzrohres durch die zwei Elektroden vergleichsweise gering ist, und der Anstieg der mittleren Temperatur durch die Plasmaentladung ($\leq 20\,\mathrm{K}$) vernachlässigbar klein ausfällt, ergibt sich die Streumatrix in jeder Konfiguration im Rahmen der Messgenauigkeiten zur Einheitsmatrix.

Durch Ersetzen der Streumatrix **S** in Gl. (3.20) mit der Einheitsmatrix ergibt sich:

$$\hat{f}_{\mathrm{s}} = \hat{f}_{\mathrm{ds}} - \hat{f}_{\mathrm{us}} \tag{3.21}$$

$$\hat{g}_{\mathrm{s}} = \hat{g}_{\mathrm{us}} - \hat{g}_{\mathrm{ds}} . \tag{3.22}$$

Nach Gl. (3.21) und (3.22) ergibt sich die akustische Quellamplitude $\hat{f}_{\mathrm{S}}$ und $\hat{g}_{\mathrm{S}}$ aus den Komponenten der hin- und rücklaufenden Wellen $f_{\mathrm{us}}, f_{\mathrm{us}}, g_{\mathrm{ds}}, f_{\mathrm{ds}}$, welche im stromauf bzw. stromab von der Quellposition befindlichen Rohrsegment ermittelt werden können.

Durch die Überbestimmtheit des Gleichungssystems [Gl. 3.19)] lässt sich zudem die untere Fehlergrenze bestimmen. Hierzu wird das Residuen aus der normierten Differenz zwischen gemessenem $\hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{meas}}$ und berechnetem Schalldruckvektor $\hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{calc}}$ (nach Gl. (3.14) für alle Mikrofonpositionen) berechnet:

$$\varepsilon = \frac{\|\hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{meas}} - \hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{calc}}\|_2}{\|\hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{meas}}\|_2} . \tag{3.23}$$

Die Sensitivität des Messfehlers auf die Verteilung und Anzahl der verwendeten Mikrofone wurde hierbei von Jang und Ih (1998) untersucht. Jang et al. konnten zeigen, dass der Berechnungsfehler der Wellenamplituden $\hat{f}$ und $\hat{g}$ abhängig von dem sogenannten Singularitätsfaktor (engl. „singularity factor“) ist, welcher sich aus der Anzahl und der Position der Mikrofone bestimmen lässt. Der Singularitätsfaktor SF berechnet sich dabei mittels:

$$SF = \sqrt{\sum_j \Lambda_j^{-2}} , \tag{3.24}$$

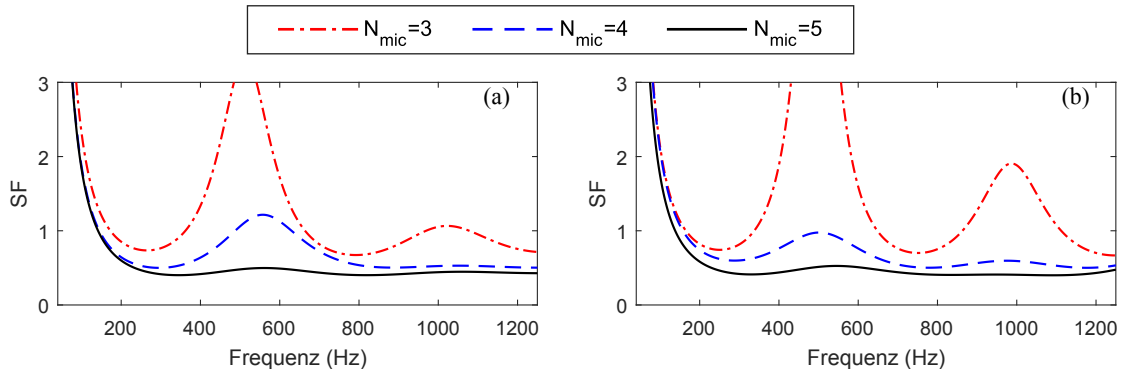


Abbildung 3.7: Berechneter Singularitätsfaktor SF für eine steigende Anzahl von Mikrofonen des stromauf (a) und stromab (b) liegenden Mikrofon-Arrays im verwendeten Impedanzrohr (Abb. 3.4), ermittelt nach Gl. (3.24)

wobei Λ den Singulärwerten der Matrix in Gl. (3.19) entspricht, welche die Mikrofonpositionen x_i enthält. Werte kleiner eins entsprechen dabei einer Dämpfung des numerischen Fehlers, wobei Werte größer als eins einer Anfachung des Fehlers gleichkommen. Abbildung 3.7 zeigt repräsentative Ergebnisse des nach Jang et al. berechneten Singularitätsfaktors für die Mikrofonpositionen des hier verwendeten Prüfstandes aus Abb. 3.4. Sowohl im stromauf (Abb. 3.7a) als auch im stromab befindlichen Mikrofonarray (Abb. 3.7b) reduziert sich der Singularitätsfaktor mit steigender Anzahl an Mikrofonen N_{mic}. Dabei werden die lokalen Maxima bei ca. 550 und 1000 Hz erheblich abgeschwächt. Für Frequenzen unterhalb von 150 Hz zeigen sich zudem, unabhängig von der verwendeten Anzahl an Mikrofonen, Werte größer eins. Dies hat zur Folge, dass in diesem Bereich das numerische Rauschen verstärkt und somit auch die aus den Messdaten nach Gl. (3.23) berechneten Residuen ansteigen. Auf Grundlage dieser Erkenntnisse wurde zur Berechnung der im nachfolgenden präsentierten Ergebnisse immer die maximal mögliche Anzahl an Mikrofonen zur Bestimmung des akustischen Systems [Gl. (3.20)] verwendet. Bei allen gezeigten Ergebnissen lag das berechnete Residuen unter 6%.

3.3.3 Methode zur Bereinigung der Mikrofondaten vom korrelierten Störsignal

Bei der messtechnischen Erfassung von Druckdaten ist das eigentliche Drucksignal immer auch von einem störenden Rauschanteil überlagert. Rauschen kann unter anderem durch turbulente Strömung, Kühllüfter elektronischer Geräte, elektrische Schaltkreise oder Ähnlichem erzeugt werden. In den meisten Fällen ist das Störsignal zum eigentlichen Anregungssignal unkorreliert und lässt sich durch verschiedene Methoden (z.B. Ensemble Mittelung, Welch's Methode) stark reduzieren. Durch die Kopplung des akustischen Feldes an den Entladungsprozess ist sowohl die Druckschwankung als auch das vom EM-Feld induzierte Störsignal mit dem Triggersignal (siehe Abb. 3.1) korreliert. Wie in Kap. 2.4 beschrieben, konnte der Einfluss des Störsignals durch passive Maßnahmen (Schirmung, Ferite, Vergrößerung des Abstandes zum Plasma etc.) bereits stark reduziert werden. Jedoch zeigte sich bei den Untersuchungen von Modulationsfrequenzen in den Frequenzbereichen mit hohem Singularitätsfaktor (siehe Abb. 3.7) weiterhin ein teilweise signifikanter Störanteil.

Um die Messgenauigkeit in der Nachbereitung weiter erhöhen zu können, wurde der akustische Anteil $\mathbf{p}$ von dem durch die EM-Felder verursachten Störsignal $\mathbf{s}$ aus den gemessenen Druckdaten $\mathbf{p}_{\mathrm{meas}} = \mathbf{p} + \mathbf{s}$ separiert. Unter der Annahme, dass der Reflexionsfaktor mit und ohne Plasmaentladungen konstant ist, lässt sich Gl. (3.19) für das stromab liegende Mikrofonarray wie

folgt umschreiben:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \hat{p}_1 + \hat{s}_1 \\ \hat{p}_2 + \hat{s}_2 \\ \vdots \\ \hat{p}_{N_{\mathrm{mic}}} + \hat{s}_{N_{\mathrm{mic}}} \end{pmatrix}}_{\hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{meas}}} = \underbrace{\begin{pmatrix} e^{-ikx_1} & e^{ikx_1} \\ e^{-ikx_2} & e^{ikx_2} \\ \vdots & \\ e^{-ikx_{N_{\mathrm{mic}}}} & e^{ikx_{N_{\mathrm{mic}}}} \end{pmatrix}}_{\mathbf{a}} \begin{pmatrix} 1 \\ R_{\mathrm{ds}} \end{pmatrix} \hat{f}_{\mathrm{ds}} \,. \tag{3.25}$$

Der Reflexionsfaktor am stromab liegenden Ende des Rohres ergibt sich über $R_{\mathrm{ds}} = \hat{g}_{\mathrm{ds}}/\hat{f}_{\mathrm{ds}}$.

Analog zur Gl. (3.25) gilt für das stromauf liegende Array somit:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \hat{p}_1 + \hat{s}_1 \\ \hat{p}_2 + \hat{s}_2 \\ \vdots \\ \hat{p}_{N_{\mathrm{mic}}} + \hat{s}_{N_{\mathrm{mic}}} \end{pmatrix}}_{\hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{meas}}} = \underbrace{\begin{pmatrix} e^{-ikx_1} & e^{ikx_1} \\ e^{-ikx_2} & e^{ikx_2} \\ \vdots & \\ e^{-ikx_{N_{\mathrm{mic}}}} & e^{ikx_{N_{\mathrm{mic}}}} \end{pmatrix}}_{\mathbf{a}} \begin{pmatrix} R_{\mathrm{us}} \\ 1 \end{pmatrix} \hat{g}_{\mathrm{us}} \,, \tag{3.26}$$

wobei $R_{\mathrm{us}} = \hat{f}_{\mathrm{us}}/\hat{g}_{\mathrm{us}}$ gilt.

Vorteil der neuen Formulierungen von Gl. (3.19) ist, dass sich ein Unterraum $\mathbf{n} = \mathbf{a}/\|\mathbf{a}\|$ definieren lässt, welcher zum eigentlichen Druckvektor $\mathbf{p}$ parallel verläuft. Der Vektor $\mathbf{a}$ ist hierbei nach Gl. (3.25) bzw. Gl. (3.26) über die Positionen der Mikrofone und den Reflexionskoeffizienten R definiert. Unter der Annahme, dass der Störanteil $\mathbf{s}$ nur vernachlässigbare Anteile aufweist, die ebenfalls parallel zum Unterraum $\mathbf{n} = \mathbf{a}/\|\mathbf{a}\|$ verlaufen, lässt sich die komplexe Schalldruckamplitude aus dem gemessenen Schalldruck mittels Parallelprojektion zum Unterraum separieren:

$$\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{n}\mathbf{n}^H \hat{\mathbf{p}}_{\mathrm{meas}} \,. \tag{3.27}$$

$\mathbf{n}^H$ bezeichnet dabei die Konjugiert-Transponierte von $\mathbf{n}$.

Simulink-Modell des Impedanzrohrs

Um die Genauigkeit der Separation des tatsächlichen Druckvektors von dem Störterm nach Gl. (3.27) zu testen, wurde ein Modell des Impedanzrohrs (Abb. 3.4) in dem Simulationsprogramm „Simulink“ nachgebildet. Abbildung 3.8 zeigt das Quellsegment sowie die stromab liegende Rohrseite, welche mit einem reflektierenden Rohrende abschließt. Das Modell ist symmetrisch um das Quellsegment aufgebaut.

Zur Analyse wurde zunächst im Quellsegment ein idealer Sinus mit einer definierten Frequenz und Amplitude generiert. Simuliert wurden lediglich burst-modulierte Pulssequenzen, weshalb die Quellamplitude (entsprechend Abb. 3.3) abhängig vom simulierten Arbeitszyklus zu $\sin(\mathrm{DC}\pi)$ gesetzt wurde. Da lediglich Frequenzen unterhalb der Cut-on Frequenz betrachtet werden, und sich der Querschnitt des Rohres auf der gesamten Länge nicht ändert, konnte die zurückgelegte Distanz der simulierten akustischen Welle über Transportverzögerungen modelliert werden. Dämpfungseffekte sowie Transportverluste können aufgrund der schallharten Rohrwand und kurzen Ausbreitungswege vernachlässigt werden.

Die Transportverzögerung zwischen den einzelnen Mikrofonsegmenten ($\mathrm{Mic}_{\mathrm{DS,n}}$) berechnet sich über den Quotienten $\tau_n = \Delta x_n/c$ wobei Δx der Abstand zwischen den Mikrofonpositionen bzw. die Segmentlänge ist. Der komplexe Reflexionskoeffizient R am Rohrende wird über den Quotienten aus abgehender und ankommender Wellenamplitude $|R_{\mathrm{ds}}| = |g_{\mathrm{ds}}|/|f_{\mathrm{ds}}|$ und über die der Phasenverschiebung $\arg(R) = \arg(g_{\mathrm{ds}}/f_{\mathrm{ds}})$ entsprechenden Transportverzögerung $\tau_{\mathrm{R,ds}} = \frac{f}{2\pi}\phi_{\mathrm{ds}}$

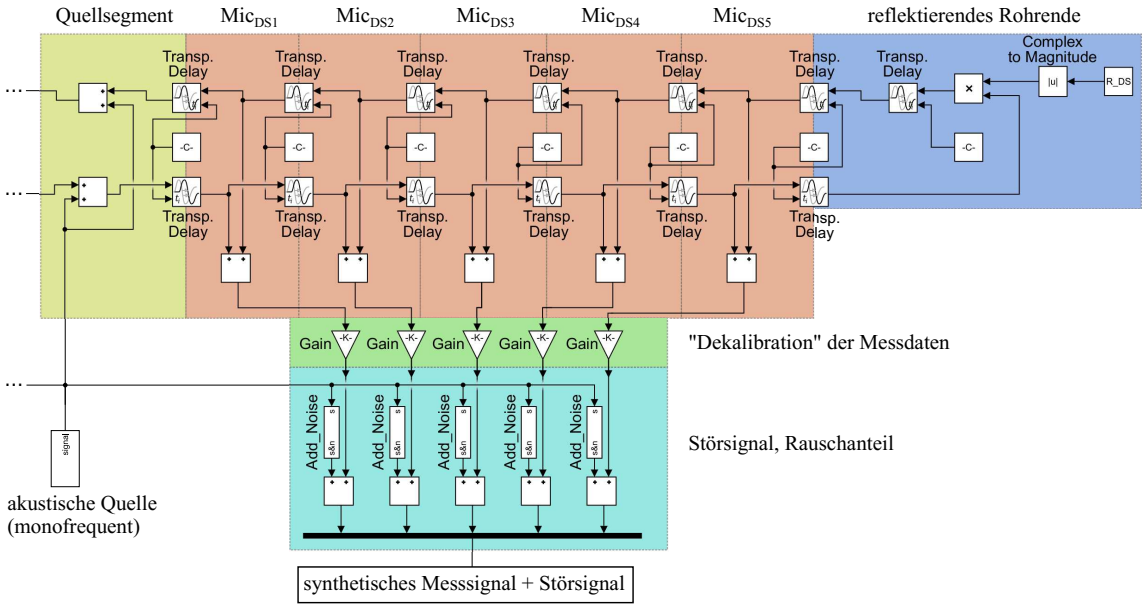


Abbildung 3.8: Simulink-Modell des akustischen Messsystems im Impedanzrohr (Abb. 3.4) zur Validierung der verwedeten Auswerteskripte; Stromab-Segment inkl. Quellsegment (Abb. 3.5), Mikrofon-Array und reflektierendem Rohrende

modelliert. Alle Abstände und Reflexionsfaktoren wurden so gewählt, dass sie denen aus dem experimentellen Aufbau entsprachen. Das synthetische Drucksignal der jeweiligen Mikrofonposition ergibt sich dann aus der Summe des hin- und rücklaufenden Wellenanteils. Um keine Vereinfachungen bei dem auch später für die Auswertung verwendeten Matlab-Skriptes zur Bestimmung der Quellamplitude vorzunehmen, wurde das synthetische Drucksignal durch Multiplikation mit dem inversen Kalibrationskoeffizienten in ein synthetisches Spannungssignal umgewandelt. Bei Annahme realitätsnaher Druckamplituden der Quellamplitude, konnte so unter anderem auch auf numerische Fehler in der Auswertung eingegangen werden.

Zur Simulation des durch das EM-Feld induzierten Störsignals wurde nach der „Dekalibration“ ein stochastisches Rauschen zeitgleich auf alle synthetischen Mikrofonsignale addiert. Das Rauschsignal wurde dabei so simuliert, dass lediglich während der simulierten Pulsation (während des gesamten Arbeitszyklus) weißes Rauschen vorhanden war. Als Kompromiss aus der Simulationszeit und der numerischen Mittelungsanzahl wurde immer eine Sekunde ($Fs = 2^{16}$ Samples/sek), exklusive des Einschwingvorgangs des Simulink-Modells (< 100 ms), simuliert. Es wurden jeweils 24 Datensätze simuliert, wobei sich lediglich der stochastische Rauschanteil bei den verschiedenen Datensätzen änderte. Untersucht wurde dabei der Einfluss des Arbeitszyklus (5 bis 95%) sowie der Modulationsfrequenz (16 bis 704 Hz).

Mittels des aufgestellten Simulations-Modells konnte zunächst gezeigt werden, dass der Arbeitszyklus zwar einen Einfluss auf die erwartete Quellamplitude hat, sich jedoch bei gleicher Modulationsfrequenz kein Einfluss auf die Genauigkeit der ermittelten Amplitude ergibt. Für die weiteren Untersuchungen wurden daher die Datenpunkte mit verschiedenen Arbeitszyklen bei gleicher Frequenz gemittelt. Abbildung 3.9 zeigt die mit dem Soll-Wert normierte Quellamplitude aus den simulierten Mikrofondaten nach Abb. 3.8. Dargestellt werden die Amplituden, welche mittels der Multi-Mikrofon Methode (MMM) nach Gl. (3.21) und Gl. (3.21) ohne als auch mit der Methode zur Reduzierung des korrelierten Störsignals nach Gl. (3.27) berechnet wurden. Die Fehlerbalken entsprechen dabei den 25% und 75% Quantile von über 150 Datenpunkten pro Modulationsfrequenz. Dabei zeigt sich, dass es bei den berechneten Quellamplituden mittels der MMM

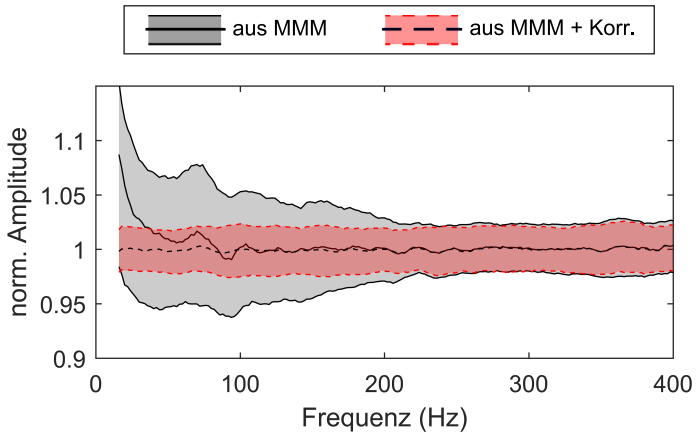


Abbildung 3.9: Mit Soll-Wert normierte Quellamplituden bei verschiedenen Modulationsfrequenzen, ermittelt aus simulierten Mikrofondaten nach Abb. 3.8. Die Berechnung basiert auf der Multi-Mikrofon Methode (siehe Kap. 3.3.2) ohne und mit Korrektur zur Reduzierung des korrelierten Störsignals nach Gl. (3.27). Der farbige Bereich wird begrenzt von den 25% und 75% Quantile des jeweiligen Frequenzwertes

ohne Korrektur (schwarze Linie) für tiefer werdende Frequenzen zu größeren Abweichungen zum gesetzten Soll-Wert kommt. Für die geringste hier untersuchte Modulationsfrequenz wird die aus den simulierten Druckdaten bestimmte Amplitude im Mittel mit über 10% überschätzt. Weiter lässt sich zeigen, dass sich der Mittelwert mit steigender Frequenz näher an den Soll-Wert annähert, wobei auch die Streuung um diesen abnimmt. Im Vergleich zu den Ergebnissen mit reduziertem Störsignal zeigt sich jedoch, dass Letzteres unabhängig vom untersuchten Frequenzbereich nur geringe Abweichungen zum Soll-Wert besitzt. Gerade im Frequenzbereich unterhalb von 200 Hz ergibt sich dabei eine deutliche Steigerung der Genauigkeit.

Es gilt jedoch zu beachten, dass die hier durchgeführte Reduzierung des korrelierten Rauschanteils auf einer Projektion der Druckdaten auf einen in Gl. (3.27) definierten Unterraum $\mathbf{n} = \mathbf{a}/\|\mathbf{a}\|$ beruht. Da jedoch die Existenz eines parallelen Störanteils nicht ausgeschlossen ist, kommt es auch bei den Ergebnissen mit Korrektur zu leichten Streuungen um den Soll-Wert. Sowohl die mittlere Abweichung der Quellamplitude aber auch die Streuung um den in der Simulation gesetzten Soll-Wert, zeigten im Vergleich zu den Ergebnissen ohne Korrektur im gesamten untersuchten Frequenzbereich jedoch eine deutliche Verbesserung. Daher wurde zur Ermittlung der Quellamplitude ausnahmslos die hier vorgestellte Methode zur Verbesserung der Auswertegenauigkeit verwendet.

3.4 Ergebnisdiskussion: Messungen im Impedanzrohr

Untersucht wurde sowohl die Akustik als auch die Pulsenergie von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen. Variiert wurde neben der Modulationsart auch der Elektrodenabstand und die maximale PRF. PDM-Signale wurden zudem mit zwei verschiedenen Pulsenergien (2,2 mJ bei $E/N = 100$ Td und 1,0 mJ bei $E/N = 78$ Td) vermessen. Generiert wurden mittels burst- und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen bei Modulationsfrequenzen zwischen 80 und 1000 Hz und Arbeitszyklen im Bereich von 0,05 bis 0,95. Die mittlere Pulsenergie betrug bei diesen Messungen zwischen 1,0 und 2,5 mJ. Die Messmatrix der verschiedenen Testkonfigurationen inklusive des reduzierten elektrischen Feldes E/N sind in Tab. 3.1 aufgeführt. Das reduzierte elektrische Feld E/N wurde dabei nach Gl. (2.1) aus der mittleren Spannungsamplitude ermittelt.

In den Voruntersuchungen aus Kap. 2 konnte gezeigt werden, dass die Pulsenergie mit steigender PRF oberhalb von ca. 20 kHz entgegen der Erwartungshaltung wieder absinkt. Bei der PDM ist die Dauer der maximalen PRF aufgrund der Modulationsart im Vergleich zur Periodenlänge jedoch

Tabelle 3.1: Liste der untersuchten Elektroden- und Plasmakonfigurationen zur Bestimmung der Quellamplitude und der Pulsenergie

Case	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Modulation	BM	BM	BM	BM	BM	BM	BM	BM	BM	BM	BM	BM	PDM	PDM
d (mm)	4	4	4	4	4.5	4.5	4.5	4.5	5	5	5	5	4	4
f_{PRF} (kHz)	20	25	27	29	20	25	27	29	20	25	27	29	30	30
E/N (Td)	96	95	96	92	90	90	86	85	87	83	80	79	100	78

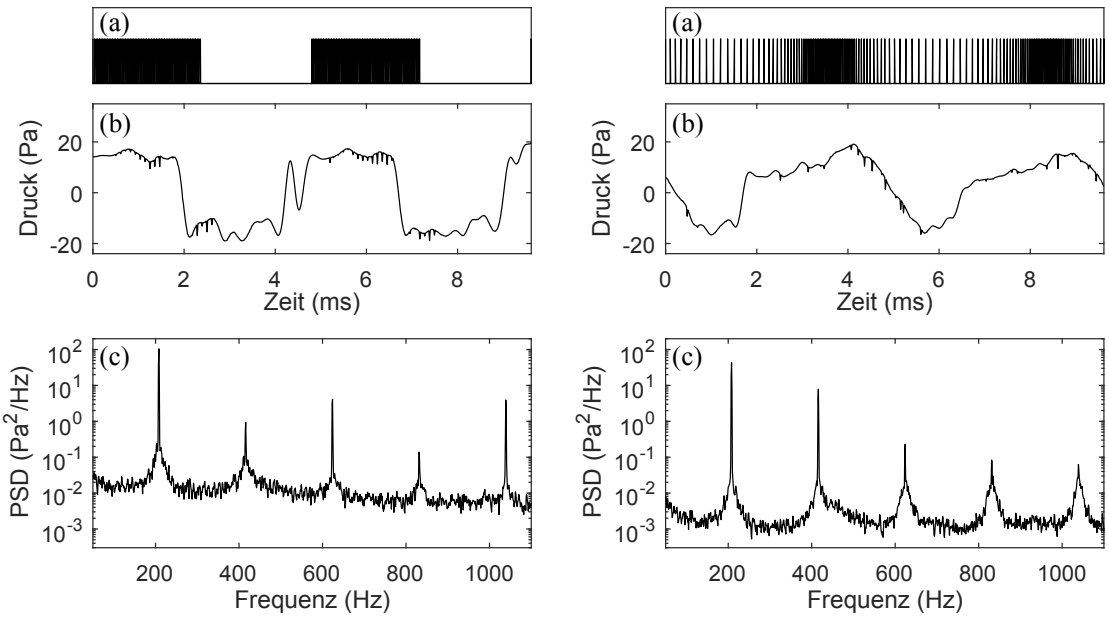


Abbildung 3.10: Repräsentative Messsignale bei Anregung mit einer burst-modulierten Pulssequenz (links) bzw. pulsdichte-modulierten Pulssequenz (rechts) aus Messungen im Impedanzrohr Abb. 3.4, Mikrofonposition: us_2 ($f_{\mathrm{mod}} = 208\,\mathrm{Hz}$, $f_{\mathrm{PRF,max}} = 28\,\mathrm{kHz}$, DC= 0,5). (a): Skizze der Pulssequenz; (b): Drucksignal; (c): Spektrum

sehr kurz. Der Einfluss der Pulse mit geringerer Pulsenergie aufgrund der hohen PRF ist somit im Vergleich zur BM wesentlich geringer. Um jedoch die Vorteile einer verbesserten Diskretisierung höherer Modulationsfrequenzen mit der maximal möglichen PRF auszunutzen, wurde diese daher auf 30 kHz belassen.

Abbildung 3.10 zeigen repräsentative Modulationssignale (oben), Schalldruckdaten (mitte) und das entsprechende Spektrum aus einer bei 208 Hz burst-modulierten sowie pulsdichte-modulierten Pulssequenz (unten). Der Arbeitszyklus beträgt jeweils 50%. Gemessen wurde der Schalldruck an der Mikrofonposition us_2 im Impedanzrohr (siehe Abb. 3.4). Bei beiden Modulationsarten ist eine maximale Amplitude bei der ersten Modulationsfrequenz und lokale Maxima an den Höherharmonischen zu erkennen. Analog zu den analytisch bestimmten Fourierkoeffizienten (Abb. 3.2) sind bei der Burst-Modulation die ungeraden Harmonischen stärker betont. Weiter zeigt sich bei der PDM ein stetiger Abfall der diskreten Amplituden mit der Frequenz. Somit konnte gezeigt werden, dass die Werte aus den mittels Dirac-Impulsen modellierten Pulssequenzen qualitativ die experimentellen Beobachtungen widerspiegeln.

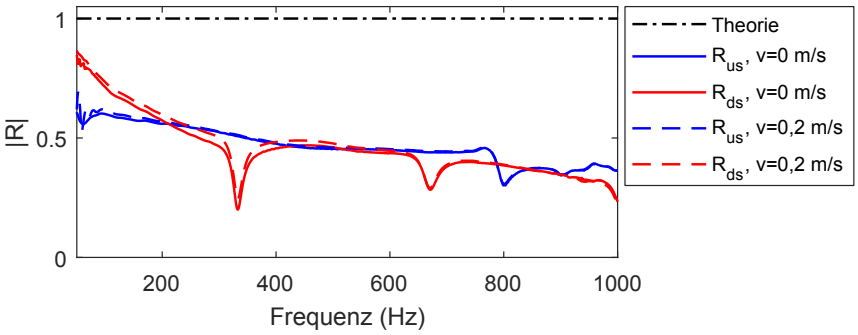


Abbildung 3.11: Betrag des Reflexionsgrades am stromauf und stromab gerichteten Ende des Impedanzrohres: theoretischer Wert ohne Dämpfung nach Gl. (3.29) und gemessene Ergebnisse mit und ohne Spülströmung

3.4.1 Reflexionsfaktor an beiden Rohrenden

Experimentell lässt sich der für Gl. (3.25) und Gl. (3.26) benötigte Reflexionsfaktor R analog zur Streumatrix (siehe Kap. 3.3.2) mittels der zwei Quellen-Methode (Åbom, 1992) für den stromauf bzw. stromab liegenden Bereich bestimmen.

Abbildung 3.11 zeigt den Betrag des experimentell ermittelten Reflexionskoeffizienten $|R|$ mit und ohne Spülströmung v. Ermittelt wurde $|R|$ jeweils für das stromauf bzw. stromab befindliche Rohrende. Um den Erfolg des Dämpfungsmaterials zu verdeutlichen, ist in Abb. 3.11 zudem der nach Levine und Schwinger (1948) bestimmte Reflexionskoeffizient für ein offenes Rohrende ohne Dämpfung eingetragen. Dieser ermittelt sich in der Formulierung nach Atig et al. (2004) aus

$$\frac{Z_r}{Z_c} = (\frac{1}{4}(kr)^2 + jk\sigma_0)\pi \tag{3.28}$$

über die Beziehung

$$R = \frac{\frac{Z_r}{Z_0} - 1}{\frac{Z_r}{Z_0} + 1} \,. \tag{3.29}$$

Hierbei entspricht $\sigma_0 = 0{,}6133r$ der sogenannten Längenkorrektur für Rohre ohne Flansch (Levine und Schwinger, 1948), $Z_r = p/u$ der akustischen Abstrahl-Impedanz und $Z_c = Z_0 A$ der charakteristischen Impedanz, wobei $Z_0 = \rho c$ die akustische Schallkennimpedanz und A die Querschnittsfläche des Rohres bedeutet. Aufgrund des geringen Rohrdurchmessers von $r = 20\,\text{mm}$ ergibt sich der Betrag des Reflexionskoeffizienten für den interessierenden Frequenzbereich bis 1 kHz zu eins.

Der an beiden Rohrenden befindliche Akustikschaum (Basotect®) dient bei diesem Versuchsaufbau als Absorber, wobei der Grad der Absorption proportional zur akustischen Schnelle ist, welche sich idealerweise am offenen Rohrende einstellt (Möser, 2009). Wie in Abb. 3.11 ergibt sich bereits bei der tiefsten hier untersuchten Frequenz von 50 Hz eine erhebliche Reduktion im Vergleich zum theoretisch bestimmten Reflexionsfaktor ohne Absorptionsmaterial. Da mit steigender Frequenz, und somit auch mit kürzer werdender Wellenlänge, ebenfalls der im Absorber liegende Wellenanteil wächst, steigt ebenfalls die Absorptionswirkung. Dies wiederum bewirkt einen fallenden Reflexionskoeffizienten mit der Frequenz. Aufgrund von kleinen Veränderungen in der Länge und der Platzierung des Absorberschaums unterscheiden sich die Reflexionskoeffizienten stromauf und stromab leicht voneinander. Zudem zeigt sich, dass die schwache Spülströmung einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Reflexionskoeffizienten hat.

3.4.2 Pulsenergie und Initialisierungspulse

Wie in Kap. 3.1 diskutiert ist die fluktuierende Wärmefreisetzungsrate der dominierende Schallerzeugungsmechanismus. In dem hier untersuchten Impedanzrohr (Abb. 3.4) kann daher der akustische Quellterm nach Gl. (3.18) bestimmt werden. Des Weiteren wird bei physikalischen Modellen zur Beschreibung der Entladungsvorgänge mit hinreichender Genauigkeit ein konstantes Verhältnis η zwischen der elektrischen Leistung P und der volumetrischen Wärmefreisetzung $Q = \eta P$ angenommen (siehe z.B. (Xu et al., 2014)). Um die Komponente der elektrischen Leistung bei der Modulationsfrequenz zu ermitteln, ist die Kenntnis über den genauen Verlauf der Pulsenergie entscheidend. Die Pulsenergie wurde im Weiteren über Spannungs- und Stromstärke-Messungen experimentell ermittelt. Da die Mess- und Verarbeitungszeit der Messtechnik im Vergleich zur PRF sehr lang ist, wurden phasengemittelte Messungen der Pulssequenzen durchgeführt. Die Pulsenergie wurde für alle Testfälle (Tab. 3.1) über die in Kap. 2.3.1 beschriebene Methodik ermittelt.

Energie bei Burst-Modulation

Aus den Voruntersuchungen (Kap. 2.3.1) war bekannt, dass es zu Beginn jeder burst-modulierten Pulssequenz zu Pulsen ohne Funkenentladung kommt. Es wird vermutet, dass diese Initialisierungspulse als Korona- bzw. Glimmentladungen erscheinen und somit zur Ionisierung des Bereiches zwischen den Elektroden beitragen. Um den Effekt dieser Initialisierungspulse mit geringer Energie gut aufzulösen, wurde die Energie der ersten 25 Pulse sowie die Energie von 15 weiteren, über die restliche Sequenz verteilten, Pulsen gemessen. Als Kompromiss zwischen der Messgenauigkeit und Abnutzung der Elektrodenspitzen wurden bei den burst-modulierten Pulssequenzen jeweils vier phasengemittelte Messungen der Pulsenergie durchgeführt.

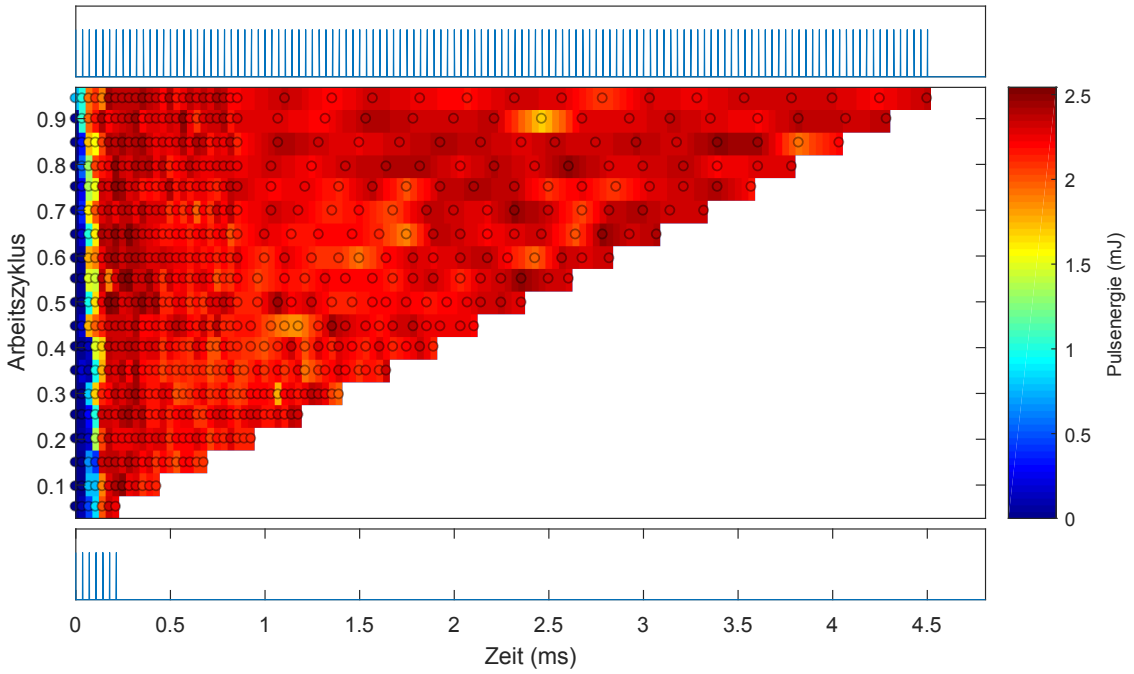


Abbildung 3.12: Phasengemittelte Pulsenergie aller Pulspositionen von burst-modulierten Pulssequenzen bei Arbeitszyklen zwischen 5% und 95% ($f_{\mathrm{mod}} = 208\,\mathrm{Hz}$, $f_{\mathrm{PRF}} = 28\,\mathrm{kHz}$, $d = 4\,\mathrm{mm}$). Farbplot zeigt die gemessene Pulsposition (Kreis) sowie Interpolierte Werte (Farbskala); Die obere und untere Pulssequenz zeigen die Pulspositionen bei dem geringsten bzw. höchsten gemessenen Arbeitszyklus

Abbildung 3.12 zeigt die repräsentative Pulsenergie von burst-modulierten Pulssequenzen bei einer Modulationsfrequenz von 208 Hz mit Arbeitszyklen zwischen 5% und 95%. Die obere und untere Abbildung repräsentiert die zeitliche Position der Pulssequenz mit dem geringsten (unten) bzw. dem höchsten (oben) Arbeitszyklus. Die Farbtabelle entspricht der gemessenen Pulsenergie an der jeweiligen zeitlichen Pulsposition. Die Kreise symbolisieren die gemessene Pulsenergie, wobei nicht gemessene Pulspositionen durch lineare Interpolation bestimmt wurden.

Die Pulsenergie während einer Messreihe, wie sie in Abb. 3.12 gezeigt wird, bleibt nach den ersten Pulsen relativ konstant. Daher kann angenommen werden, dass die nicht gemessene Pulsenergie mittels linearer Interpolation ermittelt werden kann.

Beim Vergleich der verschiedenen Messkonfigurationen zeigte sich zwar, dass die gemessene Pulsenergie von der Konfiguration aus Arbeitszyklus, PRF und Modulationsfrequenz leicht abhängig ist, sich jedoch die stärkste Abhängigkeit bei der Variation des Elektrodenabstandes beobachten lässt. Abbildung 3.13 zeigt die gemessene Pulsenergie der nach Tab. 3.1 gemessenen Messpunkte, aufgetragen über die normierte Pulsposition $t_n f_{\mathrm{PRF}}$ für ansteigende Elektrodenabstände: $d = 4{,}0\,\mathrm{mm}$ (Abb. 3.13a), $d = 4{,}5\,\mathrm{mm}$ (Abb. 3.13b) und $d = 5{,}0\,\mathrm{mm}$ (Abb. 3.13c). Die normierte Pulsposition beschreibt die Pulsposition (1,2,3,... N_{max}) unabhängig von der angelegten PRF. Der Fehler-Plot, bestehend aus dem Mittelwert und der 25% bzw. 75% Quantil, ist ebenfalls in Abb. 3.13 dargestellt. Es zeigt sich, dass mit steigendem Elektrodenabstand nicht nur die Anzahl der Initialisierungspulse, sondern auch die Streuung der Pulsenergie ansteigt. Während bei dem geringsten hier untersuchten Elektrodenabstand ($d = 4{,}0\,\mathrm{mm}$) für alle untersuchten Arbeitszyklen, PRF und Modulationsfre-

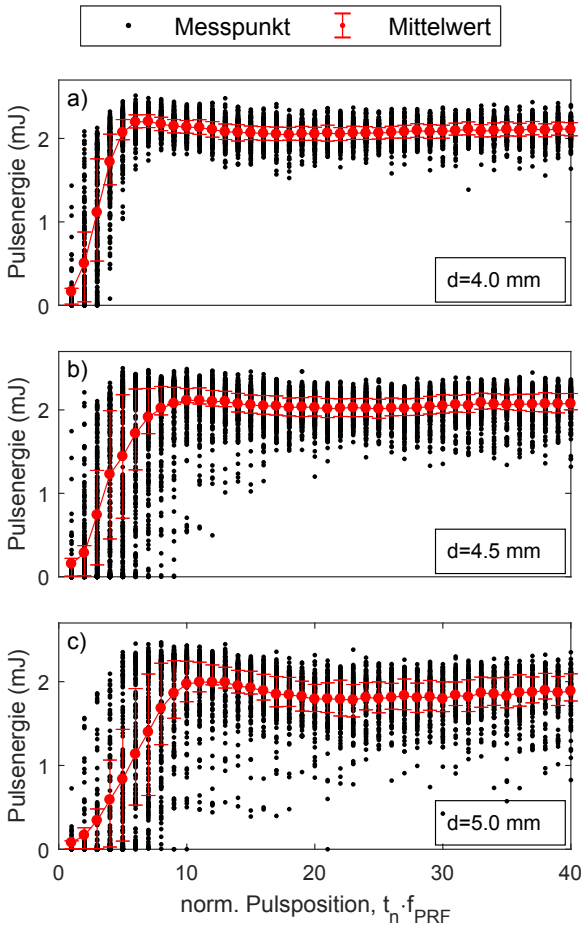


Abbildung 3.13: Gemessene Pulsenergie aufgetragen über die normierte Pulsposition aller Messkonfigurationen mit Burst-Moduliation nach Tab. 3.1 für verschiedene Elektrodenabstände $d = 4{,}0$ bis $d = 5{,}0\,\mathrm{mm}$

quenzen eine nahezu konstante Pulsenergie nach dem fünften Puls beobachtet werden konnte, ist bei dem Elektrodenabstand von $d = 5{,}0\,\text{mm}$ noch eine starke Schwankung der Pulsenergie ab der doppelten Pulsanzahl zu erkennen. Weiter zeigt sich ein geringer Abfall der mittleren Pulsenergie von 2,1 mJ ($d = 4{,}0\,\text{mm}$) auf 1,8 mJ ($d = 5{,}0\,\text{mm}$). Unabhängig von dem Elektrodenabstand ist in jedem Fall ein leichtes Überschwingen ($\approx 0{,}2\,\text{mJ}$) der Pulsenergie nach den Initialisierungspulsen zu beobachten. Es kann vermutet werden, dass aufgrund des größer werdenden Abstandes auch ein immer größeres Volumen von den Initialisierungspulsen ionisiert werden muss, bis sich eine konstante Funkenentladung ausgeprägt hat. Die darüber hinaus ansteigende Schwankung der Pulsenergie lässt schlussfolgern, dass diese mit größer werdenden Elektrodenabständen anfälliger für äußere Bedingungen wie z.B. Luftschwankungen, Temperaturschwankungen, Ausrichtung und Zustand der Elektrodenspitzen wird.

Energie bei Pulsdichte-Modulation

Aus den hier durchgeführten Voruntersuchungen (Kap. 2.3.1) sowie den Untersuchungen von Pai (Pai, 2008) ist bekannt, dass die Pulsenergie bei NRP-Entladungen abhängig von der PRF ist. Da sich bei pulsdichte-modulierten Signalen die PRF stetig ändert (siehe auch Abb. 3.1), variiert auch die Pulsenergie innerhalb einer Pulssequenz stark. Um die Pulsenergie korrekt erfassen zu können, wurden bei den hier durchgeführten Untersuchungen zwei phasengemittelte Messungen von jeweils 50 äquidistanten Pulsen durchgeführt. Zur Auflösung der Pulsenergie der gesamten Pulssequenz wurden auch hier nicht gemessene Pulsenergien mittels linearer Interpolation ermittelt.

Abbildung 3.14 zeigt die repräsentative Pulsenergie für pulsdichte-modulierte Signale bei einer

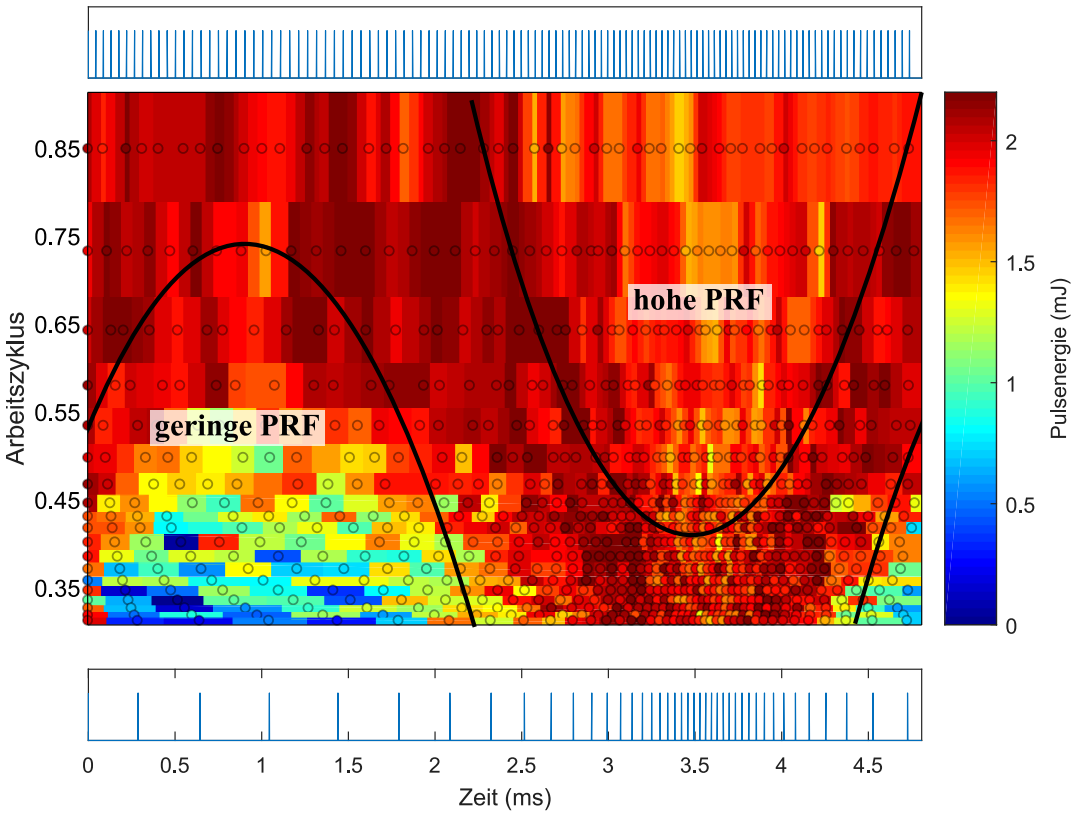


Abbildung 3.14: Phasengemittelte Pulsenergie aller Pulspositionen von pulsdichte-modulierten Pulssequenzen bei Arbeitszyklen zwischen 30% und 85% ($f_{\text{mod}} = 208\,\text{Hz}$, $f_{\text{PRF}} = 28\,\text{kHz}$, $d = 4\,\text{mm}$). Farbplot zeigt die gemessene Pulspositionen (Kreis) sowie Interpolierte Werte (Farbskala); Obere und untere Pulssequenz skizziert die Pulssequenzen bei dem geringsten bzw. höchsten gemessenen Arbeitszyklus

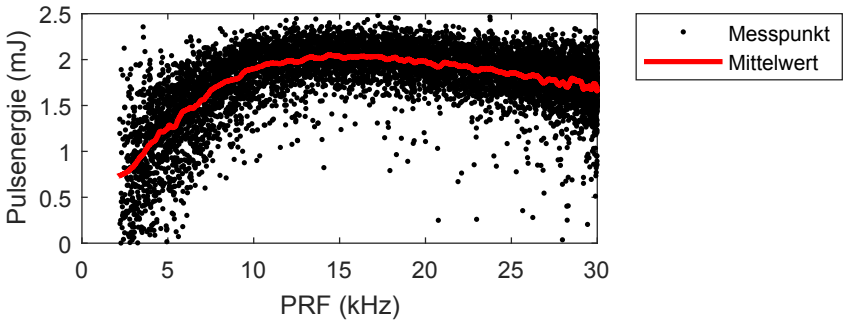


Abbildung 3.15: Aus pulsdichte-modulierten Pulssequenzen ermittelte Pulsenergie aufgetragen über die momentane PRF ($d = 4\,\mathrm{mm}$, $f_{\mathrm{PRF,max}} = 30\,\mathrm{kHz}$)

Modulationsfrequenz von 208 Hz. Gezeigt werden verschiedene Arbeitszyklen von 30% bis 90% in einer zu Abb. 3.12 analogen Darstellung. Zu beachten ist, dass der Arbeitszyklus bei der PDM dabei dem Verhältnis zwischen gesetzter und maximaler Pulsanzahl ($N_{\mathrm{max}} = f_{\mathrm{PRF}}/f_{\mathrm{mod}}$) entspricht. Es zeigt sich, dass in den Bereichen mit einer geringen momentanen PRF (unten links) eine erhöhte Anzahl an Pulsen mit niedriger Energie zu beobachten ist. Zudem sinkt die Pulsenergie im Bereich hoher momentaner PRF (oben rechts) leicht, was wiederum auch die Beobachtungen aus den Voruntersuchungen widerspiegelt. Die momentane PRF wurde hier als der Abstand des betrachteten Pulses zum vorherigen Puls definiert.

Abbildung 3.15 zeigt die Pulsenergie aller untersuchten Konfigurationen mit PDM (siehe Tab. 3.1), welche über die momentane PRF aufgetragen sind. Die minimale PRF, d.h. der maximale zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen ist hierbei auf 2 kHz gesetzt worden. Auch hier ist die Pulsenergie wieder beeinflusst durch den Elektrodenabstand, den Zustand der Elektroden und den produzierten Teilchen (Heitz et al., 2016) etc. Es zeigt sich jedoch, dass die mittlere Pulsenergie bis zu einer PRF von ca. 15 kHz stetig ansteigt und ab einem Wert von ca. 20 kHz wieder absinkt. Dies spiegelt auch das in den Voruntersuchungen (Kap. 2.3.1) diskutierte Verhalten wider.

3.4.3 Erfolg der Methode zur Reduzierung des korrelierten Störanteils

Durch die kurzen Anstiegszeiten und die hohen Amplituden der Spannungs- als auch der Stromstärke jedes Pulses (siehe Abb. 2.6) wird bei jedem Entladungsprozess ein starkes elektromagnetisches Feld generiert. Durch die Kopplung des EM-Feldes und des akustischen Feldes mit dem Anregungssignal sind alle Signale miteinander korreliert. Im Folgenden wird anhand repräsentativer Messergebnisse der Erfolg der in Kap. 3.3.3 vorgestellten Methode zur Reduzierung des korrelierten Störterms diskutiert. Zu beachten gilt, dass sich sowohl die akustische Amplitude als auch die durch das EM-Feld erzeugte Störamplitude mit der Anzahl an Pulsen pro Periode (Arbeitszyklus) ändert. Um diesen Effekt untersuchen zu können, wurden burst-modulierte Pulssequenzen bei verschiedenen Arbeitszyklen generiert.

Abbildung 3.16 zeigt die Summe der nach Gl. (3.21) und Gl.(3.22) ermittelten Quellterme $\hat{f}_{\mathrm{S}}, \hat{g}_{\mathrm{S}}$ für Modulationsfrequenzen von 48 bis 640 Hz. Dargestellt sind die Quellamplituden ohne und mit Störtermunterreduzierung (blau und rot). Zudem ist die nach Gl. (3.9) ermittelte theoretische Amplitude (schwarz gestrichelt) bei Annahme einer konstanten Pulsenergie (siehe auch Abb. 3.3) abgebildet. Der theoretische Verlauf ist mit dem Maxima des Wertes mit Störtermunterreduzierung multipliziert worden. Um den Einfluss der niedrigen Pulsenergie der Initialisierungspulse und die Schwankungen der Pulsenergie so gering wie möglich zu halten, wurden die Messungen mit einem Elektrodenabstand von 4 mm durchgeführt. Da die Pulsenergie nach den Initialisierungspulsen nur noch sehr geringen Schwankungen unterliegt (siehe auch Abb. 3.12), entspricht der theoretische

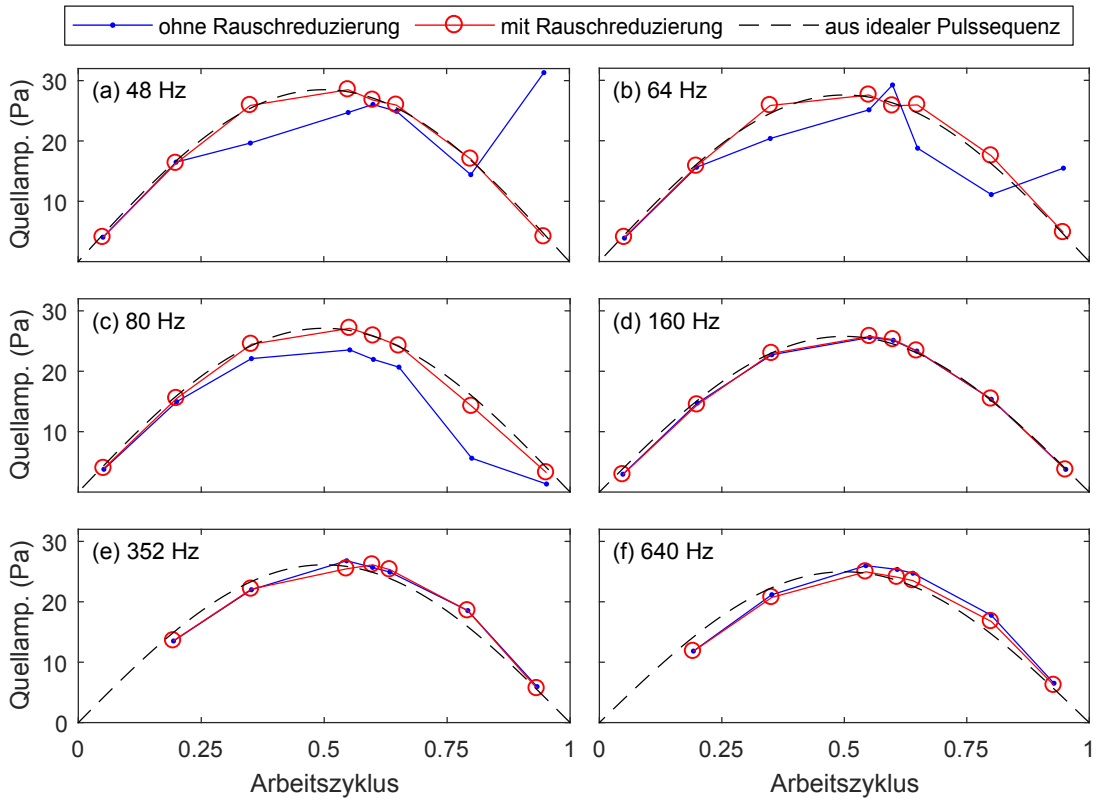


Abbildung 3.16: Vergleich von messtechnisch ermittelter akustischer Quellamplitude burst-modulierter Pulssequenzen mit und ohne Störtermreduktion mit dem theoretischen Wert aus Pulssequenzen mit konstanter Pulsenergie

Verlauf in Abb. 3.16 dem erwarteten Verhalten.

Bei dem Vergleich der Ergebnisse ohne Störtermreduzierung mit dem theoretischen Verlauf zeigt sich, dass es zu teilweise starken Abweichungen für Modulationsfrequenzen unterhalb von 160 Hz und Arbeitszyklen über 25% kommt. Der stärkere Einfluss des vom EM-Feld induzierten Störsignals auf die tiefen Frequenzen kann dabei durch die erhöhte Sensitivität der Multi-Mikrofon Methode auf Messrauschen bei hohen Singularitätsfaktoren (siehe Abb. 3.7) zurückgeführt werden. Die Ergebnisse mit Störtermreduzierung zeigen für alle untersuchten Frequenzen eine gute Übereinstimmung mit dem erwarteten theoretischen Verlauf. Das beschriebene Verhalten ist dabei in Übereinstimmung mit der Erwartungshaltung anhand der simulierten Werte, wie sie in Abb. 3.9 dargestellt sind.

3.4.4 Einfluss der Pulsenergie auf die akustische Quellamplitude

Bei den vorangegangenen Untersuchungen wurde eine konstante Pulsenergie und ein konstanter Einfluss der Pulse auf das akustische Feld vorausgesetzt. Jedoch zeigte sich im Vergleich zum theoretischen Verlauf, gerade bei der Betrachtung von höheren Frequenzen, eine Verschiebung der gemessenen Quellamplitude zu höheren Arbeitszyklen. Abbildung 3.17a entspricht den ermittelten Quellamplituden aus burst-modulierten Pulssequenzen und Abb. 3.17b entsprechend denen aus pulsdichte-modulierten Sequenzen. Der theoretische Verlauf bei Annahme einer konstanten Pulsenergie ist in beiden Fällen als gestrichelte Linie dargestellt.

Bei den burst-modulierten Signalen (Abb. 3.17a) zeigt sich mit steigender Modulationsfrequenz eine Verschiebung zu höheren Arbeitszyklen. Dieser Effekt kann auf die 2 bis 5 Pulse mit niedriger Energie zu Anfang jeder Pulssequenz (siehe Abb. 3.12) zurückgeführt werden. Nimmt man eine

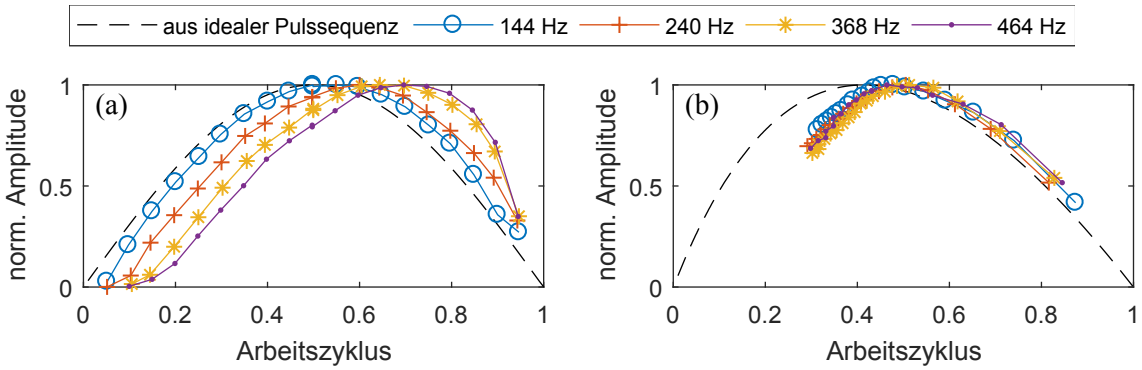


Abbildung 3.17: Abhängigkeit der akustischen Quellamplitude vom Arbeitszyklus und der Modulationsfrequenz ($f_{\mathrm{PRF}} = 28\,\mathrm{kHz}$, $d = 4\,\mathrm{mm}$); (a): burst-moduliertes Pulsssequenzen; (b): pulsdichte-modulierte Pulssequenzen

konstante Anzahl von Initialisierungspulse an, so ist der Einfluss auf die mittlere Pulsenergie umso höher, je kürzer die Pulssequenz wird. Da die Pulsanzahl pro Periode mit steigender Frequenz, als auch mit steigendem Arbeitszyklus sinkt, zeigt sich daher ein immer größer werdender Einfluss der Initialisierungspulse auf die Quellamplitude. Hierbei ist zu beachten, dass bei höheren Arbeitszyklen dieser Effekt durch das schwache Überschwingen der Pulsenergie nach den Initialisierungspulsen leicht kompensiert wird (siehe Abb. 3.13).

Der frequenzabhängige Einfluss der wenigen Initialisierungspulse zu Anfang jeder Periode, welcher bei der BM beobachtet werden konnte, kann jedoch nicht bei pulsdichte-modulierten Signalen beobachtet werden. Grund hierfür ist, dass bei der PDM die Anzahl an Pulsen mit geringer Energie mit steigendem Arbeitszyklus immer weniger werden. Dabei wird der Entladungsprozess neuer Pulse durch die zuvor entstandenen ionisierten Teilchen, bei der mit dem Arbeitszyklus kleiner werdenden Pausezeiten zwischen zwei Entladungen, begünstigt. Dies führt dazu, dass ab einem Arbeitszyklus von ca. 50% nahezu keine Pulse mit niedriger Pulsenergie mehr auftauchen (siehe auch Abb. 3.14). Zudem wird durch die steigende momentane PRF ebenfalls die Energie der Initialisierungspulse leicht erhöht (siehe Abb. 3.15). Dies hat zur Folge, dass unabhängig von der Modulationsfrequenz die Schalldruckamplitude vom idealen Wert bis zu einem Arbeitszyklus von 50% leicht überschätzt wird. Für höhere Werte hingegen sind die theoretische und gemessene Quelldruckamplitude nahezu deckungsgleich.

3.4.5 Vergleich von gemessener und berechneter Quellamplitude

Wie im Kap. 3.1 diskutiert, trägt die Pulsenergie hauptsächlich zu folgenden Effekten bei: Wärmefreisetzung, Dissozation von Sauerstoffatomen und Anregung der Vibrationsmoden molekularen Sauerstoffs und molekularen Stickstoffs. Bei Betrachtung akustisch relevanter Zeitskalen wird sowohl durch Rekombination als auch durch die Relaxationsprozesse (wie Vibrations-Translations-Relaxationsprozesse, engl.„vibrational-translational relaxation“) zusätzlich Wärme erzeugt. Unter der Annahme, dass die gesamte elektrische Leistung $\hat{P}$ bei der Modulationsfrequenz in Wärmefluktuation $\hat{Q}$ übergeht, lässt sich die akustische Quellamplitude nach Gl. (3.18) bestimmen.

Abbildung 3.18 zeigt die Summe der Quellterme nach Gl. (3.21) und Gl. (3.22) (Quellamplitude), aufgetragen über die nach Gl. (3.18) berechneten Werte aller in Tab. 3.1 aufgeführten Messkonfigurationen für die untersuchten Arbeitszyklen von DC=0,05 – 0,95 und $f_{\mathrm{mod}} = 48 - 928\,\mathrm{Hz}$. Die elektrische Leistung wurde simultan zur akustischen Messung durchgeführt. Dies war notwendig, um die Einflüsse wie die Abnutzung und die Ausrichtung der Elektrodenspitzen auf die Pulsenergie erfassen zu können. Abhängig vom Arbeitszyklus und der PRF lag die gesamte elektrische Leistung dabei zwischen 2 W (DC= 5%, $f_{\mathrm{PRF}} = 15\,\mathrm{kHz}$) und 60 W (DC= 100%, $f_{\mathrm{PRF}} = 28\,\mathrm{kHz}$). Die

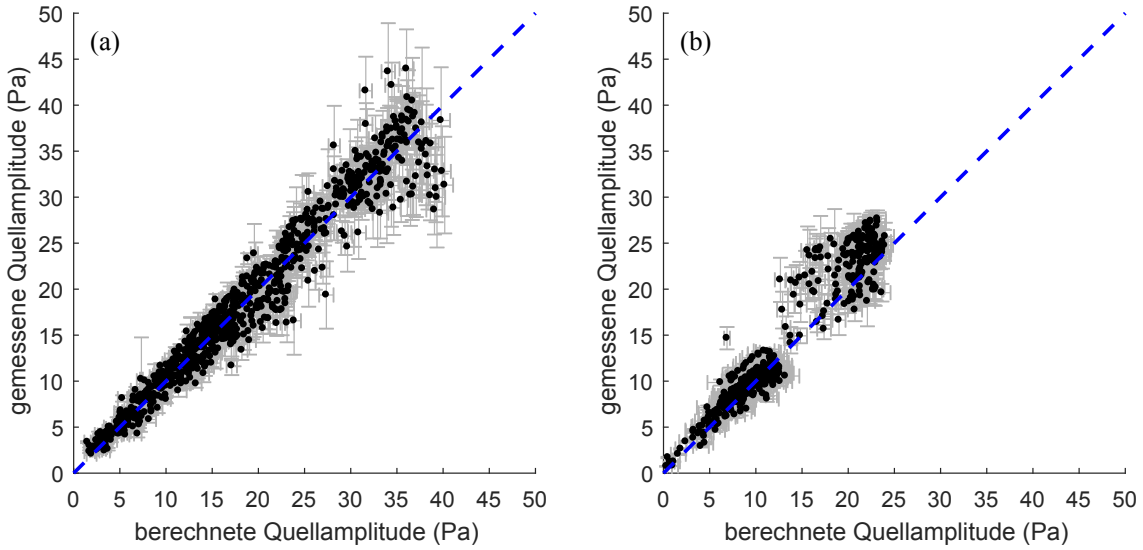


Abbildung 3.18: Vergleich der experimentell ermittelten akusischen Quellamplitude mit der nach Gl. (3.18) analytisch ermittelten. (blau gestrichelte Linie entspricht dem idealen Verhältnis) (a): burst-modulierte Pulssequenzen; (b): pulsdichte-modulierte Pulssequenzen

horizontalen Fehlerbalken in Abb. 3.18 entsprechen den Residuen, welche aus den experimentellen Druckdaten mittels Gl. (3.23) ermitteltet wurden. Die vertikalen Fehlerbalken hingegen spiegeln die Genauigkeit der berechneten Quellamplitude wieder. Letzteres ermittelt sich aus den Abweichungen der gemessenen Energie der Initialisierungspulse, welche bei Berücksichtigung der für die Akustik relevanten Stromstärke I_{cond} (siehe Kap. 2.3.1) eine Pulsenergie von Null ergeben müssen.

Sowohl für die BM (Abb. 3.18a) als auch für die PDM (Abb. 3.18b) zeigte sich im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung zwischen der gemessenen und der berechneten Quellamplitude. Die ideale Übereinstimmung wird dabei über die blau-gestrichelte Linie gekennzeichnet. Es sei erwähnt, dass sich der Elektrodenabstand, die PRF und das reduzierten elektrischen Feldes zwar auf die Pulsenergie und somit auch auf die elektrische Leistung bei der Modulationsfrequenz auswirkt, diese Effekte jedoch auch in die gemessene akustische Amplitude einfließt. Somit zeigt sich, dass sich über die gemessene Pulsenergie die akustische Quellamplitude von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen im Rahmen der Messungenauigkeiten zuverlässig bestimmen lässt.

3.5 Kurzzusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die experimentellen Untersuchungen von burst- und pulsdichte-modulierten Pulssequenzen zur Bestimmung der akustisch dominanten Quellterme bei NRP-Funkenentladungen diskutiert. Grundlage war die experimentell ermittelte akustische Quellamplitude sowie die gemessene Pulsenergie tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen.

Um das tatsächliche Drucksignal von dem ebenfalls mit den modulierten Pulssequenzen korrelierten EM-Störsignal zu separieren, wurde die Multi-Mikrofon Methode durch eine Paralellprojektion erweitert. Hierbei zeigte sich insbesondere für die tiefsten untersuchten Modulationsfrequenzen eine signifikante Reduktion der Störamplitude. Die hohe Anfälligkeit der Ergebnisse auf Störungen im tiefen Frequenzbereich konnte dabei auf die Sensibilität der Multi-Mikrofon Methode zurückgeführt werden.

Durch die BM und PDM konnten Amplituden von bis zu 40 Pa bei Modulationsfrequenzen (50

bis 1000 Hz) weit unterhalb der maximalen PRF (30 kHz) erzeugt werden. Mittels burst-modulierten Pulssequenzen konnten bei gleichem Arbeitszyklus höhere Amplituden generiert werden. Zudem konnte mittels beider untersuchter Modulationsmethoden die Schalldruckamplitude über die Pulsanzahl und/oder über die Pulsposition variiert werden. Die experimentellen Quellamplituden entsprachen dabei qualitativ den theoretischen Werten, welche auf Basis von Dirac-Impulsen ermittelt wurden.

Zudem wurde der Einfluss der Pulsenergie auf die akustische Amplitude untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die 2 bis 5 Initialisierungspulse zu Beginn jeder burst-modulierten Pulssequenz in eine reduzierte Quellamplitude resultieren. Der Einfluss dieser Initialisierungspulse konnte dabei die experimentell beobachtete Verschiebung der Quellamplitude zu höheren Arbeitszyklen erklären. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die Quellamplitude bei pulsdichtemodulierten NRP-Plasmasequenzen aufgrund der Modulationsmethode vergleichbar gering von den Initialisierungspulsen beeinflusst wird.

Unter der Annahme, dass in den akustisch relevanten Zeitskalen die gesamte elektrische Energie als Wärmefreisetzungsschwankung agiert, konnte die Druckamplitude im gesamten Frequenzbereich von 50 bis 1000 Hz gut vorhergesagt werden. Das hierfür verwendete Modell zur analytischen Ermittlung der Druckamplitude basiert auf dem Fourierkoeffizienten der gemessenen elektrischen Leistung bei der Modulationsfrequenz. Der Effekt der PRF, des Elektrodenabstandes, des reduzierten Elektrischen Feldes und der Modulationsmethode auf die akustische Amplitude wird dabei über die ermittelte Pulsenergie erfasst.

Durch Validierung der in der analytischen Berechnung getroffenen Annahme mittels der experimentellen Daten kann geschlussfolgert werden, dass der dominierende Quellterm bei NRP-Funkenentladungen in dem hier untersuchten Parameterraum (78 bis 100 Td, Modulationsfrequenzen bis 1000 Hz) auf der Wärmefreisetzungsschwankung beruht.

Kapitel 4

Analyse der OH*-Chemilumineszenz einer mit NRP-Plasma angeregten, drallstabilisierten Vormischflamme

Nachdem im vorangegangen Kap. 3 der Fokus auf den akustischen Eigenschaften von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen im ruhenden Medium Luft lag, konzentrieren sich die Analysen des folgenden Kapitels auf die Interaktionsmechanismen zwischen Plasma und Flamme. Dabei sollen die Eigenschaften von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen hinsichtlich des Einsatzbereiches als Aktuator von drallstabilisierten Vormischflammen untersucht werden. Aktuelle Studien zeigen bereits, dass NRP-Plasma durch die Produktion von aktiven Spezies Einfluss auf den Verbrennungsprozess nimmt (Ju und Sun, 2015b; Starikovskaia, 2014). Durch Regelung mit Hilfe von NRP-Plasmasequenzen bei der akustischen Resonanzfrequenz eines instabilen Verbrennungssystems konnten so bereits erste Erfolg in der Regelung von thermoakustischen Instabilitäten von drallstabilisierten Vormischflammen erzielt werden (Moeck et al., 2013; Lacoste et al., 2013; Kim et al., 2015). Auch zeigen weitere Studien den Einfluss von kontinuierlich gepulstem NRP-Plasma auf die Flammentransferfunktion (Lacoste et al., 2013). Zudem wurde von Lacoste et al. (Lacoste et al., 2015) mittels tieffrequent-moduliertem NRP-Plasma die Transferfunktion laminarer Flammen bestimmt. Der Wirkmechanismus der jeweiligen Untersuchungen beruht dabei nach aktuellem Stand vermutlich auf den durch das NRP-Plasma verursachten Einfluss auf die Verbrennungsgeschwindigkeit, welche wiederum einen Effekt auf die Wärmefreisetzungsrate erzeugt (Moeck et al., 2013; Lacoste et al., 2015). Die genauen Wirkmechanismen sind jedoch auch weiterhin Thema aktueller Studien. Das Ziel der im Nachfolgenden diskutierten Messergebnisse ist es daher zum Verständnis der Plasma-Flamme-Interaktionen beizutragen. Zudem wird eine Methode zur Ermittlung der Anregungsamplitude von tieffrequent-moduliertem NRP-Plasma bei verschiedenen Flammenkonfigurationen vorgestellt.

Basis der folgenden Untersuchungen sind die Lichtemissionen, welche bei der Anregung einer drallstabilisierten Methan-Luft-Vormischflamme entstehen. Im Speziellen wird der Fokus auf den Wellenbereich zwischen 300 und 340 nm gelegt, welcher von der im Verbrennungsbereich relevanten OH*-Chemilumineszenz ($OH^* = 310 \pm 15$ nm, aus Li et al., 2015) dominiert wird. Dabei werden die OH-Radikale bei der Verbrennung aller gasförmigen Brennstoffe emittiert (Lauer, 2011). Die OH*-Intensität wird dabei üblicherweise zur Lokalisierung der Flammenfront sowie als Maß der Wärmefreisetzungsrate verwendet, siehe beispielsweise (Fanaca et al., 2008; Durox et al., 2013). Auch in aktuellen Studien zur plasmaunterstützten Verbrennung werden OH* als auch CH* als Indikator der Wärmefreisetzungsrate sowie für qualitative Aussagen über die Flammenstruktur verwendet (Pilla et al., 2006; Li et al., 2016; Lacoste et al., 2013; Lacoste et al., 2017a; Ju und Sun, 2015a). Zu beachten ist dabei, dass durch den Entladungsprozess selbst eine starke Licht-

emission, hauptsächlich durch das Abfallen von Stickstoff auf ein energetisch niedrigeres Niveau (N_2: $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$), erzeugt wird. Untersuchungen von Li et al. (Li et al., 2016) an mit Plasma angeregten Kohlenwasserstoffflammen zeigten jedoch, dass lediglich während des Entladungsprozesses eine erhöhte Anzahl von Teilchen im angeregten Zustand (wie OH* und CH*) beobachtet werden kann. Spätestens 8 µs nach dem Entladungsprozess ist die Population der angeregten Teilchen wieder zurück auf ihren Ausgangswert vor Beginn der Plasmaanregung gefallen. Ein Effekt der Plasmaentladungen auf die Teilchenanzahl im energetischen Grundstadium (wie z.B. OH) konnte jedoch auch 8 µs nach dem Entladungsprozess noch beobachtet werden. Bei Wahl eines geeigneten Messverfahrens, bei dem die intensiven Lichtemissionen des Plasmas während des Entladungsprozesses blockiert werden, gibt die Messung der OH*-Chemilumineszenzschwankung somit Aufschluss über den Einfluss des NRP-Plasmas auf die Flammendynamik.

Das Kap. 4.1 beschreibt den in dieser Arbeit verwendeten Prüfstand zur Untersuchung des Einflusses von NRP-Plasma auf die Flammendynamik von vorgemischten Methan-Luft-Drallflammen. Neben typischen Erscheinungsformen des Plasmas bei verschiedenen Pulsenergien wird zudem auch der verwendete optische Versuchsaufbau, bestehend aus einer Hochgeschwindigkeitskamera und einem optischen Filter bzw. Shutter vorgestellt. Basierend auf den Aufnahmen der OH*-Chemilumineszenz wird im Kap. 4.2 die Dynamik der Lichtemissionen während, als auch nach dem Entladungsprozess diskutiert. Im Fokus stehen hierbei die Abklingzeit, die Intensität und die Höhe der nach dem Entladungsprozess beobachteten Lichtemissionen (PSLE, engl. „post spark light emission “). In dem darauf folgenden Kap. 4.3 wird eine Methode zur Trennung der Lichtemissionen von PSLE und Flamme vorgestellt. Basierend auf den Bildern der Lichtemissionen der Flamme ohne PSLE wird im Kap. 4.4 die Antwort der Flamme auf kontinuierliches NRP-Plasma bei verschiedenen PRF untersucht. Die Flammenantwort wird dabei über die Schwankung der Lichtintensität und die Bewegung des Zentrums der Lichtemission (CoLE, engl. „center of light emission “) repräsentiert. In dem Kap. 4.5 wird der Einfluss der Modulationsfrequenz sowie des Arbeitszyklus auf die Flammenantwort diskutiert. Zudem wird der Einfluss von zwei verschiedenen Quarzglasgeometrien, welche die Drallflamme begrenzen, auf die Flammenantwort untersucht. Um den Einfluss der schwankenden Pulsenergie in ein Verhältnis mit der Flammenantwort zu bringen, wird in dem Kap. 4.6 eine Flammentransferfunktion (FTF) bei Anregung einer Flamme mit NRP-Plasma definiert. Mittels der ebenfalls eingeführten normierten Frequenz konnte der Einfluss der Flammenleistung sowie des Äquivalenzverhältnisses auf die FTF bei verschiedenen Flammenlängen untersucht werden.

4.1 Versuchsaufbau

Zur Untersuchung der Flammen-Plasma-Interaktionen auf Basis von optischen Hochgeschwindigkeitsmessungen wurde eine drallstabilisierte Vormischflamme in einem eigens konstruierten Verbrennungsprüfstand mittels burst-modulierten Pulssequenzen angeregt. Ziel war es, einen möglichst breiten Parameterraum der Flamme abzudecken, sodass der Einfluss des Äquivalenzverhältnisses und der thermischen Leistung auf die Flammenantwort untersucht werden kann. Aktuelle Studien zeigen, dass eine elektrische Plasmaleistung von ca. 0,3 – 1% der thermischen Flammenleistung ausreichend ist, um einen signifikanten Einfluss auf die Flamme zu erzeugen (Lacoste et al., 2015; Pilla et al., 2006). Durch die Entladungsprozesse im Frischgas kann mittels der vom NRP-Plasma generierten Spezies Einfluss auf die Verbrennungsprozesse genommen werden. Um die akustischen Interaktionsmechanismen des NRP-Plasmas mit dem Gesamtsystem von den thermischen und kinetischen Mechanismen unterscheiden zu können, wird in späteren Versuchen die Flammenantwort auf eine rein akustische Anregung untersucht. Ein Lautsprecher zur Anregung sowie eine Messposition im Strömungsfeld zur Ermittlung der Schnelle- bzw. Druckschwankungen ist dafür notwendig. Der Anspruch an den Prüfstand definierte sich somit wie folgt:

- drallstabilisierte Vormischflamme mit möglichst breitem Parameterraum aus Äquivalenzverhältnis und thermischer Leistung
- Leistung des Plasmas (ca. 60 W) nicht wesentlich geringer als 1% der thermischen Flammenleistung
- optischer Zugang zur Messung der Chemilumineszenz der Flamme, auch im ultravioletten Bereich zur Erfassung von OH^*- und CH^*-Radikalen (OH^* = 310 nm ±15, CH^* = 430 nm ±15 (Li et al., 2015))
- NRP-Plasmaentladungen im Frischgasstrom, nahe des Flammenfußes
- Möglichkeit zur akustischen Anregung der Flamme
- Messposition zur Erfassung der Druck-/Schnellfluktuation

Die optischen Messungen beruhen dabei auf der Erfassung der Lichtemissionen im Bereich von 300 bis 340 nm. Um einen möglichst großen Teil der Messoberfläche der Photodiode auszunutzen, und somit die Bildauflösung der Flamme zu erhöhen, musste der Abstand zwischen Kamera und Flamme mit dem gewählten UV-durchlässigen Objektiv bis auf ca. 1,2 m reduziert werden. Dabei ist zu beachten, dass der verwendete optische Bandpassfilter eine vom Eintrittswinkel abhängige Mittenfrequenz aufweist. Zur Gewährleistung einer winkelunabhängigen Filterung bzw. Gewichtung der entsprechenden Lichtwellenlängen sind daher Untersuchungen zum maximalen Einfallswinkel des von der Flamme emittierten Lichtes auf die Filteroberfläche notwendig. Aufgrund der sehr hellen Lichtemissionen des NRP-Plasmas musste zudem eine geeignete Methode gefunden werden, um die empfindliche optische Messtechnik vor Übersteuerung und möglicher Beschädigung zu schützen. Im Folgenden wird sowohl auf den Aufbau des Flammen/Plasma-Prüfstandes, als auch auf die optische Messtechnik eingegangen. Unter anderem werden Voruntersuchungen zur effektiven Filterung des unerwünschten Wellenlängenbereiches als auch die Shutter-Einstellung zum Schutz vor den hellen Lichtemissionen während des Entladungsprozesses diskutiert. Untersucht werden dabei alle in Tab. 4.1 aufgeführten Flammenkonfigurationen aus Methanmassenstrom $\dot{m}_{CH4}$, Äquivalenzverhältnis Φ, thermischer Flammenleistung P_{therm} sowie der ermittelten Flammenlänge.

4.1.1 Plasma-Flammen-Prüfstand

Abbildung 4.1 zeigt den Prüfstand zur Untersuchung der Interaktionen zwischen tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen und der drallstabilisierten Vormischflamme. Der Prüfstand wurde so ausgelegt, dass sich die Flamme unter anderem durch die Rückströmung an dem umlaufenden Quarzglas stabilisiert. Zwei verschiedene Brennerplatten mit einem Durchmesser von 80 mm und 105 mm ermöglichten dabei die Verwendung von Quarzgläsern mit verschiedenen Innendurchmessern. Durch das komplexe Zusammenspiel aus Rückströmung, Verbrennungsgeschwindigkeit,

Tabelle 4.1: Liste der verwendeten Flammenkonfigurationen zur Untersuchung der Plasma-Flammen-Interaktion bei Quarzglasdurchmessern von 80 mm bzw. 105 mm. Die Flammenlänge wurde wie in Abb. 4.27 skizziert bestimmt.

	D=80 mm									D=105 mm
$\dot{m}_{CH4}$ (kg/h)	0,2	0,2	0,2	0,35	0,35	0,35	0,5	0,5	0,5	0,35
Φ (-)	0,75	0,85	0,95	0,75	0,85	0,95	0,75	0,85	0,95	0,85
P_{therm} (kW)	2,8	2,8	2,8	4,9	4,9	4,9	6,9	6,9	6,9	4,9
L_{flame} (mm)	9,7	7,6	7,3	15,5	7,6	7,2	15,3	8,8	8,8	8,7

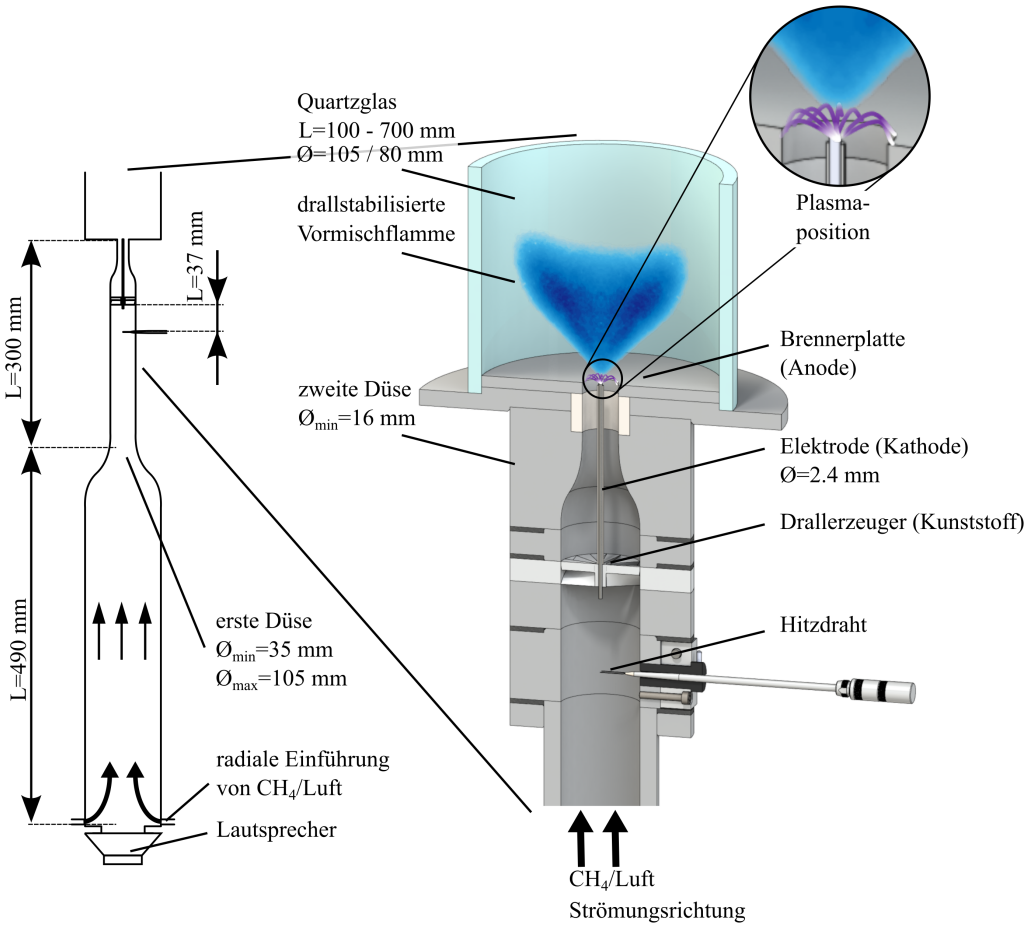


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Flammenprüfstandes zur Untersuchung des Einflusses tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen am Fuß einer drallstabilisierten Methan-Luft-Flamme

Turbulenzgrad etc. auf die Stabilität der Flamme, hat der Quarzglasdurchmesser einen teils erheblichen Einfluss auf die Zusammensetzung des Methan-Luft-Massenstroms, bei dem sich eine stabile Flamme ausbildet. Wenn nicht anders erwähnt, wurde bei den weiteren Untersuchungen ein Quarzglasdurchmesser von 80 mm verwendet. Zur Vermeidung der Ausbildung einer $\lambda/4$-Mode im Quarzglasrohr im interessierenden Frequenzbereich (50 – 1000 Hz), wurde eine entsprechend kurze Quarzglaslänge von 150 mm gewählt.

Wie in Abb. 4.1 skizziert, betrug die Rohrlänge zwischen der radialen Einführung des Brennstoffgemisches aus vier verschiedenen Öffnungen und der Brennerplatte 790 mm, wobei der Durchmesser über zwei Düsen von anfänglich 105 mm auf 16 mm reduziert wurde. Ein 3D-gedruckter Drallerzeuger unterhalb der in Strömungsrichtung zweiten Düse versetzte das Brennstoff-Luft-Gemisch in Rotation. Voruntersuchungen zeigten, dass mit der aufgeprägten Drallzahl von 0,79 (bestimmt nach Beér und Chigier (1972)) stabile Drallflammen in einem Brennstoffmassenstrom von $\dot{m}_{CH4} = 0{,}25 - 0{,}5$ kg/h sowie einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0{,}75 - 0{,}85$ erzeugt werden können. Aufgrund der sich aufheizenden Metallrohre mussten der Drallerzeuger und die umliegenden Rohrsegmente beim Betreiben des Prüfstandes mit einem ständigen Luftstrom gekühlt werden. Bei einem Abstand von 37 mm unterhalb des Drallerzeugers wurde eine Montageöffnung gesetzt, in die bei Bedarf eine Hitzdrahtsonde oder ein Mikrofon zur Messung der Druck- bzw. Schnelleschwankungen der Strömung montiert werden konnte.

Um eine rotationssymmetrische Plasmaentladung kurz unterhalb der Flamme zu gewährleisten, wurde eine Elektrode in das Zentrum des Drallerzeugers geschraubt. Die Elektrode besteht in diesem Versuchsaufbau aus einer heterogenen Legierung aus Kupfer und Wolfram (75% Cu

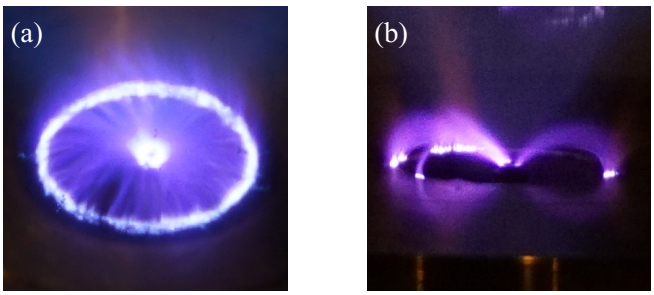


Abbildung 4.2: Fotografien der Plasmaentladungen am Fuß einer Drallflamme. (a): Rotationssymmetrische Plasmaentladungen über die gesamte Düsenöffnung ($T_{exp} = 1/4$ s); (b): Entladungspfad ist leicht in Strömungsrichtung gebogen ($T_{exp} = 1/125$ s); $f_{PRF} = 25$ kHz

und 25% W). Diese Legierung zeichnet sich durch eine hohe Temperaturbeständigkeit (1080°C) aus. Durch den hohen Kupferanteil lässt sich die Elektrode zudem leichter bearbeiten als reines Wolfram, wodurch das untere Ende der Elektrode mit einem Außengewinde (M1,6-Feingewinde) versehen werden konnte. Das obere Ende der plan geschliffenen Elektrode befand sich in einer Ebene mit der Brennerplatte und wurde im Zentrum der Düse montiert. Im Weiteren wird dieser Aufbau der Elektroden als „pin-anular“ bezeichnet. Diese Position erlaubt dem Plasma Einfluss auf den Verbrennungsprozess zu nehmen und gewährleistet zudem eine kontinuierliche Kühlung der Elektrode durch den vorbeiströmenden Massenstrom. Die Größe des Düsenauslasses in der Brennerplatte wurde so gewählt, dass die Strömungsgeschwindigkeit (4,5 – 14 m/s) als auch der Abstand zwischen Elektrode und Brennerplatte nicht zu groß für eine stabile NRP-Funkenentladung ist. Sowohl die Elektrode als auch die zentrische Öffnung in der Brennerplatte wurde vor jeder Benutzung angeschliffen, sodass eine scharfe Kante und somit ein möglichst hohes, lokales elektrisches Feld erzeugt werden konnte. Aufgrund der Rotationssymmetrie war während der Plasmarengugn der gesamte Düsenauslass mit Plasma abgedeckt, Abb. 4.2a. Durch den Einfluss der Strömung und der Flamme auf den Entladungspfad des Plasmas waren die Funkenentladungen leicht in Strömungsrichtung gebogen (Abb. 4.2b). Dieser Effekt wird im Kap. 4.2 noch genauer untersucht werden.

Der gesamte obere Teil des Prüfstandes (siehe Abb. 4.1) bestand aus einzelnen Teilsegmenten, welche durch eine durchgehende Metallverschraubung zusammengehalten wurden. Um parasitäre Ströme zu vermeiden, unterbrach ein 150 mm langes Quarzglasrohr ($D = 105$ mm) das untere Rohrsegment auf halber Länge. Der gesamte darüber liegende Teil wurde somit elektrisch von dem unteren isoliert. Um unerwünschte Überschläge zwischen der Elektrode und der Innenseite der Düse zu vermeiden, wurde die Elektrode ($D = 1{,}6$ mm) zudem von einem dünnen Keramikröhrchen ($D = 2{,}7$ mm) umschlossen. Zur Gewährleistung der NRP-Entladung auf Höhe der Brennerplatte überragte die Elektrode das isolierende Keramikröhrchen um ungefähr 0,5 mm. Der radiale Abstand zwischen der Elektrode (Anode) und der Brennerplatte (Kathode) betrug 7,2 mm.

Abbildung 4.3 zeigt Fotografien der verschiedenen sichtbaren Plasmazustände in Gegenwart einer Drallflamme ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}3$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$). Alle Bilder wurden mit denselben Kameraeinstellungen und derselben Belichtungszeit aufgenommen. Aufgrund des positiven Einflusses der Flamme (hohe Temperatur, erhöhte Anzahl freier Ladungsträger) erscheint bereits bei minimal möglicher Pulsenergie ein Glühplasma am Fuße der Flamme (Abb. 4.3b). Im Vergleich zum Fall ohne Plasmaentladung (Abb. 4.3a) konnte hier eine erhöhte Lichtemission sowie lilafarbene Plasmafilamente am Fuß der Flamme beobachtet werden. Wurde die Pulsenergie weiter erhöht, kam es zu Funkenentladungen (Abb. 4.3c). Analog zu den Beobachtungen bei der pin-pin Konfiguration ohne Flamme (Abb. 2.3c) war die Intensität in der Nähe der Elektroden am stärksten. Zu beachten ist, dass, aufgrund des umschließenden Quarzglases, Reflexionen des Plasmas im unteren Drittel

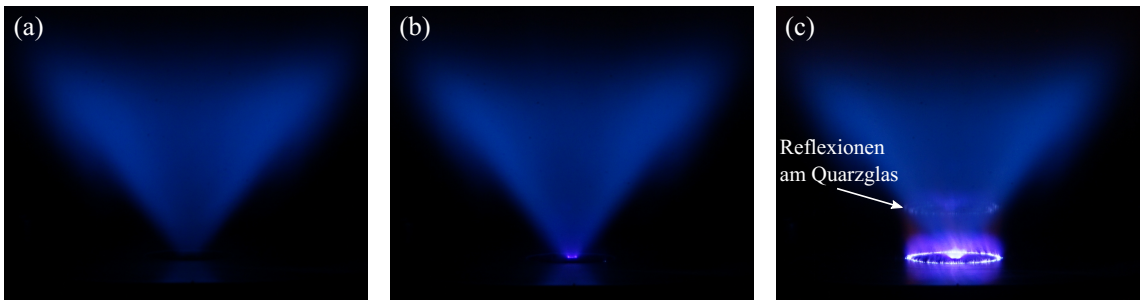


Abbildung 4.3: Fotografien einer Drallflamme mit den verschiedenen Erscheinungsformen des NRP-Plasmas (Belichtungszeit jeweils 1/5 s, PRF ≈ 20 kHz). (a): ohne Plasma; (b): Glimmentladung (Mittlere Pulsenergie); (c): Funkenentladung (hohe Pulsenergie)

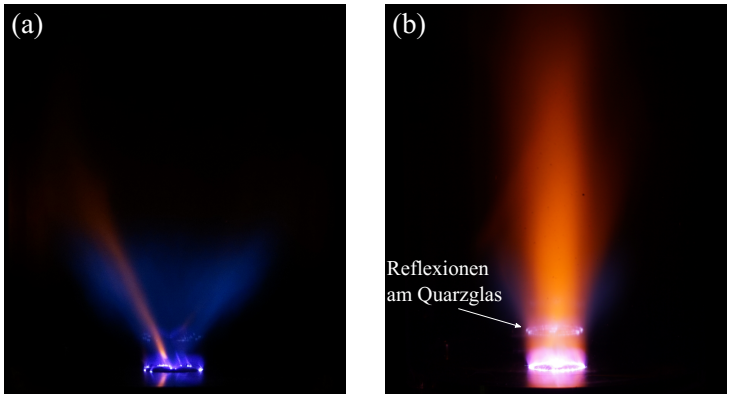


Abbildung 4.4: Fotografien der rötlichen Flammenfärbung einer mittels NRP-Plasma angeregten Drallflamme (PRF=30 kHz). (a): mittlere Pulsenergie von ca. 1 bis 2 mJ (Belichtungszeit 1/60 s); (b): maximale Pulsenergie von 2 bis 3 mJ (Belichtungszeit 1/8 s)

der Flamme zu erkennen waren.

Bei maximaler PRF und entsprechend hoher Pulsenergie kam es, wie in Abb. 4.4a dargestellt, zu vereinzelten, kurz aufleuchtenden orange-rötlichen Filamenten. Mit maximaler Pulsenergie gingen diese in einen gebündelten Lichtstrahl in der Mitte der Drallflamme über (siehe Abb. 4.4b). Diese Emissionen waren bei Flammen mit niedriger thermischer Leistung (< 3500 W) sehr dominant, wobei sie für Flammen mit höherer thermischer Leistung (> 5000 W) nahezu verschwanden. Ursache dieser Flammenfärbung könnte die Abtragung der Brennerplatte durch die Plasmaentladungen sein. Ein Einfluss der Elektrode kann weitestgehend ausgeschlossen werden, da diese hauptsächlich aus Kupfer (Flammenfarbe: bläulich-grün) und Wolfram (Flammenfarbe: grün) bestanden.

4.1.2 Kameraaufbau, Filtereigenschaften und optische Dichte

Die OH*-Intensität der Flamme wurden mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera (FASTCAM SA1.1, Photron) aufgenommen, welche senkrecht zur Brennerachse und mittig zur Flamme ausgerichtet war. Abhängig von der gewählten Bildrate wurden die Resultate in dieser Arbeit aus Aufnahmen mit einer Auflösung von 512 × 128 px (90 000 fps) und 1024 × 1024 px (125 und 250 fps) ermittelt. Um nur die für die OH*-Intensität relevanten Wellenlängen (OH* = 310 ± 15 nm (Li et al., 2015)) zu erfassen, blockierte ein optischer Bandpassfilter (320/40 nm, BrightLine) alle Wellenlängen höher als 340 nm und tiefer als 300 nm. Der Filter befand sich vor einem für den ultravioletten Wellenlängenbereich durchlässigen Objektiv, welches wiederum vor einem elektronischen Licht-

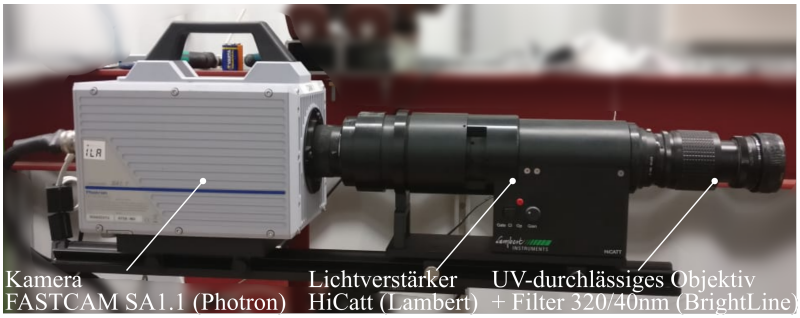


Abbildung 4.5: Fotografie des Kameraaufbaus zur Erfassung der OH*-Intensität im Flammenprüfstand, bestehend aus Hochgeschwindigkeitskamera, Lichtverstärker, Objektiv und Filter

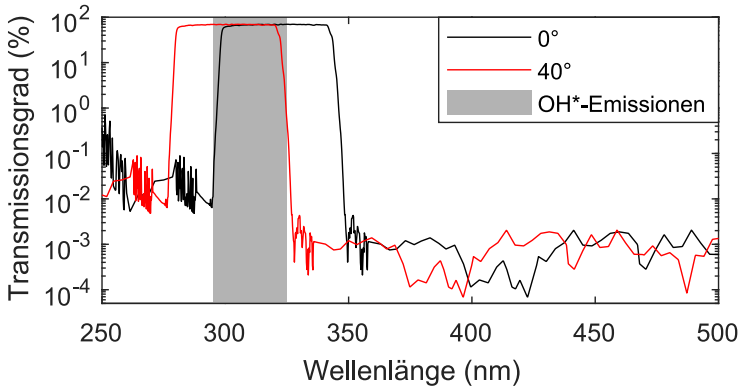


Abbildung 4.6: Transmissionsgrad des optischen Bandpassfilters für Lichteinfall mit einem Einfallswinkel von 0° sowie 40°; Wellenlängenbereich relevant für OH*-Emissionen grau markiert

verstärker (HiCatt, Lambert) befestigt wurde. Abbildung 4.5 zeigt eine repräsentative Fotografie des beschriebenen Kameraaufbaus. Im Folgenden wird auf die korrekte Verwendung des optischen Filters sowie auf die optische Dichte des gesamten Kamerasystems eingegangen. Beides ist zur Interpretation der Ergebnisse von entscheidender Bedeutung.

Einfallswinkel des Lichts auf die Filteroberfläche

Der hier verwendete Bandpassfilter hat laut Herstellerangaben einen Transmissionsgrad von über 60% für die Wellenlängen von 300 bis 340 nm. Für alle anderen Wellenlängen im Bereich von 300 bis 800 nm liegt der Transmissionsgrad unter 10^{-3}%. Durch das Design des Polfilters wird lediglich senkrecht zum Filter einfallendes Licht bis zu einem Einfallswinkel von 5° optimal gefiltert. Für stärkere Einfallswinkel verschieben sich die Grenzen des Bandpasses zu kürzeren Wellenlängen, wobei sich die Verschiebung $\lambda(\Phi)$ nach Herstellerangaben wie folgt berechnen lässt:

$$\lambda(\Phi) = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin(\theta)}{n_{\text{eff}}}\right)^2} \,. \tag{4.1}$$

Dabei beschreibt θ den Einfallswinkel, λ_0 die Wellenlänge bei senkrechtem Einfall und $n_{\text{eff}} = 1{,}8582$ den effektiven Brechungsindex (Semrock, 2017). Abbildung 4.6 zeigt den Transmissionsgrad bei senkrechtem Lichteinfall (schwarz) und den Transmissionsgrad bei einem um 40° verschobenen Einfallswinkel nach Gl. (4.1) (rot). Der Einfallswinkel von 40° entspricht dabei dem Grenzwert, bei dem noch der gesamte Wellenlängenbereich der OH*-Emission im Durchlassbereich des Filters liegt. Geometrische Vorbetrachtungen des vom Kamerasensor erfassten Lichtes der Flamme während der

Versuchsdurchführung zeigten, dass ein Einfallswinkel von $0 \pm 2°$ auf der Filteroberfläche nicht überschritten wurde. Angenommen wurde dabei der in den Experimenten eingestellte Messabstand von 1,2 m. Es zeigt sich somit, dass die OH*-Emissionen, ausgehend von den verschiedenen Flammenpositionen, immer im maximalen Filterbereich des optischen Filters lagen und es somit zu keiner örtlichen Bewertung der OH*-Intensität kam.

Optische Dichte bei geschlossenem Shutter

Zum Schutz des Kamerasensors wurde mittels eines elektro-optischen Shutters das während der Plasmaentladung freigesetzte Licht geblockt. Dabei wandelt der Shutter das einfallende Licht bei „geöffnetem Shutter“ mittels einer Photokathode in freie Elektronen um. Durch den darauffolgenden Verstärkungsprozess wird die Anzahl der Elektronen bei gleichbleibender Einfallsrichtung erhöht. Im letzten Schritt werden die Elektroden auf eine dünne Schicht aus Phosphor geleitet. Beim Auftreffen der Elektronen auf diese Schicht wird wiederum Licht durch die Chemilumineszenz des Phosphors emittiert, welches von der Hochgeschwindigkeitskamera erfasst werden können. Ist der Shutter hingegen „geschlossen“, so wird die Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes getauscht, wodurch die durch den photoelektrischen Effekt entstehenden Elektronen nicht bis zur Phosphorschicht gelangen. So werden im Vergleich zu mechanischen Shuttern sehr schnelle Öffnungs- und Verschlusszeiten von unter 3 ns erreicht.

Bedingt durch die starke Lichtemission beim Entladungsprozess der HV-Pulse sowie der endlichen Stärke des elektrischen Feldes in dem elektro-optischen Shutter, gelangen auch bei geschlossenem Shutter einige Elektronen zur Phosphorschicht. Der Quotient aus einfallender I_0 zur austretenden Intensität I ist dabei proportional zur optischen Dichte E_λ, welche ein Maß des Transmissionsgrades τ_λ einer Strahlung beim Durchqueren eines Mediums ist:

$$E_\lambda = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I}\right) = \log_{10}\left(\frac{1}{\tau_\lambda}\right). \tag{4.2}$$

Zur Abschätzung der optischen Dichte wurden Messungen der Plasmaentladungen mit offenem und geschlossenem Shutter durchgeführt. Mit vorgeschaltetem OH*-Filter ergab sich so ein Wert von $E_\lambda \approx 2{,}21$. Zu beachten ist, dass die Bestimmung der wellenlängenabhängigen optischen Dichte wesentlich komplexer ist, als es hier gezeigt wird. Jedoch zeigt der experimentell ermittelte Wert, dass in dem hier relevanten Wellenlängenbereich bei geschlossenem Shutter nahezu das gesamte einfallende Licht bis auf ca. 0,62% geblockt wird. Dieser Wert wird in den folgenden Untersuchungen als obere Grenze des Messrauschens definiert. Alle Intensitätswerte unterhalb dieser Grenze wurden bei allen im Weiteren gezeigten Ergebnissen zu Null gesetzt.

Triggereinstellungen von HV-Puls und Shutter

Um den bei dem Entladungsprozess entstehenden hellen Lichtblitz erfolgreich blocken zu können, muss neben einer entsprechend schnellen Öffnungs- und Schließzeit des Shutters ein präziser Zeitablauf zwischen dem HV-Puls und dem Shutter gewährleistet werden. Abbildung 4.7 skizziert das Timing zwischen den Hochspannungspulsen (oben) und dem Triggersignal für den elektro-optischen Shutter (unten). Das Triggersignal für den Shutter wird, ebenso wie das Triggersignal für den HV-Generator, mittels eines LabView Steuerprogramms generiert und über das Messsystem (National Instruments cRIO 9074) an den entsprechenden Triggereingang des Lichtverstärkers gesendet. Beide TTL-Signale wechseln dabei zwischen zwei Zuständen (0 V und 5 V), wobei eine steigende Flanke des HV-Triggersignals einen 10 ns langen HV-Puls auslöst. Ein niedriges Niveau der Shuttersequenz hat einen „geschlossenen “ Shutter und ein hohes Niveau einen „offenen “ Shutter zur Folge.

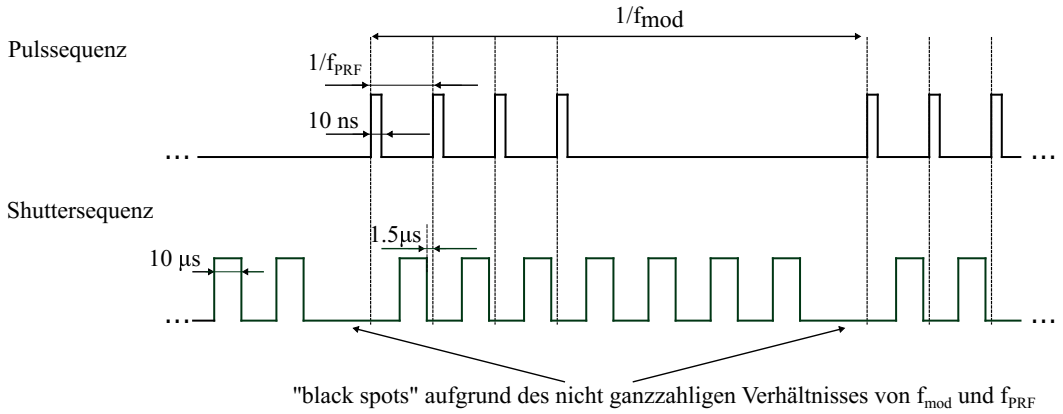


Abbildung 4.7: Skizze der zeitlichen Abstimmung des Shutters mit der Pulssequenz

Um mögliche Signalverzögerungen aufgrund unterschiedlicher Kabellängen zu berücksichtigen, wurde das Triggersignal so gewählt, dass der Shutter 1,5 µs vor jedem HV-Puls für eine Dauer von 10 µs geöffnet ist. Somit ist bei der maximalen PRF (30 kHz) der zeitliche Abstand zwischen dem HV-Puls und der erneuten Öffnung des Shutters länger als 20 µs. Nach Li et al. (Li et al., 2016) ist bereits 8 µs nach dem HV-Puls das vom Plasma emittierte Licht (hauptsächlich N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$)) abgeklungen. Somit ist gewährleistet, dass bei geöffnetem Shutter lediglich das von der Flamme emittierte Licht erfasst wird.

Um eine vergleichbare Belichtung der Bilder während sowie zwischen den Intervallen mit HV-Pulsen zu gewährleisten, wurde der Shutter auch bei nicht vorhandenem HV-Puls geschlossen. Aufgrund des nicht ganzzahligen Verhältnisses aus PRF und Periodenlänge der Pulssequenz fehlt zum Ende jeder Pulssequenz ein Trigger-Puls der Shuttersequenz („black spots“). Bilder, welche aufgrund der „black spots“ eine geringe Belichtungszeit erfahren haben, wurden bei der Ergebnisbildung vernachlässigt. Um immer dieselbe Belichtungszeit der Bilder bei unterschiedlichen PRF zu gewährleisten, entspricht die Bildrate bei nachfolgenden Ergebnissen (wenn nicht anders erwähnt) zudem einem Vielfachen der PRF.

4.2 Analyse der Lichtemissionen nach dem Entladungsprozess

Um die Dynamik der Plasmaentladungen im Umfeld einer turbulenten Drallflamme ($\dot{m}_{CH4}$ = 0,4 kg/h, Φ = 0,85) zu untersuchen, wurden zunächst Aufnahmen mit einer Bildrate von 90 000 fps ohne Shutter gemacht. Abbildung 4.8 zeigt eine Abfolge von Bildern, welche mit einer Belichtungszeit von 11,1 µs (ohne Blockung) aufgenommen wurden. Der Bildausschnitt fokussiert sich auf den Düsenauslass kurz oberhalb der Brennerplatte. Die Farbskala der Bilder entspricht der Intensität des einfallenden Lichtes (300 – 340 nm), wobei alle Bilder mit dem selben Wert normiert wurden. Angeregt wurde die Flamme mit unmodulierten Pulssequenzen bei einer PRF von 20 kHz. Jedes in Abb. 4.8 dargestellte Bild zeigt einen Entladungsprozess. Bei allen Untersuchungen wurde das Licht durch den Lichtverstärker auf das Maximum erhöht, bei dem weniger als 1 % aller Bildpunkte gesättigt sind. Somit kann die gesamte Bildtiefe des Kamerasensors (12 bit) ausgenutzt werden, ohne diesen zu beschädigen.

Die in Abb. 4.8 dargestellte zeitliche Abfolge mehrerer aufeinander folgender Entladungsprozesse ist dabei wie folgt zu interpretieren:

- **t = 0 µs**
  Zu beobachten ist eine intensive Lichtemission zwischen der mittig im Bild befindlichen Elektrode und der rechten Kante der Düsenöffnung, welche auf den Entladungsprozess eines

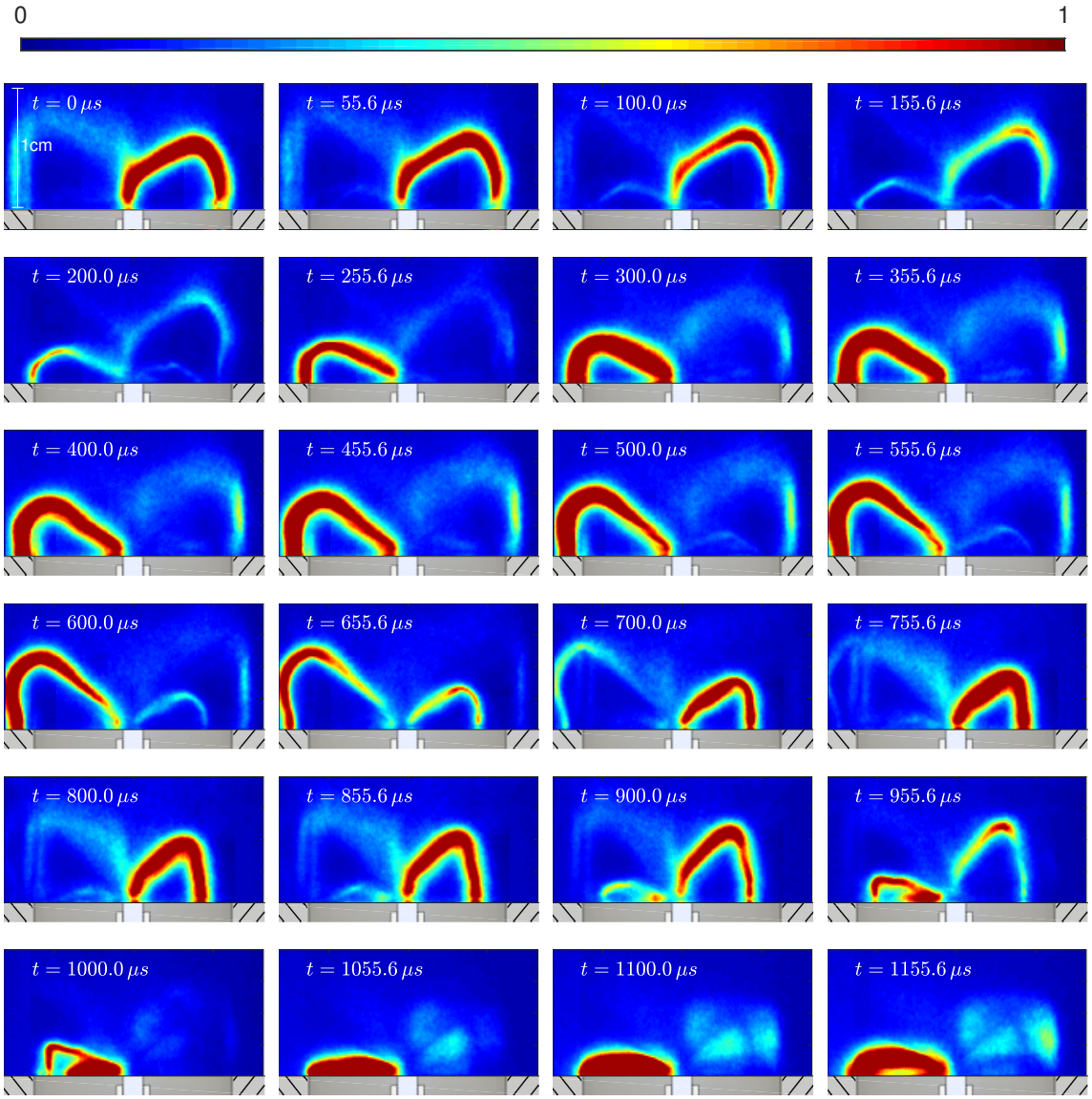


Abbildung 4.8: Repräsentative Sequenz von Lichtemissionen im Wellenlängenbereich von 300–340 nm am Fuß einer Drallflamme während der Anregung mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen (PRF 20 kHz); Bildwiederholrate 90 000 fps und Belichtungszeit 100 %

HV-Pulses zurückzuführen ist. Wie auch bei der Durchführung des Experimentes beobachtet werden konnte (siehe Abb. 4.2b), ist der Entladungsweg dabei in Strömungsrichtung gekrümmt. Die schwachen Emissionen auf der linken Bildseite werden durch Reflexionen am umliegenden Quarzglas verursacht.

- **t = 55,6 µs bis t = 200,0 µs**
  Sowohl eine leichte Verschiebung des Filamentes stromab als auch eine Abnahme der Intensität ist erkennbar. Einhergehend mit der Abnahme der Lichtintensität des rechten Filaments kann auf der linken Bildseite in der Nähe der Brennerplatte die Entstehung eines weiteren Filamentes beobachtet werden. Es zeigt sich, dass das neue Filament (linke Bildseite) mit abnehmender Intensität des alten Filaments (rechte Bildseite) an Leuchtkraft gewinnt. Beide Filamente werden aufgrund der Verschiebung stromab immer weiter gekrümmt.

- **t = 255,6 µs**
  Das neue Filament auf der linken Bildseite ist als einzige dominante Lichtquelle auf dem Bild zu beobachten.

- **t = 255,6 µs bis t = 555,6 µs**
  Wie auch zuvor ist eine Verschiebung in Strömungsrichtung sowie eine steigende Krümmung des neuen Filaments zu beobachten.

- **t = 600 µs bis t = 855,6 µs**
  Zeitgleich mit der Abnahme der Lichtintensität des dominanten Filamentes zeigt sich die Bildung eines kleineren, neuen Filamentes, welches an Intensität zunimmt und ebenfalls stromab gekrümmt wird.

Diese beschriebene Sequenz aus der „stromab Konvektion“ und der „Bildung eines neuen Filaments in der Nähe der Brennerplatte“ beginnt ab $t = 700{,}0\,\mu s$ erneut und ist charakteristisch für alle hier untersuchten Testfälle (Tab. 4.1). Nach den Beobachtungen von Heitz et al. (2016) wird der Entladungspfad von den Spezies und der freigesetzten Wärme der vorangegangenen NRP-Entladungen beeinflusst. Somit lässt sich erklären, dass aufeinander folgende HV-Pulse sich meist in angrenzenden Umgebungen entladen. Da die reaktiven Teilchen von der Strömung beeinflusst werden, ergibt sich so eine stromab Bewegung der Filamente. Aufgrund der in Blickrichtung integrierten Werte, ist eine Aussage über den Einfluss der drallbehafteten Strömung jedoch nicht möglich. Durch die Streckung des Entladungskanals nimmt dessen Länge zu bzw. dessen Durchmesser ab. Dies wiederum hat einen Anstieg des elektrischen Widerstandes zur Folge. Ab einem gewissen Punkt kommt es daher zur Bildung weiterer, kürzerer Entladungskanäle in der Nähe der Brennerplatte. Bei zunehmender Ionisierung des neuen Kanals sinkt der Widerstand in diesem wiederum, wodurch der neue Entladungspfad einen immer größer werdenden Anteil an Energie führt und schließlich als einziger Kanal dominiert.

Aufgrund der kurzen Lebensdauer von angeregten OH^*-Radikalen von weniger als 700 ns (Lauer, 2011) und dem Abklingen der vom Plasma verursachten Lichtemissionen nach 8 µs (Li et al., 2016) sollten durch Messungen zwischen zwei HV-Pulsen lediglich die für die Flamme charakteristischen Emissionen erfasst werden. Abbildung 4.9 zeigt eine zeitliche Abfolge von Bildern, welche mit einer Bildrate von 90 000 fps ($\Delta t = 11{,}1\,\mu s$) aufgenommen wurde. Da der HV-Puls um mehrere Größenordnungen kürzer als die Belichtungszeit der Bilder ist, zeigen lediglich das erste und das letzte Bild den eigentlichen Entladungsprozess des Plasmapulses. Auffällig ist, dass bei der Betrachtung der Bilder zwischen zwei Entladungsprozessen weiterhin signifikante Lichtemissionen im Bereich des vorangegangenen Entladungskanals beobachtet werden konnten. Da die Lichtintensität während des Entladungsprozesses (erstes und letztes Bild) deutlich stärker ist als die nach dem Funkenüberschlag beobachteten Lichtemissionen (PSLE, engl, „post spark

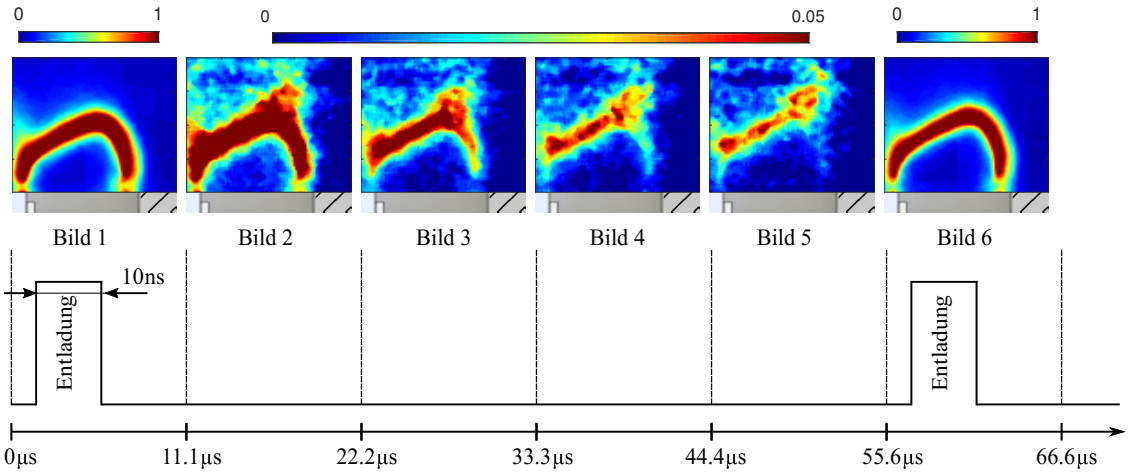


Abbildung 4.9: Lichtemissionen im Wellenlängenbereich von 300 bis 340 nm während der Plasmaanregung einer Drallfamme zum Zeitpunkt der Entladung (Bild 1 und 6) sowie nach dem Entladungsvorgang (Bild 2 bis 5); Bildwiederholrate 90 000 fps; Belichtungszeit 100 %; PRF 20 kHz

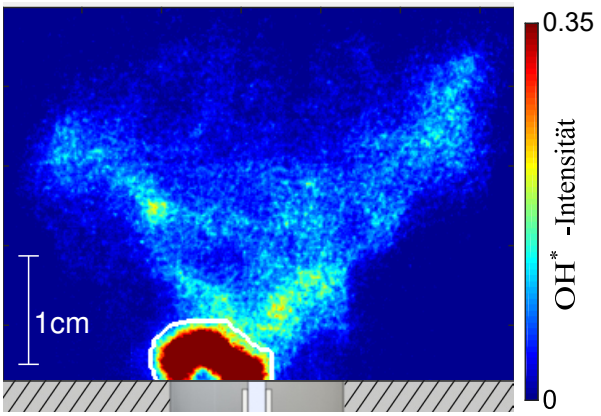


Abbildung 4.10: Lichtemissionen (300–340 nm) einer mit NRP-Plasma angeregten Drallflamme mit optische geblockter Lichtemission des Entladungsvorganges. Die weiße Linie begrenzt den Analysebereich des PSLE-Filaments; PRF=(25 kHz); Belichtungszeit=1/PRF

light emission“), ist die Farbskala entsprechend angepasst. Es wird vermutet, dass diese PSLE lokalen Zündungsphänomenen entsprechen und somit lediglich den Entladungsprozess, nicht aber die globale Flammenantwort charakterisieren. Obwohl die Intensität der PSLE wesentlich schwächer als die eigentliche Entladung ist, übersteigt diese immer noch deutlich das von der Flamme emittierte Licht. Abbildung 4.10 zeigt ein repräsentatives Bild einer Flamme inklusive PSLE. Der elektro-optische Shutter wurde hierbei wie in Abb. 4.7 skizziert eingestellt. Da die maximale Intensität der PSLE die der Flamme signifikant übersteigt, ist die Farbskala gesättigt dargestellt. Weitere Untersuchungen sind in diesem Feld notwendig, um eine genaue Beschreibung der Abhängigkeiten der Entladungspfade sowie der Natur der PSLE geben zu können. Im Rahmen dieser Untersuchungen konnte jedoch gezeigt werden, dass sowohl während als auch nach dem eigentlichen Entladungsprozess im Bereich des Entladungskanals eine erhöhte Lichtintensität im für OH*-Emissionen relevanten Wellenlängenbereich (300–340 nm) zu beobachten ist. Zur Isolierung der Lichtemissionen der Flamme werden im Nachfolgenden weitere Untersuchungen der Abklingzeit und des örtlichen Verhaltens der hier beobachteten PSLE diskutiert.

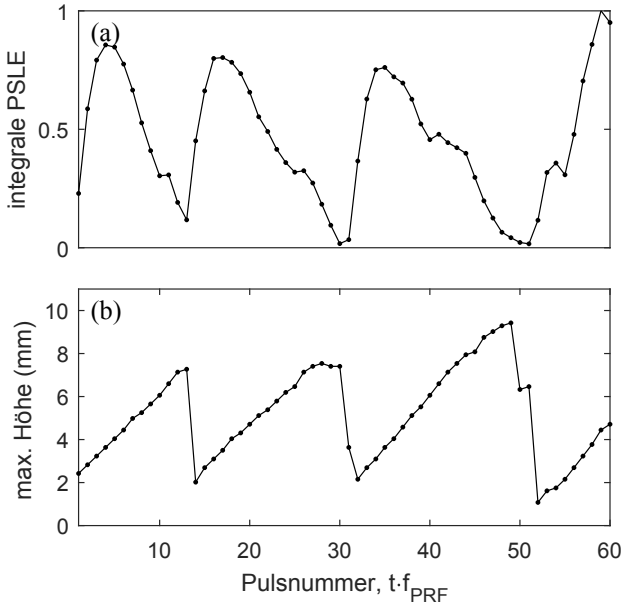


Abbildung 4.11: Integrale Lichtemission und Steighöhe der PSLE-Filamente während der Plasmaanregung einer Flamme ($\dot{m}_{\text{total}}$ =8,49 kg/h, Φ = 0,85, $\dot{m}_{\text{CH4}}$ =0,4 kg/h, PRF=28 kHz); rot gestrichelte Linie markiert das erste Minimum der integralen Lichtemission bzw. die Maximale Höhe der PSLE. (a): normierte, globale Lichtemission (300–340 nm); (b): maximale Höhe des PSLE-Filaments

4.2.1 Lichtintensität, Aufstiegsgeschwindigkeit und Höhe

Im Folgenden wird der Einfluss der PRF auf die maximale Steighöhe sowie auf die Konvektionsgeschwindigkeit der PSLE untersucht. Diese Untersuchungen dienen zum Einen der genaueren Charakterisierung der PSLE und zum Anderen kann über die örtliche Verteilung der PSLE eine Aussage über die Genauigkeit von gemittelten Flammenbildern getroffen werden. Grundlegend sind hierzu Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von unmodulierten Pulssequenzen mit PRF zwischen 10 kHz und 28 kHz. Zur Analyse der Höhe als auch der integralen Lichtintensität wurde das PSLE-Filament aus den Aufnahmen separiert und getrennt von der Flamme analysiert. Abbildung 4.10 zeigt ein repräsentatives Bild aus PSLE und Flamme. Zur besseren Veranschaulichung ist ein Großteil der PSLE gesättigt dargestellt. Zur Abgrenzung von PSLE und Flamme (weiße Linie) wurde ein gradientenbasiertes Verfahren verwendet.

Abbildung 4.11 zeigt die integrale Lichtintensität der PSLE-Filamente (Abb. 4.11a) und die maximale Steighöhe in Strömungsrichtung bezogen auf die Position der Brennerplatte (Abb. 4.11b). Die ermittelte Höhe entspricht dem höchsten Punkt des Analysebereiches jedes PSLE-Filamentes. Aufgetragen sind die Werte über die Pulsnummer ($N = t \cdot f_{\text{PRF}}$). Wie auch in Abb. 4.8 gezeigt, zeigt sich sowohl in der Lichtintensität als auch in der Steighöhe ein zyklisches Verhalten. So kann gezeigt werden, dass nachdem die Amplitude der integralen Lichtintensität ihr Maximum erreicht hat, neben dem dominanten Entladungskanal ein weiterer in der Nähe der Brennerplatte entsteht. Durch die Aufteilung der Pulsenergie auf zwei Entladungskanäle nimmt die Lichtintensität ab. Beobachtet werden kann, dass die Anstiegsgeschwindigkeit der PSLE-Filamente unabhängig von der Lichtintensität ist, wodurch sich ein über die Pulsnummer linearer Anstieg ergibt. Der größte Abstand zwischen der Brennerplatte und der maximalen Höhe des PSLE-Filamentes wird dabei beim Minimum der Lichtintensität erreicht. Beginnend mit dem darauffolgenden HV-Puls lässt sich nur noch ein PSLE-Filament in der Nähe der Brennerplatte erfassen, welches erneut stromab getragen wird. Daraufhin beginnt der beschriebene Zyklus erneut.

Um den Einfluss der PRF auf die Steighöhe und Anstiegsgeschwindigkeit der PSLE-Filamente

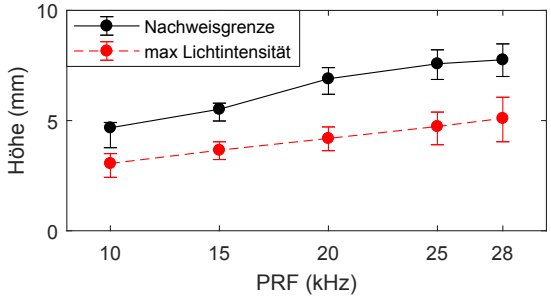


Abbildung 4.12: Höhe der PSLE-Filamente beim Maximum der Lichtintensität sowie die maximale detektierbare Höhe der PSLE-Filamente abhängig von der PRF ($\Phi = 0{,}85$, $m_{\text{total}} = 8{,}5\,\text{kg/h}$, $P_{\text{th}} = 5{,}6\,\text{kW}$)

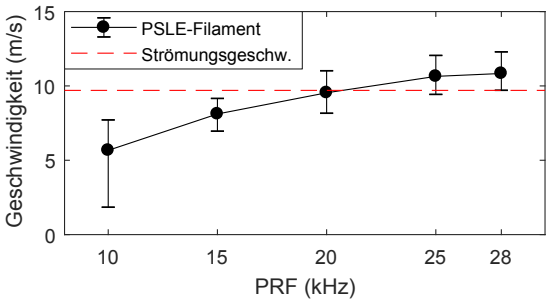


Abbildung 4.13: Aufstiegsgeschwindigkeit der PSLE-Filamente sowie Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt ($v = 9{,}7\,\text{m/s}$), abhängig von der PRF ($\Phi = 0{,}85$, $m_{\text{total}} = 8{,}5\,\text{kg/h}$, $P_{\text{th}} = 5{,}6\,\text{kW}$)

zu untersuchen, wurde mit unterschiedlichen PRF zwischen 10 bis 28 kHz angeregt. Hierzu trägt Abb. 4.12 die Höhe der PSLE-Filamente bei maximaler und minimaler Lichtintensität der PSLE über die PRF auf. Die minimale Lichtintensität der PSLE beschreibt dabei den höchsten zu detektierenden Punkt der PSLE-Filamente während des gesamten Bildungszyklus, kurz bevor der neuee Entladungskanal in der Nähe der Brennerplatte die Lichtintensität dominiert. Dahingegen entspricht die maximale Lichtintensität dem Zeitpunkt, an dem neben dem Filament keine weiteren Entladungskanäle existieren. Der Einfluss auf die gesamte Lichtintensität der Flamme ist hier am größten. In Abb. 4.13 ist zudem die ermittelte Aufstiegsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der PRF dargestellt. Die Aufstiegsgeschwindigkeit bestimmt sich dabei aus der Differenz aus gemessener Höhe Δx und entsprechenden Pulsnummern ΔN zu $v = \Delta x/(\Delta N f_{\text{PRF}})$. Angegeben ist jeweils der Mittelwert von über 700 ($f_{\text{PRF}} = 10\,\text{kHz}$) bis 1300 ($f_{\text{PRF}} = 10\,\text{kHz}$) untersuchten Zyklen. Die Fehlerbalken entsprechen der 25%- bzw. 75%-Quantile und die örtliche Auflösung beträgt 0,1346 mm/pxl.

Zu erkennen ist, dass sowohl die maximale Höhe als auch die Aufstiegsgeschwindigkeit leicht mit der PRF ansteigen. Die Höhe der PSLE-Filamente bei maximaler und minimaler Lichtintensität verlaufen dabei nahezu parallel. Dies deutet darauf hin, dass die Bildung von Entladungskanälen in der Nähe der Brennerplatte mit steigender PRF stärker unterdrückt wird. Des Weiteren ist zu beobachten, dass die Aufstiegsgeschwindigkeit der PSLE-Filamente mit steigender PRF einem leichten Sättigungseffekt unterliegt. Die mittlere Geschwindigkeit bei der höchsten untersuchten PRF (28 kHz) liegt mit ca. 11 m/s dabei leicht oberhalb der mittleren Strömungsgeschwindigkeit (9,7 m/s) am Düsenauslass (rot gestrichelt). Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die Aufstiegsgeschwindigkeit der NRP-Filamente unabhängig vom betrachteten Arbeitszyklus und der Modulationsfrequenz ist.

Es kann vermutet werden, dass die PSLE-Filamente durch den vorangegangenen Entladungsprozess über stark erhitzte Gasvolumen modelliert werden können. Durch den Dichteunterschied zwischen dem PSLE-Filament und dem umgebenen Gemisch ließe sich so eine Aufstiegsgeschwindigkeit oberhalb der Strömungsgeschwindigkeit erklären, wie sie hier bei einer PRF über 20 kHz beobachtet werden konnte. Unklar bleibt dabei jedoch die beschriebene Abhängigkeit der Aufstiegsgeschwindigkeit von der PRF. Aufgrund der über die Sichtlinie integrierten Messmethodik, als auch aufgrund der relativ hohen Schwankungswerte, sind jedoch weitere Untersuchungen notwendig, um die genauen Interaktionsmechanismen zwischen der Stromaufbewegung der PSLE-Filamente und der rotationsbehafteten Strömung zu erkennen.

4.2.2 Abklingzeit, Intensität, Aufstiegshöhe und Pulsenergie

Die Energie der NRP-Pulse als auch die Anzahl der Initialisierungspulse ist entscheidend für die Amplitude der elektrischen Leistung und somit auch für die Amplitude des Quellterms bei der Modulationsfrequenz (siehe Kap. 3.4.4). Zudem zeigten die Zeitreihen der Lichtemissionen von NRP-Entladungen in der Nähe einer Flamme eine zyklische Abhängigkeit der Lichtintensität von der Aufstiegshöhe der PSLE-Filamente (Abb. 4.11). Im Folgenden wird daher detailliert der Einfluss der Position bzw. der Krümmung des Entladungsweges auf die Pulsenergie untersucht. Aufgrund der im Vergleich zur PRF langen Erfassungszeit der Pulsenergie können die Daten lediglich phasengemittelt mit den entsprechenden Bilddaten verglichen werden. Verwendet werden daher burst-modulierte Pulssequenzen. Die phasengemittelten Daten geben dabei die Möglichkeit den Einschwingvorgang zu Beginn jeder Pulssequenz, bei dem alle PSLE-Filamente an der Brennerplatte beginnen aufzusteigen, zu untersuchen. Zusätzlich bietet die BM (bei Arbeitszyklen wesentlich kleiner als 100%) die Möglichkeit, dass Abklingverhalten der PSLE zwischen zwei Pulssequenzen zu analysieren.

Abbildung 4.14 und Abb. 4.15 zeigen die ermittelte Höhe sowie die gemessene Pulsenergie der ersten 38 Pulse für burst-modulierte Pulssequenzen mit einem Arbeitszyklus von 10% bzw. 20%, 50% und 90%. Die Modulationsfrequenz beträgt 112 Hz (linke Spalte) und 648 Hz (rechte Spalte) bei einer PRF von 25 kHz. Die Pulsenergie an den entsprechenden Pulspositionen ist ein aus 10 Wiederholungsmessungen phasengemittelter Wert. Die Höhe der PSLE-Filamente ist aus ebenfalls phasengemittelten OH^*-Bildern (250 fps, Belichtungszeit 1/25 000 s) mit den in Abb. 4.7 skizzierten Shutter-Einstellungen ermittelt worden. Da gezeigt werden konnte, dass der Einfluss der Flammenkonfiguration sowohl auf die Pulsenergie, als auch auf die ermittelte Höhe der PSLE vernachlässigbar klein ist, zeigen Abb. 4.14 und Abb. 4.15 die Werte aus allen gemessenen Konfigurationen (Tab 4.1). Aufgetragen sind die Werte über die mit der PRF normierten Zeitachse, welche stellvertretend für die jeweilige Pulsnummer in der Sequenz ist (siehe dazu auch Abb. 3.1). Zu beachten ist, dass die Bilder anders als bei der Messung der Pulsenergie nicht nur bei speziellen Pulspositionen, sondern über die gesamte Periode verteilt gemacht wurden und somit auch bei nicht ganzzahligen Pulsnummern erscheinen. Die rote Linie gibt jeweils den Durchschnittswert an.

Abhängigkeiten der Pulsenergie

Wie Abb. 4.14 zeigt, weist die Pulsenergie bei einem Arbeitszyklus von 10% (DC= 0,1) die auch bei der Entladung in Luft (Abb. 3.13) beobachteten Initialisierungspulse zu Beginn jeder Sequenz auf. Analog zu den Luftmessungen zeigen sich auch hier 2 bis 5 Pulse mit niedrigem Energieeintrag sowie ein leichtes Überschwingen im Anschluss. Unabhängig von der Modulationsfrequenz nimmt die Energie der Initialisierungspulse mit steigendem Arbeitszyklus jedoch stetig zu, sodass bei einem Arbeitszyklus von 90% eine konstante Pulsenergie für die gesamte Pulssequenz ermittelt werden konnte.

Nach Heitz et al. (2016) wird der Bildungsprozess von NRP-Plasma durch die Aufenthaltszeit der reaktiven Teilchen als auch durch die freigesetzte Wärme von vorangegangenen Entladungen im Bereich zwischen den Elektroden beeinflusst. Bei den von Heitz et al. gezeigten Ergebnissen ließ sich ein signifikanter Einfluss auf die Pulsenergie bei einer Änderung der Aufenthaltszeit im Bereich um 1 ms beobachten. Untersucht wurden hier NRP-Plasmaentladungen in einer laminaren Strömung. Bei Vernachlässigung des Einflusses der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen auf das Strömungsfeld berechnet sich die Aufenthaltszeit der Spezies zwischen den Elektroden, in den hier durchgeführten Experimenten, abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit zu 0,6 ms ($\dot{m}_{CH4} = 0,5$ kg/h, $\Phi = 0,75$) bzw. 1,8 ms ($\dot{m}_{CH4} = 0,2$ kg/h, $\Phi = 0,95$). Der Bereich zwischen den Elektroden wurde dabei mit einer Länge von 8 mm abgeschätzt. Dies entspricht in etwa dem Bereich, indem PSLE-Filamente beobachtet werden konnten. Trotz dieser starken Änderung der

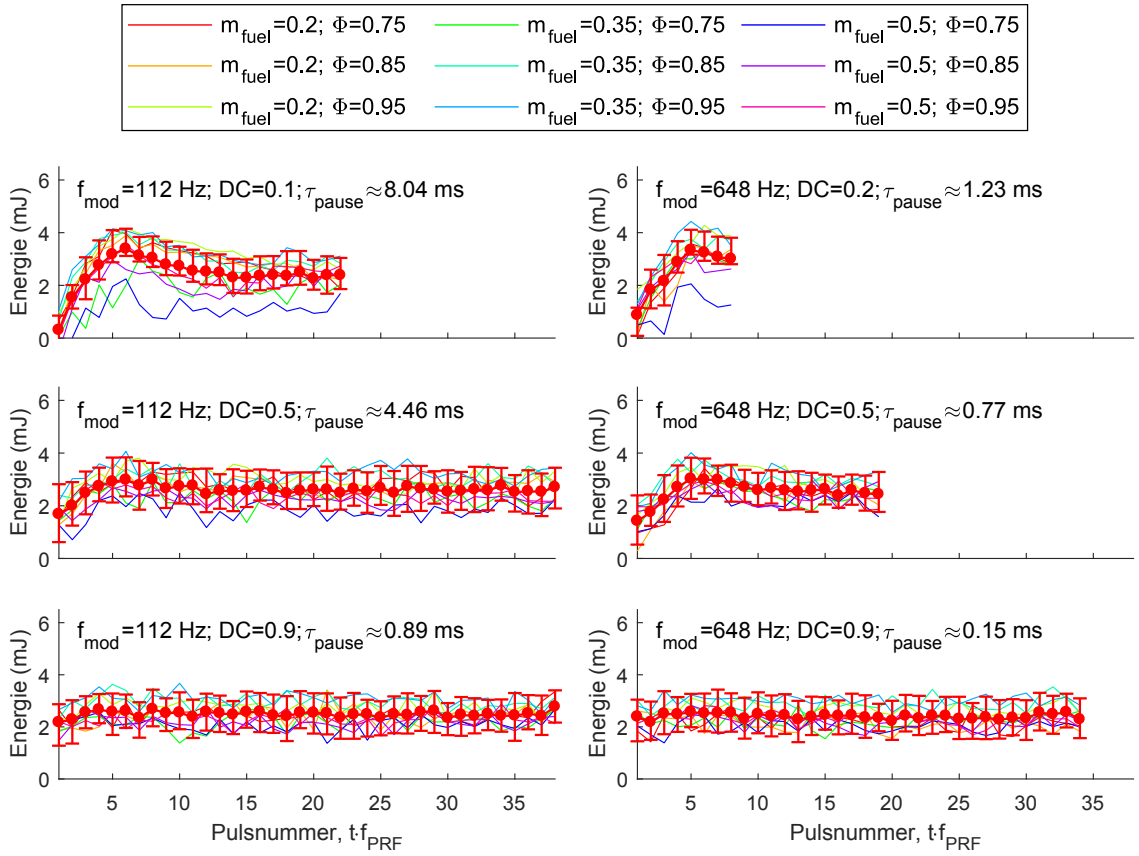


Abbildung 4.14: Einfluss des Arbeitszyklus auf die Energie der Initialisierungspulse burst-modulierter NRP-Pulssequenzen bei verschiedenen Flammenkonfigurationen ($f_{\mathrm{PRF}} = 25\,\mathrm{kHz}$); Linke Spalte: $f_{\mathrm{mod}} = 112\,\mathrm{Hz}$; rechte Spalte: $f_{\mathrm{mod}} = 648\,\mathrm{Hz}$; rote Line: Mittelwert aller Flammenkonfigurationen inkl. 25% und 75% Quantile

Aufenthaltszeit von über 1 ms ist kein signifikanter Einfluss auf die Anzahl oder die Energie der Initialisierungspulse zu beobachten (siehe Abb. 4.14).

Der Zeitbereich ohne Plasmaentladungen wird mit steigender Frequenz und steigendem Arbeitszyklus immer geringer. Dabei zeigt sich ebenfalls keine signifikante Abhängigkeit der Pulsenergie: Wo bei einer Modulationsfrequenz von $f_{\mathrm{mod}} = 648\,\mathrm{Hz}$ und DC= 50% mit einer Pausenzeit von $\tau_{\mathrm{pause}} = 0{,}77\,\mathrm{ms}$ noch deutliche Initialisierungspulse erkennbar sind, verschwinden diese bei $f_{\mathrm{mod}} = 112\,\mathrm{Hz}$, DC= 90% mit einer wesentlich längeren Pausenzeit von $\tau_{\mathrm{pause}} = 0{,}89\,\mathrm{ms}$ gänzlich. Es ist daher anzunehmen, dass die durch das NRP-Plasma hervorgerufene Flammendynamik einen Einfluss auf die Pulsenergie hat. Wie in aktuellen Studien gezeigt, kann mit NRP-Plasma die lokale Brenngeschwindigkeit laminarer Flammen erhöht werden (Lacoste et al., 2015). Es kann daher angenommen werden, dass die Flamme auf burst-modulierte Pulssequenzen mit einer periodischen Bewegung antwortet. Eine sich in die Entladungszone bewegende Flamme würde dabei den Entladungsprozess durch die bereitgestellten freien Ladungsträger positiv beeinflussen, wodurch sich zudem die Anzahl an Ionisierungspulsen stark reduzieren würde. Gestützt wird diese Theorie durch die später beschriebenen Untersuchungen der Flammenantwort auf tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen im Kap. 4.5. Dabei zeigte sich, dass sowohl die absolute Auslenkung der Flamme in Stromaufrichtung als auch die Haltezeit der Flamme in diesem ausgelenkten Zustand mit dem Arbeitszyklus steigt. Unter der Annahme des positiven Einflusses der Flamme in der Nähe der Entladungszone von NRP-Pulsen würden beide Effekte zu einer Reduktion der Initialisierungspulse führen und somit eine Erklärung für das in Abb. 4.14 und Abb. 4.15 gezeigte Verhalten liefern.

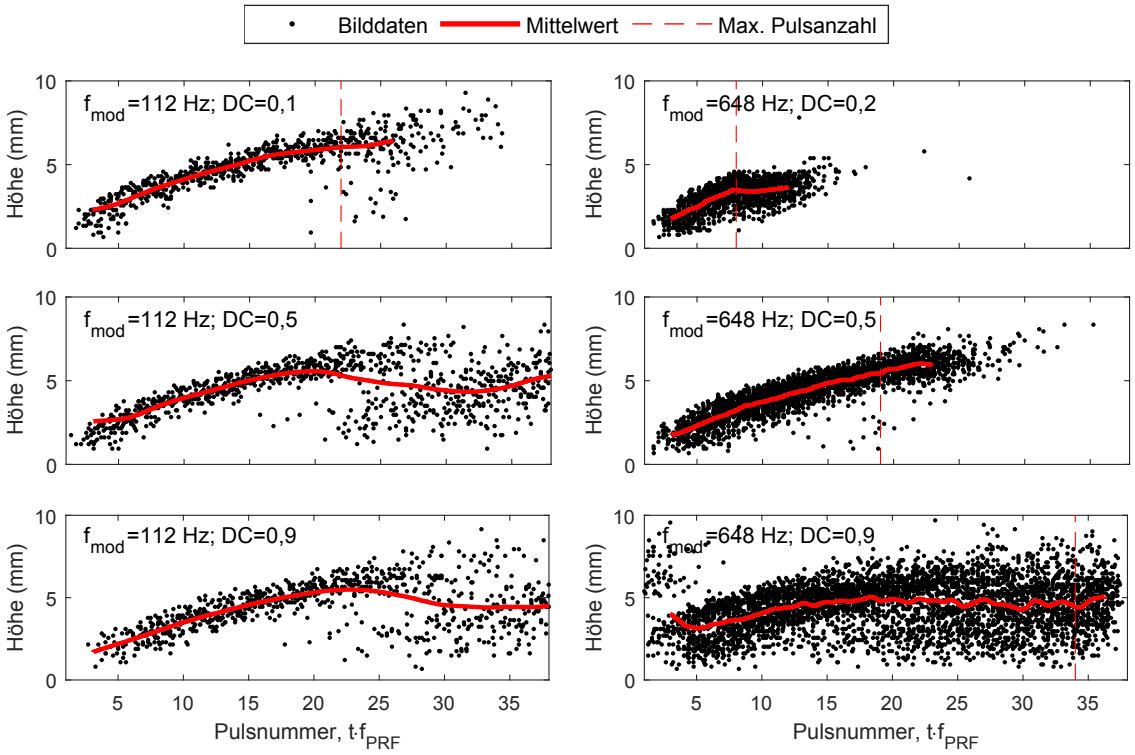


Abbildung 4.15: Einfluss des Arbeitszyklus auf die maximale Steighöhe der PSLE-Filamente ($f_{\mathrm{PRF}} = 25\,\mathrm{kHz}$, DC=0,1; 0,5; 0,9); Linke Spalte: $f_{\mathrm{mod}} = 112\,\mathrm{Hz}$; rechte Spalte: $f_{\mathrm{mod}} = 648\,\mathrm{Hz}$

Abklingzeit der PSLE-Intensität

Bei entsprechend langer Pause zwischen zwei Burst-Sequenzen lässt sich das Abklingverhalten der Lichtintensität der PSLE-Filamente untersuchen. Abbildung 4.16 zeigt hierzu repräsentative Ergebnisse der integralen Lichtintensität der PSLE-Filamente von burst-modulierten Pulssequenzen mit einem Arbeitszyklus von 20%, 50% und 90% ($f_{\mathrm{mod}} = 648\,\mathrm{Hz}$). Da zu Beginn jeder Pulssequenz der Aufstiegszyklus der PSLE-Filamente erneut beginnt, lässt sich analog zur unmodulierten Pulssequenz ein Anstieg der Pulsintensität bis zu einem Maximum beobachten (siehe auch Abb. 4.11). Nach beendeter Pulssequenz kann dabei ein exponentieller Abfall der PSLE-Intensität beobachtet werden. Zu beachten ist dabei, dass die Anzahl an Pulsen zwischen dem Beginn des Aufsteigens und der Neubildung eines PSLE-Filaments in der Nähe der Brennerplatte stark schwankt. Dies wiederum führt zu einer stärkeren Streuung der Lichtintensität bei höheren Pulsnummern. Im Mittel lässt sich in der Pause zwischen zwei Pulssequenzen jedoch ein exponentielles Abklingen der Lichtintensität beobachten, was über folgende Gleichung dargestellt werden kann:

$$I = I_0 e^{-\delta t} \,. \tag{4.3}$$

Dabei ist I_0 die Intensität zum Zeitpunkt des Ausschaltens der Plasmaanregung. Die Abklingrate ergibt sich dabei zu $\delta = 28300\,1/\mathrm{s}$, wodurch sich eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = \ln(2)/\delta \approx 25{,}5\,\mu\mathrm{s}$ berechnen lässt. Unabhängig von Modulationsfrequenzen und Arbeitszyklen sind so ca. 0,3 ms nach dem letzten Entladungsprozess keine PSLE mehr detektierbar. Die im Vergleich zur Periodenlänge relativ lange Abklingzeit der PSLE führt bei entsprechend hoher Modulationsfrequenz bzw. hohem Arbeitszyklus dazu, dass PSLE-Filamente zu Beginn der Pulssequenz weit oberhalb der Brennerplatte beobachet werden können (siehe z.B. Abb. 4.15, $f_{\mathrm{mod}} = 648\,\mathrm{Hz}$, DC=0,9). Wie bereits bei den Voruntersuchungen der PSLE (Kap. 4.2) zeigt sich auch hier, dass die Abklingzeit der PSLE-Filamente die Lebensdauer von angeregten OH^*-Radikalen (700 ns (Lauer, 2011)) um Größenord-

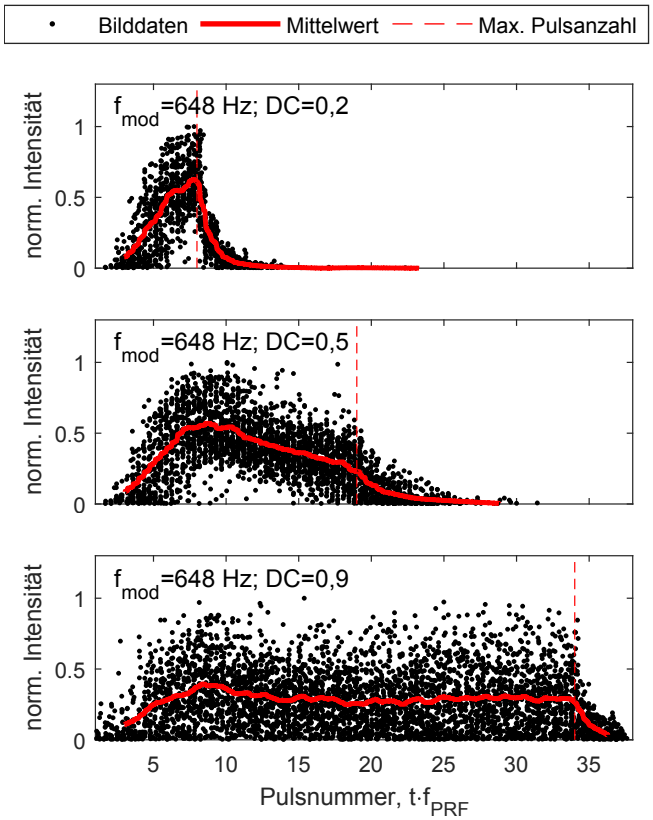


Abbildung 4.16: Integrale Lichtintensität der PSLE-Filamente einer mit burst-modulierten Pulssequenzen angeregten Drallflamme, abhängig von der Pulsposition bei verschiedenen Arbeitszyklen; f_{mod} = 648 Hz, f_{PRF} = 25 kHz, DC=0,2, 0,5, 0,9.

nungen überschreitet. Auch im Weiteren wird daher davon ausgegangen, dass die PSLE-Filamente lediglich ein lokal begrenztes Phänomen darstellen, welche für die Analyse der Flammenantwort auf tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen vernachlässigt werden können.

4.3 Methode zur Trennung der Flammenemissionen von den PSLE

Um die Flammenreaktion auf burst-moduliertes NRP-Plasma zu untersuchen, werden in der Nachbearbeitung die PSLE-Filamente in jedem Bild ermittelt und entfernt. Dies ist notwendig, da angenommen werden kann, dass die PSLE den Entladungsprozess selbst, jedoch nicht die Flammendynamik beschreibt. Die Untersuchungen in Kap. 4.2 haben gezeigt, dass die örtliche Position der Entladungskanäle aufeinanderfolgender HV-Pulse nur wenig voneinander abweichen. Um repräsentative mittlere Ergebnisse zu erhalten wurden die nachfolgenden Ergebnisse daher aus Messreihen mit relativ niedrigen Bildraten (125 und 250 fps) und langer Messdauer (> 20 s) ermittelt. Zur Reduzierung des Messrauschens als auch zur Analyse der Flammenantwort bei der Modulationsfrequenz werden die Messdaten zudem phasengemittelt analysiert.

Löschung der PSLE

Abbildung 4.17 skizziert die Methode zur Entfernung der PSLE-Filamente. Die obere Bildzeile zeigt repräsentative Einzelbilder der gemessenen OH*-Intensität (Belichtungszeit von 1/3000) einer mit unmodulierten NRP-Plasma angeregten Flamme (PRF=28 kHz) mit PSLE (Abb. 4.17a) sowie nach der Entfernung der PSLE (Abb. 4.17b). Die untere Bildzeile entspricht den Flammenbil-

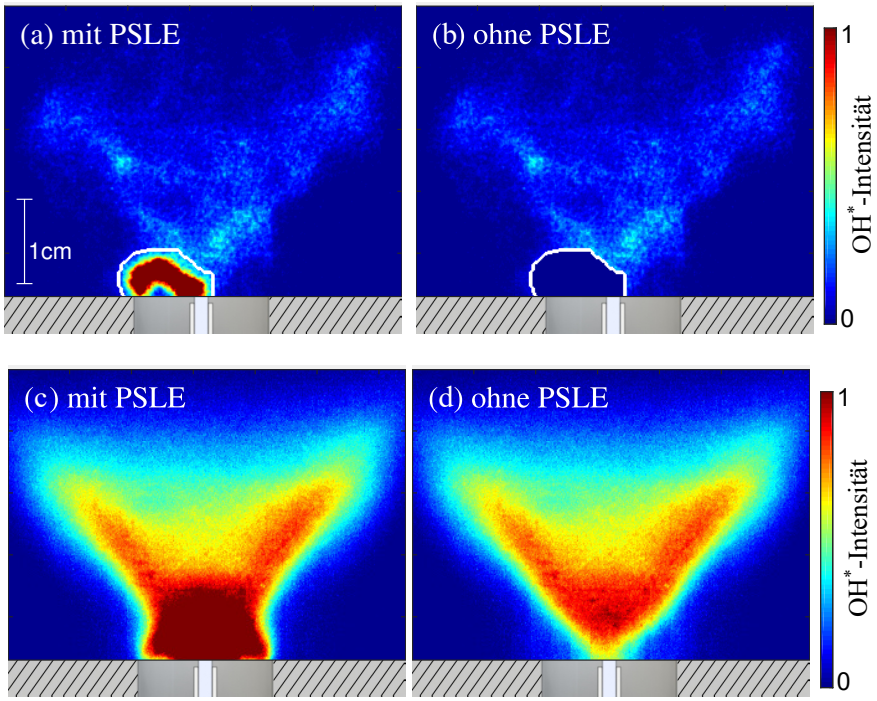


Abbildung 4.17: OH*-Intensität einer mit unmodulierten NRP-Plasma (PRF=28 kHz) angeregten Flamme vor und nach dem Löschen der PSLE-Filamente; teilweise gesättigte Farbskala; (a,b): einzelne Fotografie mit einer Belichtungszeit von 1/3000 µs; (c,d): über 3000 Bilder gemittelte OH*-Intensität (125 fps)

dern nach einer Mittelung über 3000 Bilder (125 fps). Das Intensitätsniveau der PSLE-Filamente übersteigt das der Flamme um mehrere Größenordnungen. Zur Visualisierung von Flamme und PSLE ist das Bild mit PSLE (Abb. 4.17c) daher in der Nähe der Düsenöffnung gesättigt dargestellt. Aufgrund des starken Intensitätsunterschiedes von Flamme und PSLE-Filament konnten die PSLE-Filamente mittels eines gradientenbasierenden Algorithmus zur Kantenerkennung präzise aus den Lichtemissionen der Flamme gelöscht werden. Die weiße Linie in Abb. 4.17a umschließt dabei den Bildbereich des PSLE-Filamentes, welches in der Nachbearbeitung auf Null gesetzt wurde (Abb. 4.17b). Aufgrund der örtlichen Schwankung der Position des Entladungspfades rund um den Düsenauslass (siehe hierzu Abb. 4.2) konnten die gelöschten Bildflächen während der Phasenmittelung wieder mit Flammeninformationen ersetzt werden. Wo bei den phasengemittelten Bildern mit PSLE der Flammenfuß breit und OH*-intensiv wirkt, ist nach der Entfernung der PSLE wie zu erwarten eine deutliche V-Form der Flamme zu erkennen. Eine Analyse der Flammenintensität nahe der Brennerplatte als auch der globalen Flammenform wurde somit möglich. Zu beachten gilt jedoch auch weiterhin, dass Effekte wie Lichtreflexionen der PSLE an der Brennerplatte oder am Quarzglas mittels der beschriebenen Methode aufgrund des diffusen Charakters nicht berücksichtigt werden können.

Das einfallende Licht wurde bei allen gezeigten Messungen auf ein Maximum verstärkt, sodass lediglich 1% der gemessenen Bildpunkte gesättigt sind. So kann eine hohe Dynamik bei vernachlässigbar kleinem Bildrauschen garantiert werden. Dabei setzte die Sättigung bei dem hier verwendeten Messsystem ein, sobald die Lichtintensität einen Wert über 4095 erreichte (Bildtiefe von 12bit entspricht 2^{12} = 4096 Inkrementen, abzüglich der Null). Zudem wurde bei der Nachbearbeitung der Bilddaten bewusst auf die Verwendung eines globalen Grenzwertes zur Löschung der PSLE verzichtet. Hierzu zeigt Abb. 4.18 das 99,9% Perzentil[1] von 3500 Einzelbildern

[1]Das 99,9%-Perzentil besagt, dass 99,9% aller Werte kleiner oder gleich dem gegebenem Wert sind. Einzelne

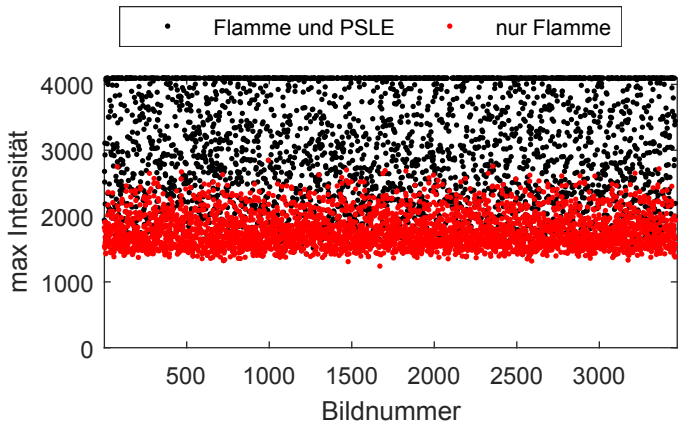


Abbildung 4.18: Maximale Bildintensität der Flammenbilder vor und nach dem Entfernen der PSLE-Filamente.

einer Flamme, welche mittels einer unmodulierten Pulssequenz (PRF= 28 kHz) angeregt wurde. Ohne Nachbearbeitung (schwarze Punkte) zeigt sich, dass bei einem Großteil der Bilder der Maximalwert im Sättigungsbereich zu finden ist. Nach Entfernen der PSLE (rote Punkte) sinkt der Wert jedoch signifikant. Anders als bei einem globalen Grenzwert zur Detektierung der PSLE-Filamente ist durch das gezielte Löschen der PSLE-Filamente kein absoluter Intensitätsgrenzwert notwendig. Somit gewährleistet das selektive Löschen der von den PSLE betroffenen Bildbereiche einen Einblick in die Flammenantwort der gesamten Flamme, ohne dass es zu einer Reduzierung der Bilddynamik kommt. An dieser Stelle soll zudem angemerkt werden, dass die Flammenemissionen lediglich am Flammenfuß von den PSLE überlagert wurden. Der obere Teil der Flamme blieb somit von der hier beschriebenen Nachbearbeitung unbeeinflusst.

Phasenmittelung

Zur Phasenmittelung der Bilddaten wurde das Triggersignal (TTL-Signal) der Pulssequenz als auch die Bildposition mit einer Abtastrate von 65536 Hz aufgezeichnet. Aufgrund der hohen PRF und der sehr kurzen high-time des Triggersignals wurde zwar jeder HV-Puls erfasst, jedoch waren die Amplituden der einzelnen Triggerpulse stark verrauscht. Daher wurde in der Nachbearbeitung die Amplitude jedes erfassten Triggerpulses auf 1 gesetzt und die Einhüllende (Rechtecksignal) gebildet, siehe Abb. 4.19. Zur Bestimmung der Phase jedes Bildes wurde die Einhüllende (schwarz gestrichelt) mittels eines schmalbandigen Bandpassfilters um die Modulationsfrequenz $f_{\mathrm{mod}} \pm 10$ Hz gefiltert. Die momentane Phase der Pulssequenz (rot) wurde über das Argument der Hilbertransformierten der Einhüllenden ermittelt. Aus dem Vergleich der momentanen Phase und der Bildposition (schwarze Linie) konnte so die Phase jedes Bildes ermittelt werden. Die Bildposition wurde dabei über das ebenfalls erfasste Shuttersignal der Kamera (Rechtecksignal) ermittelt und entsprach der halben high-time. Der Phasenbereich von $-\pi$ bis π wurde zur Mittelung in 30 gleichgroße Segmente unterteilt, wobei alle Bilder in den entsprechenden Segmenten zunächst summiert und dann durch die Anzahl an Bildern pro Segment normiert wurden. Nachfolgende Ergebnisse wurden aus mehr als 180 Bildern pro Segment berechnet. Aufgrund der Entfernung der PSLE (siehe Abb. 4.17) während der Bildnachbearbeitung muss zudem berücksichtigt werden, dass jeder Pixel aus einer unterschiedlichen Anzahl an Bildern aufsummiert wurde. Zur Mittelung wurde daher mit einer angepassten Anzahl-Matrix (Abb. 4.20) verwendet, welche die normierte Anzahl an Bildern pro Bildpunkt N enthielt. Die schwarze Kontourlinie in Abb. 4.20 zeigt dabei die Flammenkontour.

Ausreißer können so berücksichtigt werden.

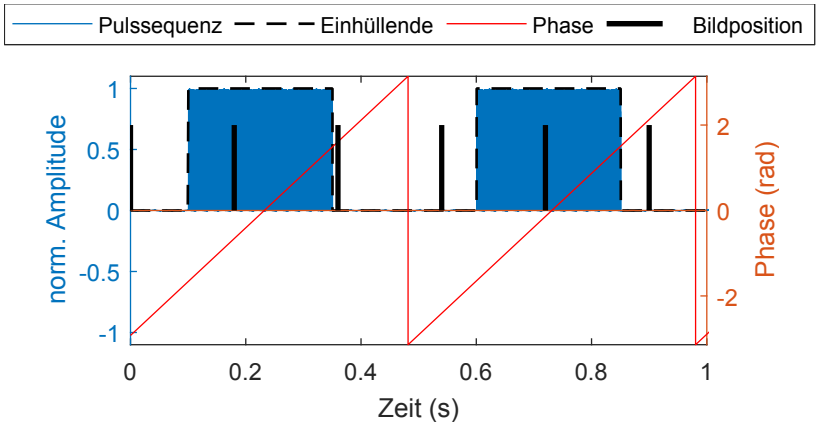


Abbildung 4.19: Skizze zur Bestimmung der relativen Phasenlage der aufgenommenen Bilder bzgl. der Pulssequenz

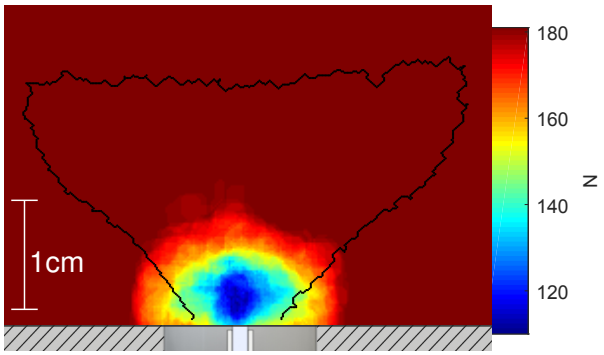


Abbildung 4.20: Matrix zur Normierung der aufsummierten Bildpunkte aus 180 Bildern bei Berücksichtigung der entfernten PSLE-Filamente; Die schwarze Linie entspricht der Flammenkontur

Ergebnisse in dieser Arbeit sind mit einer Mittelungsanzahl jedes Bildpunktes von mindestens $N = 80$ bestimmt.

4.4 Flammenantwort auf unmodulierte NRP-Plasmasequenzen

Um die Auswirkungen von NRP-Plasma auf eine drallstabilisierte Flamme zu untersuchen, wurde zunächst eine Flamme ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$) mit unmodulierten Pulssequenzen steigender PRF (2 bis 28 kHz) angeregt. Die Flammenantwort wurde dabei über die mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (250 fps, Belichtungszeit von 1/PRF) ermittelte OH*-Intensität erfasst.

Abbildung 4.21 zeigt die gemittelte OH*-Intensität der Flamme, nachdem die PSLE, wie in Kap. 4.3 beschrieben, aus den Bildern entfernt wurde. Alle Bilder enthalten die Kontur der Flamme ohne Plasmaanregung (Abb. 4.21a) und sind mit dem gleichen Wert normiert. Dabei zeigt sich mit steigender PRF (Abb. 4.21b bis Abb. 4.21d) eine sukzessive Verschiebung des Bereiches der dominanten Lichtemissionen. Der Bereich wandert dabei von den oberen, äußeren Spitzen der Flamme stromauf zum Düsenauslass, wo auch die Plasmaentladungen lokalisiert werden können. Im Vergleich zur Flammenkontur ohne Plasmaanregung zeigt sich zudem, dass die Flamme mit zunehmender PRF kompakter wird. Zudem lässt sich ein globaler Anstieg der Lichtintensität erkennen. Zur Beschreibung des beobachteten Einflusses von NRP-Plasma auf die Flamme werden im Weiteren das Zentrum der integralen Lichtemission (CoLE, engl. „center of light emission“) als auch die integrale OH*-Intensität ermittelt. Letzteres ist dabei als die Summe aller Einträge der

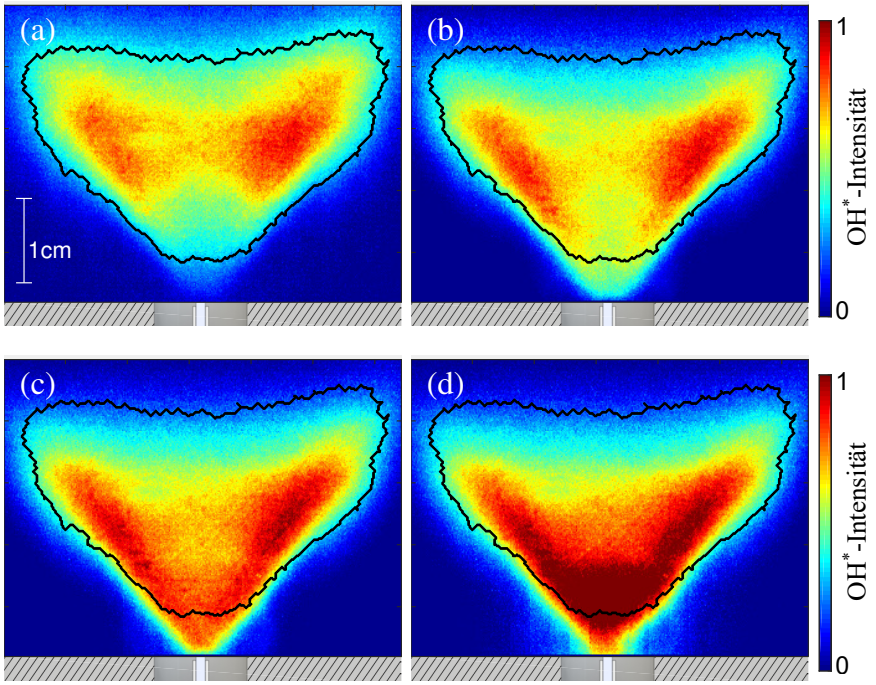


Abbildung 4.21: Mittleren OH*-Intensität abhängig von der PRF. Die repräsentativen Bilder enthalten jeweils die Kontur der Flamme ohne Plasmaanregung (schwarze Linie); (a): ohne Plasmaanregung; (b): f_{PRF} = 10 kHz; (c): f_{PRF} = 15 kHz; (d): f_{PRF} = 28 kHz

Bildmatrix **M**, welche die OH*-Lichtintensität in x und y Richtung enthält, definiert. Die CoLE berechnet sich ebenfalls wie folgt aus der Bildmatrix **M** :

$$C_x = \frac{\sum_j x_j \sum_i M(x_i, y_i)}{\sum_i \sum_j M(x_i, y_i)} \quad \text{und} \quad C_y = \frac{\sum_j y_j \sum_i M(x_i, y_i)}{\sum_i \sum_j M(x_i, y_i)} \,. \tag{4.4}$$

Zu beachten ist dabei, dass sich aufgrund der Rotationssymmetrie des gesamten Systems die Verschiebung der Flamme in horizontaler Richtung x für alle getesteten Fälle zu weniger als 0,2 mm ergibt. Dies entspricht in etwa auch der Auflösungsgenauigkeit von 0,17 mm/px und kann daher als vernachlässigbar klein betrachtet werden.

Abbildung 4.22 zeigt die integrale OH*-Intensität der Flamme (Abb. 4.22a) und die Verschiebung der CoLE (Abb. 4.22b) mit steigender PRF bis 28 kHz. Die Position der CoLE wird dabei relativ zur Position ohne Plasmaanregung angegeben. Somit entsprechen negative Werte einer stromauf Bewegung der CoLE. Die schwarze Linie entspricht den Ergebnissen ohne Trennung von Flamme und PSLE, wobei die rote Linie lediglich aus den Flammeninformationen nach dem Entfernen der PSLE berechnet wurde. Verwendet wurden die in Abb. 4.7 skizzierte Shutter-Einstellungen mit einer Belichtungszeit, welche dem inversen der untersuchten PRF entsprach. Zur Ermittlung der gemittelten Flammenbilder wurde bei jedem Messpunkt einmal mit und einmal ohne Plasmaanregung bei gleichbleibenden Shutter-Einstellungen gemessen. Dargestellt ist jeweils die auf den Wert ohne Plasmaanregung normierte OH*-Intensität. So konnte sichergestellt werden, dass trotz variabler Belichtungszeit bei den verschiedenen PRF die Ergebnisse vergleichbar bleiben. Aufgrund der signifikant höheren Intensität der PSLE im Vergleich zur Flammenintensität, als auch der Positionierung am Fuß der Flamme, reduziert sich sowohl die maximale Auslenkung der CoLE als auch die integrale OH*-Intensität nach Entfernen der PSLE. Die maximale Verschiebung entgegen der Strömungsrichtung kann dabei zu 1,5 mm ermittelt werden. Jedoch zeigt sich auch

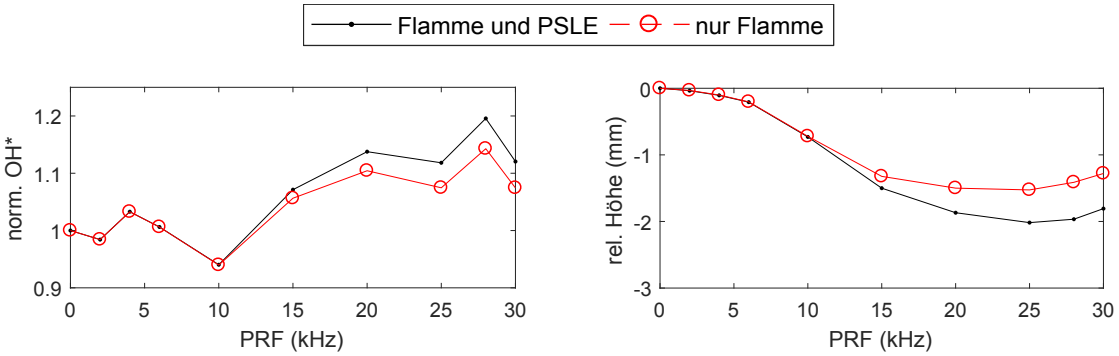


Abbildung 4.22: Integrale OH*-Intensität (a) und relative Höhe der CoLE (b) einer mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme abhängig von der PRF. Gezeigt werden die Werte einer Flamme vor- und nach der in Kap. 4.3 beschriebenen Löschung der PSLE, normiert jeweils mit der OH*-Intensität der Flamme ohne Plasmaanregung ($D = 80$ mm)

weiterhin ein Anstiegt der integralen OH*-Intensität von bis zu 20% im Vergleich zur Flamme ohne Plasmaanregung. Die Bewegung von laminaren Flammen während der Plasmaanregung wurde dabei unter anderem auch von Lacoste et al. (2015) untersucht. Vergleiche von experimentellen und numerischen Ergebnissen lassen dabei vermuten, dass die Verschiebung der Flamme mit einem lokalen Anstieg der Brenngeschwindigkeit in der Nähe der Elektroden zusammenhängt. Somit lässt sich annehmen, dass der gleiche Prozess die beobachtete stromauf Bewegung der drallstabilisierten Flamme in Abb. 4.21 erklärt. Dieser Effekt ist jedoch immer noch Thema aktueller Untersuchungen und weitere Studien werden notwendig sein, um alle hier beteiligten Wirkprozesse aufzudecken.

Die integrale OH*-Intensität wird in der Verbrennungstechnik zudem häufig als Maß für die Wärmefreisetzungsrate von Flammen aus perfekt vorgemischten Brennstoff-Luft-Gemischen verwendet (Lauer, 2011; Li et al., 2015). Auch in der plasmaunterstützten Verbrennung wird es unter anderem zur Charakterisierung von Zündvorgängen (Ju und Sun, 2015a), der Flammenform und -position (Li et al., 2016) als auch zur Beschreibung der Wärmefreisetzungsrate während der Plasmaanregung (Lacoste et al., 2015) herangezogen. Während bei den Untersuchungen mit NRP-Glimmentladungen von Lacoste et al. (Lacoste et al., 2015) kein signifikanter Anstieg der mittleren CH*-Intensität der Flammenantwort beobachtet werden konnte, zeigte sich bei den Experimenten mit NRP-Funkenentladungen von Pillar et al. (Pilla et al., 2006) ein Anstieg von bis zu 40% im gesamten untersuchten Wellenlängenbereich (300–500 nm). Pillar et al. konnten dabei unter anderem ebenfalls zeigen, dass die Produktion von OH-Radikalen (OH*), als auch atomarem Wasser- und Sauerstoff bei Anregung einer turbulenten Flamme mit Glimmplasma wesentlich geringer ist als bei Funkenplasma. Diese spielen jedoch eine Schlüsselrolle für die Initiierung der Verbrennungsprozesse, da sie für die Spaltung von CH-Bindungen in Brennstoffen auf Kohlenwasserstoffbasis verantwortlich sind (Gardiner, 1984). Es ist daher anzunehmen, dass es sich bei den beobachteten PSLE-Filamenten um Spezien handelt, welche bei dem Entladungsprozess entstanden sind. Dabei kann aufgrund des hohen Turbulenzgrades nicht ausgeschlossen werden, dass es während des Aufstiegsprozesses der Entladungskanäle (siehe hierzu auch Abb. 4.8) zu einer Vermischung der PSLE-Filamente mit dem restlichen Gasgemisch kommt. Auch können diffuse Reflexionen der PLSE an dem Quarzglas oder der Brennerplatte nicht berücksichtigt werden. Unabhängig von der Beschaffenheit der PSLE-Filamente gilt jedoch zu beachten, dass der Energiebeitrag der Plasmaentladungen (< 90 W) im Vergleich zur thermischen Flammenleistung (> 5600 W) klein ist. Sollte die integrale Lichtemission in dem untersuchten Wellenlängenbereich (300–340 nm) nur auf der Chemilumineszenz von OH* beruhen, und diese Lichtemissionen proportional zur Wärmefreisetzungsrate sein, sollte sich kein signifikanter Unterschied in der gemessenen integralen Lichtintensität zeigen. Somit sind weitere Untersuchungen notwendig, um den hier

beobachteten Anstieg der integralen Lichtemissionen mit der PRF im Detail zu ergründen.

4.5 Dynamische Flammenantwort auf Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen

Um den Einfluss von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen auf die Flammendynamik zu untersuchen, wurden die für OH-Radikale relevanten Lichtemissionen im Wellenlängenbereich von 300–340 nm mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Untersucht wurde die Flammenantwort von den in Tab. 4.1 aufgeführten Flammenkonfigurationen bei Anregung mit burst-modulierten Pulssequenzen. Das einfallende Licht wurde dabei, wie in Kap. 4.1.2 beschrieben, gefiltert und die Lichtemissionen des Entladungsprozesses mittels eines elektro-optischen Shutters, wie in Abb. 4.7 gezeigt, geblockt. Bei allen gezeigten Ergebnissen wurde die Flammeninformation von den PSLE-Filamenten während der Nachbearbeitung separiert, sodass sich die Auswertungen auf die für die Flammenantwort relevanten Lichtemissionen konzentrieren (siehe auch Kap. 4.3). Aufgrund dieser Phasenmittelung wurden alle mit der Grundfrequenz f_{mod} unkorrelierten Anteile (z.B. Rauschen oder nicht ganzzahlige Vielfache der Modulationsfrequenz) minimiert. Da die PSLE aus den Bildern entfernt wurden, müssen phasengemittelte Werte verwendet werden, sodass die entstandenen Löcher wieder mit Flammeninformationen gefüllt werden. Um eine genügend große Mittelungsanzahl zu erreichen ist die maximale Anzahl an Segmenten pro Periode auf 30 begrenzt. Bedingt durch die feste Segmentanzahl steigt mit der Frequenz die zeitliche Auflösung der Ergebnisse.

4.5.1 Charakteristisches Schwingungsverhalten der OH*-Intensität und der CoLE-Position

Abbildung. 4.23 zeigt eine repräsentative, phasengemittelte Flammenantwort ($\dot{m}_{\mathrm{CH4}} = 0{,}2\,\mathrm{kg/h}$; $\Phi = 0{,}75$) auf Anregung mit burst-moduliertem NRP-Plasma bei $f_{\mathrm{mod}} = 24\,\mathrm{Hz}$, DC= 50% und $f_{\mathrm{PRF}} = 25\,\mathrm{kHz}$. Die oberen beiden Bilder zeigen die integrale OH*-Intensität (links) sowie die Höhe der CoLE nach Gl. (4.4) (rechts). Die unteren Flammenbilder zeigen repräsentative Verteilungen der Lichtintensität bei den in den oberen Grafiken gekennzeichneten Phasenwinkeln (Abschnitt 6, 10, 13, 22, 25 und 28). Die schwarze Linie entspricht dabei der Flammenkontur ohne Plasmaanregung. Mit beginnender Plasmaanregung (Phasenwinkel von $-\pi/2$, Abschnitt 6 zu 10) wandern die dominanten Lichtemissionen von den äußeren, oberen Flanken der Flamme stromauf zum Düsenauslass. Die integrale Lichtintensität zeigt dabei ein leichtes Überschwingen und übersteigt an seinem Maximum die Lichtintensität der Flamme ohne Plasmaanregung um über 14%. Nach dem Überschwingen der OH*-Intensität verbleibt der Wert, vergleichbar zu dem in Abb. 4.22 gezeigten Wert, nahezu konstant bei 1,10 (Abschnitt 13 bis 22). Anders zeigt sich bei der Bewegung der CoLE nach einem kurzen Unterschwingen (Frame 10 zu 13) eine stetige Verschiebung stromab in Strömungsrichtung. Die Lichtemissionen steigen dabei weitestgehend gleichverteilt über die gesamte Flamme an, wobei ein leichter dominanter Anteil am Fuß der Flamme zu beobachten ist. Im Vergleich zur Flammenantwort im Zyklus ohne Plasmaanregung (Abschnitt 6) verringert sich der Öffnungswinkel der V-Flamme mit NRP-Plasma (Abschnitt 13) leicht. Zudem lässt sich zeigen, dass das Volumen der Flamme während der Plasmaanregung abnimmt. Nach Beendigung der Plasmaanregung bei einem Phasenwinkel von $\pi/2$ können die zuvor beschriebenen Prozesse in umgekehrter Reihenfolge beobachtet werden (Abschnitt 22 zu 28): Die dominante Wärmefreisetzungszone wandert wieder an dem oberen Rand der Flamme. Nach einem Unterschwingen der OH*-Intensität zeigt sich eine Abnahme auf das ursprüngliche Niveau. Auch die CoLE bewegt sich wieder stromab und nimmt einen Wert nahe des Ursprungsortes (0 mm) an. Zudem wird die Flamme wieder in Strömungsrichtung gestreckt, wodurch sich der Öffnungswinkel wiederum vergrößert.

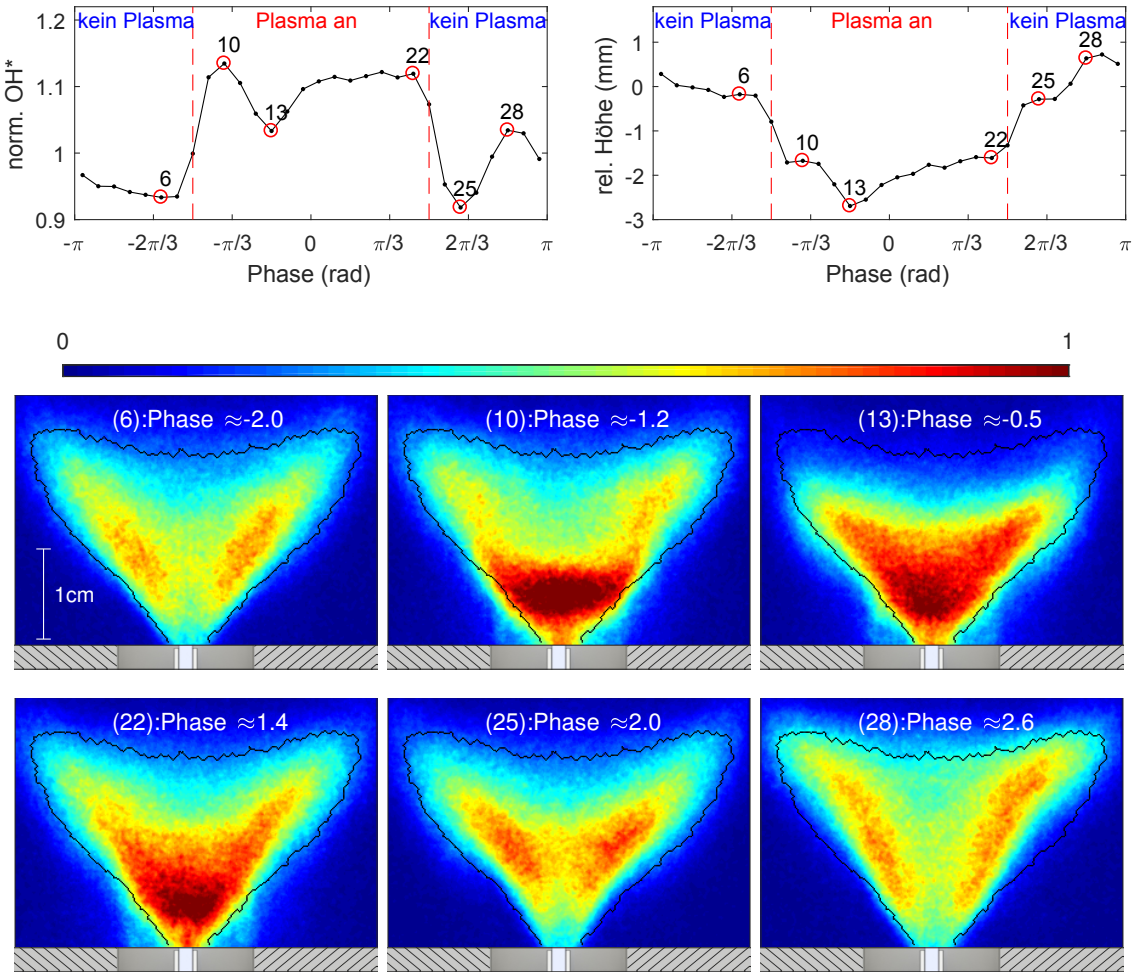


Abbildung 4.23: Flammenantwort bei burst-modulieter Anregung mit $f_{\mathrm{mod}} = 24\,\mathrm{Hz}$, DC=50%; $\dot{m}_{\mathrm{CH4}} = 0{,}2\,\mathrm{kg/h}$, $\Phi = 0{,}75$ ($D = 80\,\mathrm{mm}$); oben integrale OH*-Intensität (links) und Höhe der CoLE (rechts); unten: phasengemittelte Flammenbilder der gegennzeichneten Phasenwinkel

Wie auch bei den Untersuchungen der Flammenantwort bei Anregung mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen zeigt sich die charakteristische Stromaufverschiebung der dominanten Wärmefreisetzungszone. Basierend auf den Untersuchungen von Lacoste et al. (2015) kann auch hier ein Anstieg der lokalen Brenngeschwindigkeit als treibender Wirkmechanismus angenommen werden. Analog bedingt der Anstieg der Brenngeschwindigkeit zudem durch den erhöhten Brennstoffumsatz auch eine sprunghafte Erhöhung der Wärmefreisetzungsrate. Dies wiederum zeigt sich in einem Anstieg der integralen OH*-Intensität nach dem Einschalten des NRP-Plasmas. Da die beim Verbrennungsprozess freiwerdende Energie aufgrund des unveränderten Brennstoffmassenstroms konstant bleibt, ist jedoch nur ein temporärer Anstieg der Wärmefreisetzungsrate zu erwarten. Analog zu den Untersuchungen bei Anregung mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen (siehe Abb. 4.22) zeigt sich jedoch auch hier ein Offset der integralen OH*-Intensität bei aktiver Plasmaanregung.

Des Weiteren konnte beachtet werden, dass die Über- und Unterschwinger der OH*-Intensität bei einsetzender bzw. aussetzender Plasmaanregung identisch starke Wärmefreisetzungsschwankungen generieren. In einer vergleichbaren Studie (Lacoste et al., 2015) konnte gezeigt werden, dass bei Anregung einer laminaren Flamme mit burst-modulierten NRP-Plasma die positive Sprun-

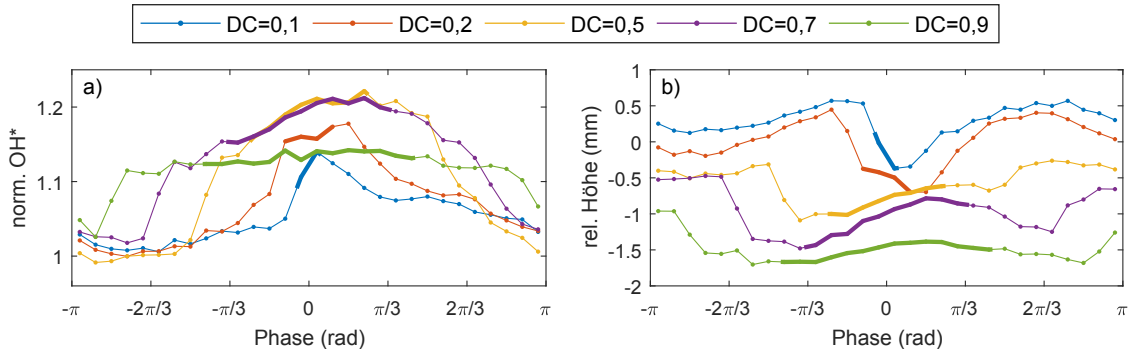


Abbildung 4.24: Normierte OH*-Intensität und relative Höhe der CoLE einer mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme. Dargestellt sind phasengemittelte Werte bei Anregung mit burst-modulierten Pulssequenzen und verschiedenen Arbeitszyklen; dicke Linien repräsentieren Phasensegmente mit Plasmaanregung (f_{mod} = 160 Hz, f_{PRF} = 25 kHz); $\dot{m}_{\mathrm{CH4}}$=0,35 kg/h, Φ = 0,85, D = 80 mm

gantwort eine starke OH*-Intensitätschwankung aufweist. Dabei wird vermutet, dass der schnellere Aufwärmprozess der Strömung (im Vergleich zu den langsameren Abkühlungsprozessen) ausschlaggebend dafür sein könnte. Vermutet werden kann, dass dieser Effekt aufgrund des dominanteren turbulenten Wärmetransports der hier untersuchten drallstabilisierten Flamme nicht auftritt. Zuletzt soll erwähnt werden, dass aufgrund der Phasenmittelung, und der in Abb. 4.23 dargestellten tiefen Modulationsfrequenz, die beschriebenen Über- und Unterschwinger sehr dominant sind. Hingegen fallen die Schwankungsamplituden nach dem Ein- bzw. dem Ausschaltvorgang der NRP-Plasmasequenzen bei entsprechend hohen Modulationsfrequenzen deutlich schwächer aus. Grund hierfür ist die im folgenden Kap. 4.6 beschriebenen, reduzierten Flammenantwort mit steigender Modulationsfrequenz.

4.5.2 Einfluss des Arbeitszyklus auf die phasengemittelte Flammenantwort

Um die Einflussfaktoren der Flammenantwort bei Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen zu untersuchen, wurde in weiteren Versuchen die Modulationsfrequenz als auch der Arbeitszyklus der Pulssequenzen variiert. Abbildung 4.24 zeigt die integrale OH*-Intensität (Abb. 4.24a) sowie die Höhe der CoLE (Abb. 4.24b) für Arbeitszyklen von 10% bis 90%. Berechnet wurden die Werte von 30 über die gesamte Periode gleichverteilten Phasenbereiche. Die dicken Linien repräsentieren den Bereich mit Plasmaentladungen. Die Modulationsfrequenz betrugt 160 Hz ($f_{\mathrm{PRF,max}}$ = 25 kHz). Angeregt wurde eine Flamme mit ϕ = 0,85 und $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h. Zu beachten ist dabei, dass durch die Charakteristika der Phasenmittelung die gezeigten Ergebnisse neben der Modulationsfrequenz ebenfalls die entsprechenden höherharmonischen Anteile beinhalten. Aufgrund der unterschiedlichen Arbeitszyklen werden die Höherharmonischen der verschiedenen Pulssequenzen jedoch unterschiedlich stark betont. Somit spiegelt das gezeigte Verhalten nicht charakteristische Schwingungen bei der Modulationsfrequenz selbst wieder. Dennoch lassen sich anhand der Ergebnisse in Abb. 4.24a als auch in Abb. 4.24b grundlegende Beobachtungen machen. So zeigt sich, dass, charakteristisch für alle untersuchten Flammenkonfigurationen (siehe Tab. 4.1), die höchsten Werte der OH*-Intensität bei einem Arbeitszyklus um 50% auftreten. Zudem lässt sich beobachten, dass die Intensitätswerte für steigende bzw. fallende Arbeitszyklen wieder abfallen, wohingegen sich eine mit dem Arbeitszyklus steigende Auslenkung der CoLE ergibt. Die größte Auslenkung ergibt sich dabei für den höchsten hier untersuchten Arbeitszyklus (90%). Die Schwankungsamplitude wird dabei mit zunehmendem Arbeitszyklus geringer.

Unter der Annahme, dass die Verschiebung der CoLE ebenfalls mit der Verschiebung des Flammenfußes einher geht, unterstützt die Stromaufverschiebung den Entladungsprozess. Durch

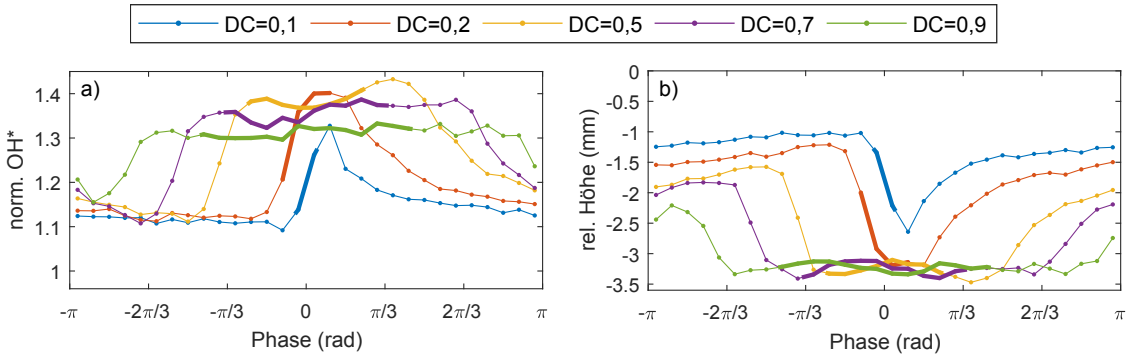


Abbildung 4.25: Normierte OH*-Intensität und relative Höhe der CoLE einer mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen angeregten Flamme. Dargestellt sind phasengemittelte Werte bei Anregung mit burst-modulierten Pulssequenzen und verschiedenen Arbeitszyklen; dicke Linien repräsentieren Phasensegmente mit Plasmaanregung (f_{mod} = 296 Hz, f_{PRF} = 25 kHz); $\dot{m}_{\mathrm{CH4}}$=0,2 kg/h, Φ = 0,75, D = 80 mm

die steigende Temperatur als auch die erhöhte Konzentration ionisierten Gases begünstigt die nahe Reaktionsfront der Flamme somit die Bildung des Entladungskanals. Daraus folgend wird weniger Energie für die Bildung eines leitfähigen Kanals zwischen den Elektroden benötigt, wodurch sich unter anderem der Anstieg der Energie der Ionisierungspulse mit steigendem Arbeitszyklus folgern lässt. Somit ist die Stromaufverschiebung der Flamme für den in Abb. 4.14 gezeigten Anstieg der Ionisierungspulsenergie mit steigendem Arbeitszyklus verantwortlich.

Im Vergleich zur Abb. 4.24a und Abb. 4.24b konnte bei der geringsten untersuchten Flammenleistungen (ϕ = 0,75, $\dot{m}_{CH4}$ = 0,2 kg/h), wie in Abb. 4.25a bzw. Abb. 4.25b dargestellt, ein oberer Grenzwert der OH*-Intensität für Arbeitszyklen um 50%, bzw. ein unterer Grenzwert der CoLE für Arbeitszyklen ab ca. 20% (Abb. 4.25b) beobachtet werden.

Dabei kann die maximale Auslenkung der CoLE mittels nicht-linearer Strömungsprozesse erklären werden, welche eine beliebig weite stromauf Verschiebung der Flamme verhindern. Hingegen ist die Stärke des Plasmaeinflusses auf den Verbrennungsprozess abhängig von verschiedenen Faktoren wie beispielsweise der Brennstoffzusammensetzung, dem Druck, dem Strömungsfeld, der Konzentration reaktiver Teilchen sowie der Temperatur. So zeigt Ju und Sun (2015a) beispielsweise, dass beim Zündprozess von n-Heptan der kinetische Einfluss durch die Teilchenproduktion bei dem Entladungsprozess lediglich bei niedrigen Temperaturen dominiert. Im oberen Temperaturbereich überwiegt hingegen der thermische Einfluss, welcher jedoch vergleichsweise schwach ausfällt. Bei Annahme eines ähnlichen Temperaturverhaltens könnte die Stromaufverschiebung der CoLE in Wechselwirkung mit der Effektivität der Plasmaanregung einhergehen. Dies wiederum könnte den Einfluss des Plasmas auf die Wärmefreisetzungsschwankung limitieren. Neben zahlreichen anderen Einflüssen bei der plasmaunterstützten Verbrennung ist ein begrenzter Einfluss des NRP-Plasmas auf die Wärmefreisetzungsschwankung auch durch die endliche Anzahl an Stoß- bzw. Ionisationspartnern gegeben. Weitere Untersuchungen, bei denen die einzelnen Einflussfaktoren isoliert gewichtet werden können, werden notwendig sein, um die dominierenden Prozesse zu definieren.

Für die spätere Verwendung der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen als Aktuator in einem Regelungssystem steht die Flammenantwort bei der Modulationsfrequenz im Vordergrund. Daher beziehen sich die weiteren Untersuchungen auf den Fourierkoeffizient bei der Modulationsfrequenz. Eine genaue Beschreibung zur Bildung der Fourierkoeffizienten aus den phasengemittelten Bildern kann dabei dem Anhang A entnommen werden. Abbildung 4.26 zeigt den Fourierkoeffizient der integralen OH*-Intensität für die Arbeitszyklen von 10 bis 90%. Angeregt wurde die Flamme jeweils mit burst-modulierten Pulssequenzen mit verschiedensten Modulationsfrequenzen (f_{mod} = 24, 160, 328 und 648 Hz, bei f_{PRF} = 25 kHz). Der theoretische Wert bei konstanter Pulsenergie (gestrichelte Linie) wurde nach Gl. (3.9) bestimmt (siehe Abb. 3.3). Die Fourierkoeffizienten wurden

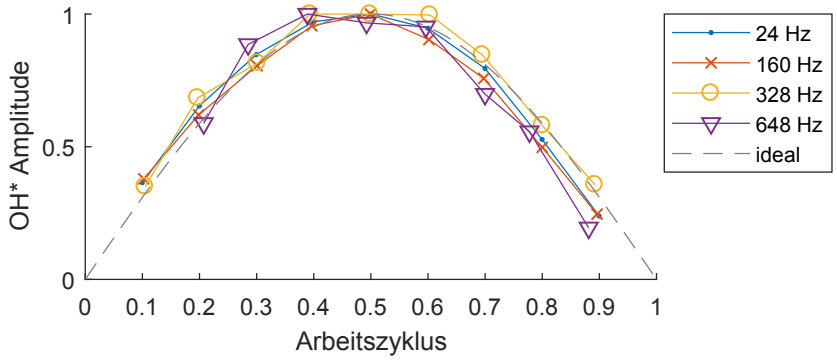


Abbildung 4.26: Amplitude der integralen OH*-Emission einer mit burst-modulierten Pulssequenzen angeregten Drallflamme mit steigendem Arbeitszyklus (DC=0–1) im Vergleich mit dem theoretischen Wert aus idealen Pulssequenzen nach Gl. (3.9) ($\dot{m}_{CH4}$=0,35 kg/h, Φ = 0,85)

dabei mit dem Maximum der jeweiligen untersuchten Modulationsfrequenz normiert. Unabhängig von der Modulationsfrequenz zeigt sich im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung zwischen dem theoretisch berechneten und den messtechnisch ermittelten Werten. Dabei ist die Amplitude der integralen OH* Intensität analog zur akustischen Quellamplitude proportional zu $\sin(\pi DC)$. Somit zeigt sich, dass die Flammenantwort auf die einzelnen Entladungsprozesse unabhängig von der untersuchten Modulationsfrequenzen sind. Anders als bei den Untersuchungen im Akustikprüfstand ergeben sich somit keine Verschiebung zu höheren Arbeitszyklen mit steigender Modulationsfrequenz (Abb. 3.17a). Es ist anzunehmen, dass bereits die geringe Energie der Initialisierungspulse zu Beginn jeder Pulssequenz (siehe Abb. 4.14) ausreicht, um einen Effekt auf die Flamme auszuüben. Daraus folgernd dominieren bei Betrachtung der integralen OH*-Intensität die kinetischen Effekte des NRP-Plasmas gegenüber den thermischen bzw. akustischen Wirkmechanismen. Zudem konnte gezeigt werden, dass die Energie der ersten 1 bis 5 Initialisierungspulse mit dem Arbeitszyklus ansteigt (siehe Abb. 4.14), sodass ab einem Arbeitszyklus von 50% die Anzahl an Pulsen mit geringer Energie vernachlässigbar klein ist.

4.6 Definition der Flammentransferfunktion bei Anregung mit NRP-Plasma

Wie im Kapitel 4.5.2 diskutiert, haben die Modulationfrequenz, der Arbeitszyklus und die Flammenkonfiguration einen Einfluss sowohl auf die Flammenantwort als auch auf die Pulsenergie. Um die verschiedenen Einflussparameter zu charakterisieren, wird die Flammentransferfunktion zwischen der Plasmaleistung und der integralen OH*-Intensität wie folgt definiert:

$$F_Q = \frac{\hat{Q}/\bar{Q}}{|\hat{P}|/\bar{P}} = G_Q e^{j\Phi_Q} \,. \tag{4.5}$$

Hierbei entsprechen $\hat{Q}$ und $\hat{P}$ den Amplituden bei der Modulationsfrequenz und $\bar{Q}$ bzw. $\bar{P}$ der mittleren integralen OH*-Intensität sowie der mittleren Plasmaleistung. Der Fourierkoeffizient der fluktuierenden OH*-Intensität $\hat{Q}$ wird nach Gl. (A.3) und $\hat{P}$ nach Gl. (3.9) (m = 1) aus der gemessenen Pulsenergie berechnet. $\hat{Q}$ ermittelt sich dabei aus den phasengemittelten Daten.Die Transferfunktion [Gl. (4.5)] lässt sich somit über einen Verstärkungsfaktor G_Q und einen relativen Phasenversatz Φ zwischen der OH*-Intensität und der Phase des Anregungssignals (Abb. 4.19)

interpretieren. Analog zu Gl. (4.5) wird eine Transferfunktion für die Bewegung der CoLE definiert:

$$F_{\mathrm{X}} = \frac{\hat{X}/L_{\mathrm{Flamme}}}{|\hat{P}|/\bar{P}} = G_{\mathrm{X}} e^{j\Phi_X} \,. \tag{4.6}$$

$\hat{X}$ entspricht der Auslenkungsamplitude der CoLE bei der Modulationsfrequenz, welche mit der Länge der Flamme L_{Flamme} normiert wird.

Für laminare Vormischflammen konnte gezeigt werden, dass die Transferfunktion von zwei Parametern abhängt: Verhältnis aus Brenngeschwindigkeit und mittlerer Strömungsgeschwindigkeit als auch der reduzierten Frequenz ω^* (Lacoste et al., 2017a). Nach Durox et al. (Durox et al., 2009) gilt:

$$\omega^* = \frac{\omega R}{S_L \cos\alpha} \,, \tag{4.7}$$

Dabei ist R die charakteristische Dimension der Flamme (meist auch Brennerradius), S_L die laminare Brenngeschwindigkeit und α der Winkel zwischen äußerer Flammenspitze und Brennerachse. Lacoste et al. konnte weiterhin zeigen, dass diese reduzierte Frequenz ω^* als Schlüsselparameter für die Antwort laminarer Flammen auf Anregung mit Nichtgleichgewichtsplasma ist. In Anlehnung der reduzierten Frequenz wird zur Beschreibung der Transferfunktionen bei den unterschiedlichen hier untersuchten Flammenkonfigurationen die Flammen-Strouhalzahl mittels der Flammenlänge L_{Flamme} und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit am Brennerauslass $\bar{v}$ definiert (Preetham und Lieuwen, 2004; Durox et al., 2009):

$$St_f = \frac{\omega_{\mathrm{mod}} L_{\mathrm{Flamme}}}{\bar{v}} \,. \tag{4.8}$$

Die Flammenlänge ist hierbei das Maß des Verhältnisses aus Strömungsgeschwindigkeit und der turbulenten Brenngeschwindigkeit (Andrews und Bradley, 1972; Lieuwen, 2012). Aufgrund der komplexen turbulenten, flammen-dynamischen Prozesse sind jedoch weitere Untersuchungen notwendig, um die Grenzen der in Gl. (4.8) definierten normierten Frequenz zur Beschreibung der frequenzabhängigen Plasma-Flammen-Interaktion zu definieren. Die durchgeführten Untersuchungen konnten jedoch zeigen, dass der Einfluss des Äquivalenzverhältnisses als auch des Massenstroms auf die Transferfunktion mittels der Flammen-Strouhalzahl St_f im Rahmen der Messungenauigkeiten zuverlässig widergespiegelt werden kann.

Die Flammenlänge wird hier über das mittlere OH*-Bild aus der reaktiven Zone entlang des Öffnungswinkels der Flamme der jeweiligen Flammenkonfiguration (Tab. 4.1) ohne Plasmaanregung bestimmt. Um die planare Reaktionszone aus den in Sichtlinie integrierten OH*-Bildern zu rekonstruieren, wurde die inverse Abel-Transformation verwendet (Abel, 1826; Montgomery Smith et al., 1988). Bei Annahme von Rotationssymmetrie um die vertikale Bildachse ergibt sich so das in Abb. 4.27 gezeigte planare Schnittbild. Die Flammenfront kann dabei über den maximalen Gradienten der OH*-Konzentration bestimmt werden, welche unter anderem mittels zeitaufwändiger Laser-Messmethoden (OH-PLIF) gemessen werden kann. Jedoch kann gezeigt werden, dass nahe der Flammenfront die OH*-Konzentration ihr Maximum erreicht. Die Flammenlänge L_{Flamme} entspricht somit der Distanz entlang des Intensitätsmaximums (schwarze Linie) der planaren OH*-Verteilung von dem Schnittpunkt der Brennerplatte und der vertikalen Symmetrieachse des Brenners bis hin zur Flammenspitze. Die Flammenspitze ist dabei beim globalen Maximum der OH*-Intensität definiert. Die ermittelten Flammenlängen sind in Tab. 4.1 für die entsprechende Flammenkonfiguration aufgeführt.

Untersucht werden im Folgenden die OH*-Intensität von Flammen mit unterschiedlichen Kombinationen aus Flammenleistung und Äquivalenzverhältnis bei Anregung mit tieffrequent-modulieren NRP-Plasmasequenzen. Angeregt wurde dabei mit burst-modulierten Pulssequenzen bei Modulationsfrequenzen zwischen 2 und 968 Hz. Um dabei eine möglichst starke Flammenantwort zu erhalten, wurde ein Arbeitszyklus von 50% verwendet (siehe Abb. 4.26).

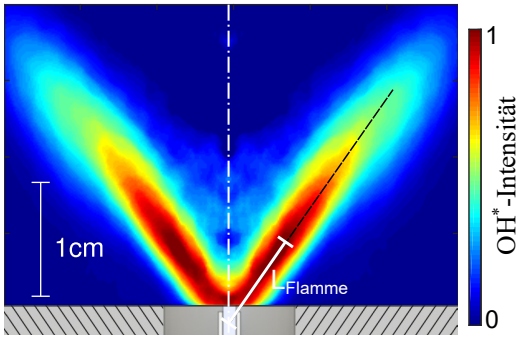


Abbildung 4.27: Rekonstruktion der planaren OH*-Verteilung aus einer achsensymmetrischen Drallflamme zur Bestimmung der Flammenlänge aus dem in Sichtlinie integrierten mittleren OH*-Flammenbild ohne Plasmaentladungen

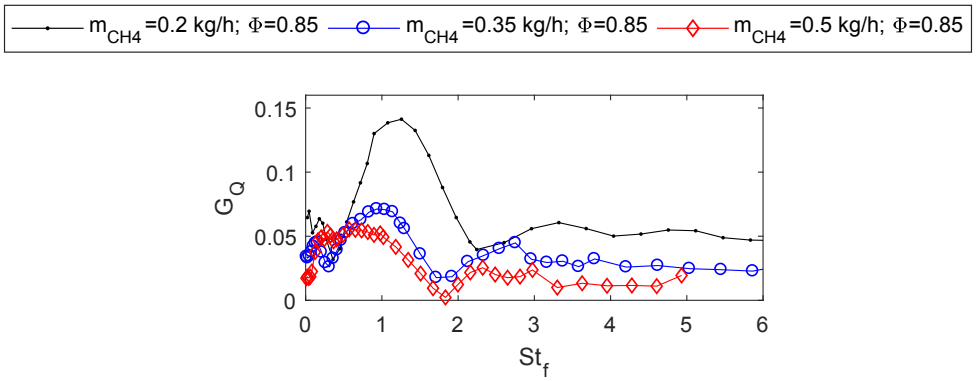


Abbildung 4.28: Verstärkungsfaktor G_Q der Transferfunktion bei Löschung der PSLE für verschiedene Flammenleistungen ($\Phi = 0{,}85$ und $\dot{m}_{CH4} = 0{,}2;\ 0{,}35;\ 0{,}5\,\mathrm{kg/h}$; $D = 80\,\mathrm{mm}$).

4.6.1 Diskussion zum Offset der Transferfunktion

Das Tiefpassverhalten der Flammenantwort auf periodische Störungen konnte in einer Vielzahl von Studien experimentell nachgewiesen werden (siehe z.B. Schuller et al., 2003; Kim et al., 2008; Komarek und Polifke, 2010; Cho und Lieuwen, 2005; Hirsch et al., 2005). Zurückzuführen ist dies auf die Tatsache, dass sich die periodischen Störungen im integralen Mittelwert zu Null ergeben, sofern eine genügend hohe Anzahl an Schwankungsperioden über die Flammenlänge verteilt sind. Grundlegend hierzu ist, dass sich die Störungen in Strömungsrichtung ungehindert ausbreiten können. Dabei kann ebenfalls angenommen werden, dass der von den NRP-Plasmasequenzen erzeugte Einfluss auf die Kinetik als auch der Effekt auf das akustische Feld den Verbrennungsprozess stromab der Entladungszone gleichermaßen beeinflusst. Somit müsste sich bei der in Gl. (4.5) und Gl. (4.6) definierten Transferfunktion, bei Annahme einer konstanten Pulsenergie, vernachlässigbar kleine Werte für entsprechend hohe Modulationsfrequenzen ergeben. Wie die in Abb. 4.28 dargestellte Verstärkungsfunktion G_Q bei verschiedenen Flammenleistungen zeigt, ergibt sich jedoch ein hochfrequenter Grenzwert ungleich von Null, welcher zudem mit der Flammenleistung skaliert. Die Werte der Verstärkungsfunktion wurden dabei nach Gl. (4.5) ermittelt, wobei die integrale Wärmefreisetzungsschwankung aus der Flammenemission nach Löschung der PSLE-Filamente bestimmt wurde.

Unter der Annahme, dass die gemessene integrale Lichtintensität ein Maß für die Wärmefreisetzungsrate ist, setzt sich der Schwankungswert der Lichtintensität einer mit NRP-Plasma angeregten Flamme aus zwei Bestandteilen zusammen:

1) Wärmefreisetzungsschwankungen aufgrund von flammendynamischen Prozessen wie beispielsweise Äquivalenz- oder Massenstromschwankungen $\dot{Q}_\mathrm{F}$

2) Wärmefreisetzung der NRP-Plasmasequenzen $\dot{Q}_\mathrm{P}$.

Somit ergibt sich für die Überlagerungen beider Anteile ($\dot{Q} = \dot{Q}_\mathrm{F} + \dot{Q}_\mathrm{P}$) nach Gl. 4.5 folgender Zusammenhang:

$$\frac{\hat{\dot{Q}}/\bar{\dot{Q}}}{|\hat{P}|/\bar{P}} = \frac{\left(\hat{\dot{Q}}_\mathrm{F} + \hat{\dot{Q}}_\mathrm{P}\right)\bar{P}}{\left(\bar{\dot{Q}}_\mathrm{F} + \bar{\dot{Q}}_\mathrm{P}\right)|\hat{P}|} \tag{4.9}$$

Dabei kann aufgrund des Tiefpassverhaltens der Flamme für entsprechend hohe Modulationsfrequenzen $\dot{Q}_\mathrm{F} << \dot{Q}_\mathrm{P}$ angenommen werden. Des Weiteren ist die Wärmefreisetzungsschwankung über einen Faktor η mit der elektrischen Leistung gekoppelt $\dot{P}_\mathrm{P} = \eta\dot{Q}_\mathrm{P}$, sodass sich Gl. (4.9) wie folgt ergibt:

$$G_Q = \left|\frac{\left(\hat{\dot{Q}}_\mathrm{F} + \hat{\dot{Q}}_\mathrm{P}\right)\bar{P}}{\left(\bar{\dot{Q}}_\mathrm{F} + \bar{\dot{Q}}_\mathrm{P}\right)|\hat{P}|}\right| \approx \frac{\eta\bar{P}}{\left(\bar{\dot{Q}}_\mathrm{F} + \eta\bar{P}\right)} \,. \tag{4.10}$$

Gleichung (4.10) zeigt, dass die Verstärkungsfunktion bei entsprechend hohen Frequenzen unabhängig von den Schwankungsgrößen wird und sich durch die mittleren Größen der elektrischen Plasmaleistung sowie der Wärmefreisetzungsrate der Flamme bestimmen lässt. Mit einer gemessenen mittleren Plasmaleistung von 33 W bestimmt sich der Grenzwert der Verstärkungsfunktion für hohe Modulationsfrequenzen mit $\eta = 1$ bei den hier untersuchten Flammenkonfigurationen zu: $G_\mathrm{Q} \approx 0{,}012$ ($P_\mathrm{therm} = 2{,}8\,\mathrm{kW}$ bei $m_\mathrm{fuel} = 0{,}2$), $G_\mathrm{Q} \approx 0{,}007$ ($P_\mathrm{therm} = 4{,}9\,\mathrm{kW}$, bei $m_\mathrm{fuel} = 0{,}35$) und $G_\mathrm{Q} \approx 0{,}005$ ($P_\mathrm{therm} = 6{,}9\,\mathrm{kW}$, bei $m_\mathrm{fuel} = 0{,}5$). Dabei spiegeln die analytisch bestimmten Grenzwerte die in den Experimenten beobachtete Abnahme der Verstärkungsfunktion mit steigender Flammenleistung gut wieder. Jedoch zeigt sich trotz des hier bestimmten Best-Case-Falles, bei dem die gesamte Plasmaleistung in Wärmefreisetzungsrate umgesetzt wird, dass die experimentell ermittelte Verstärkungsfunktion bei der höchsten hier untersuchten Frequenz (900 Hz) um einen Faktor 2 bis 4 höher ist als die analytisch bestimmten Werte. Die Amplitude der TF bei den höchsten hier gemessenen Frequenzen lässt sich somit nicht ausschließlich durch die zugeführte Energie der Plasmaentladungen erklären.

Aufgrund der schnellen Abklingrate der PSLE ($\approx 0{,}45$ ms) im Vergleich zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit nahe des Düsenauslasses ($< 3{,}5$ m/s), lässt sich die PSLE nur in unmittelbarer Umgebung der Entladungszone beobachten. Aufgrund von diffusiven Effekten (wie Durchmischung aufgrund von Konzentrationsgradient, Temperaturgradient, Turbulenter Strömung) kann jedoch nicht sichergestellt werden, dass bei der in Kap. 4.3 beschriebenen Nachbearbeitung die gesamte PSLE gelöscht wird. Somit kann vermutet werden, dass die hier gemessene integrale OH^*-Intensität zu einem geringen Teil mit einem zum Entladungsprozess korrelierenden Anteil kontaminiert ist. Wenn hingegen zur Bestimmung der Transferfunktion F_Q lediglich die Lichtemission außerhalb der Region, in der die PSLE beobachtet werden konnten, verwendet wird, kann der Offset der Verstärkungsfunktionen G_Q und G_X signifikant reduziert werden. Abbildung 4.29 zeigt die gemittelten Flammenbilder (obere Reihe) mit PSLE, ohne PSLE und bei Blockung der PSLE-Region sowie die entsprechenden Transferfunktionen nach Gl. (4.5) und Gl. (4.6). Gut zu erkennen ist, dass lediglich der Abzug eines Offsets zu beobachten ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die in Kap. 4.3 beschriebene Methode zur Trennung der Lichtemissionen von PLSE und Flamme eine qualitative Bestimmung der Transferfunktionen aus Bildaufnahmen möglich machen. Jedoch dominieren gerade im hochfrequenten Bereich – aufgrund der vergleichsweisen schwachen Flammenantwort – die vom NRP-Plasma erzeugten

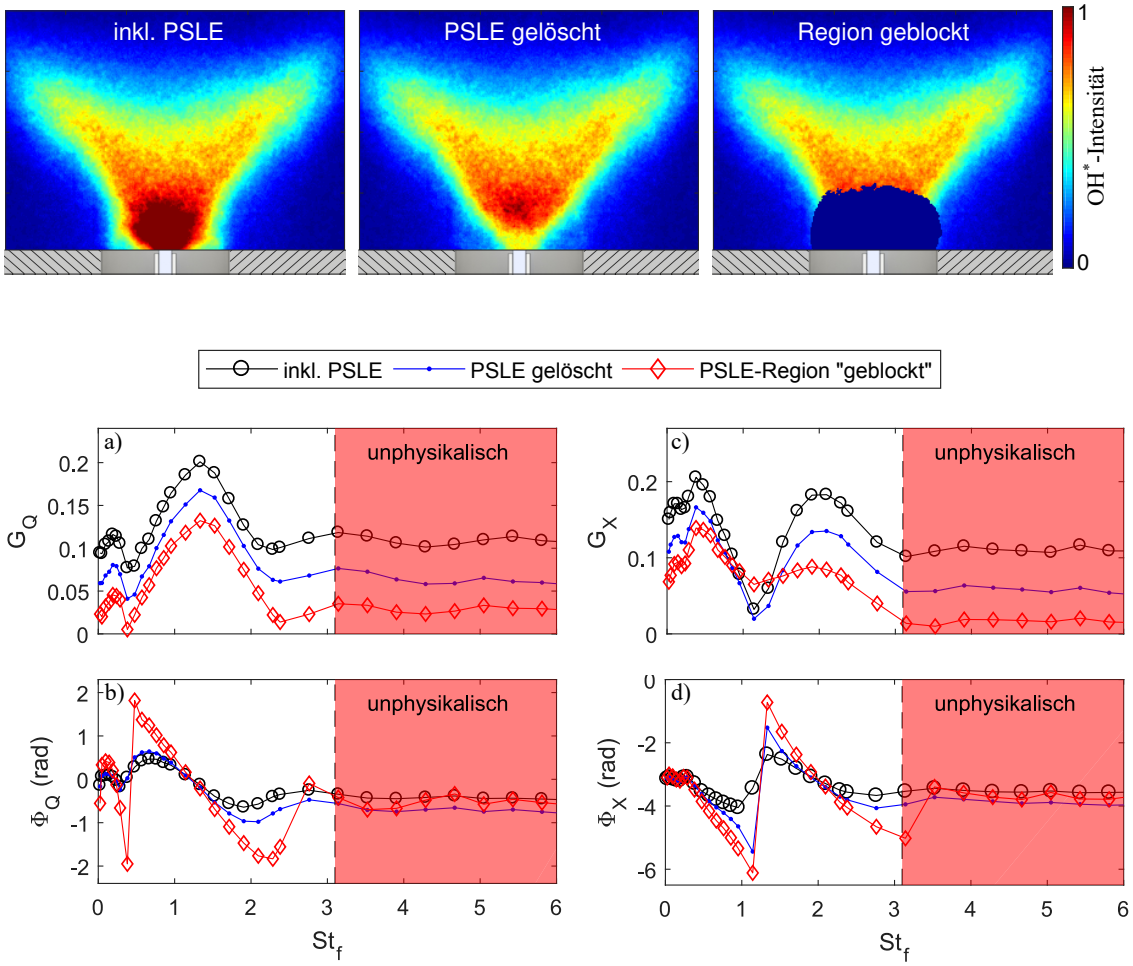


Abbildung 4.29: Vergleich der ermittelten Transferfunktionen mit PSLE, ohne PSLE und bei nachträglicher „Blockung“ der PSLE-Region; oben: Repräsentative OH*-Bilder der drei Fälle; unten: Verstärkungsfaktor G und relativer Phasenversatz Φ der TF bezogen auf die Wärmefreisetzungsschwankung (a,b) und der TF bezogen auf die CoLE-Fluktuation (c,d); ($\dot{m}_{CH4}$ = 0,2 kg/h und Φ = 0,75, D = 80 mm)

Lichtemissionen. Ein Beleg dafür ist unter anderem die in Abb. 4.29b gezeigte Phase Φ_Q. Dabei lässt sich aus dem Phasengradienten $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}f$ der Zeitverzug τ zwischen der Anregung und der darauffolgenden Flammenantwort wie folgt bestimmen:

$$\tau = \frac{1}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}f} \,. \tag{4.11}$$

Ab $St_f > 3$ ergeben sich nach Gl. 4.11 unphysikalisch kleine Verzugszeiten zwischen der Plasmaanregung und Flammenantwort. Somit dominieren lediglich bis zu dieser Flammen-Strouhalzahl die Flammenemissionen die Transferfunktionen. Im Weiteren werden die Transferfunktionen daher aus den Flammenemissionen bestimmt, bei denen der Bereich, in dem PSLE-Filamente auftauchen, aus den phasengemittelten Bildern gelöscht wurde (siehe das rechte Flammenbild in Abb. 4.29).

Zudem wird der Bereich, ab dem der Zeitverzug der Flammenantwort auf die Plasmaanregung unphysikalische Werte annimmt, entsprechend markiert.

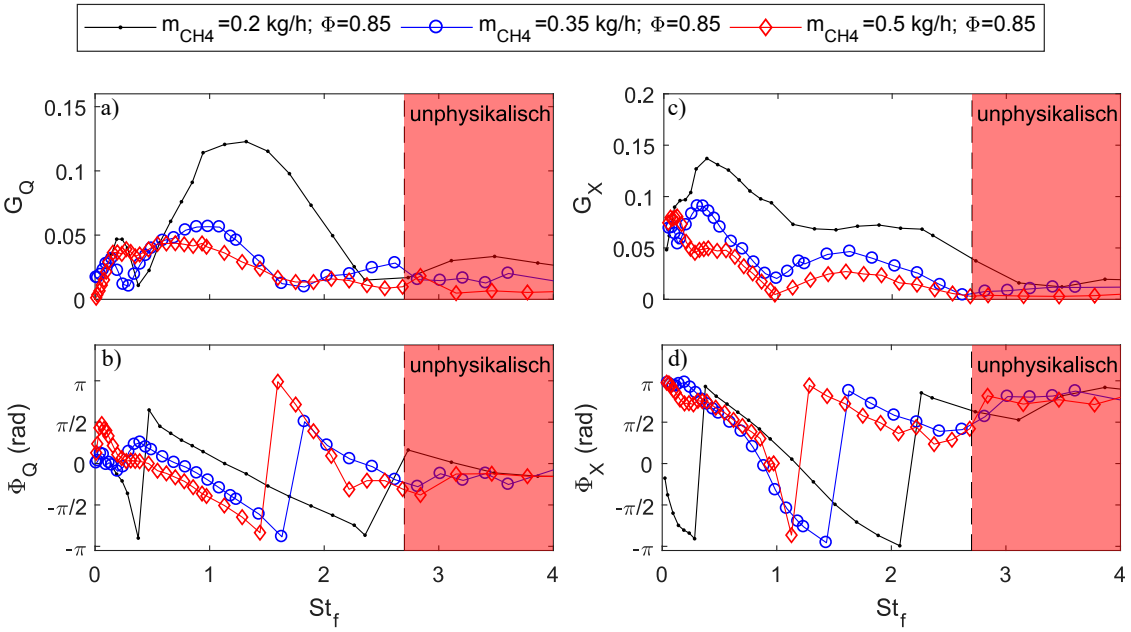


Abbildung 4.30: Verstärkungsfaktor G und relativer Phasenversatz Φ der Transferfunktion bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen abhängig von der Flammenleistung ($\Phi = 0{,}85$ und $\dot{m}_{CH4} = 0{,}2;\ 0{,}35;\ 0{,}5$ kg/h; $D = 80$ mm). (a,b): TF bezogen auf die Wärmefreisetzungsschwankung nach Gl. (4.5); (c,d): TF bezogen auf die CoLE-Fluktuation nach Gl. (4.6)

4.6.2 Einfluss der Flammenleistung auf die Transferfunktion

Zur Untersuchung des Einflusses der Flammenleistung auf die mit Gl. (4.5) und Gl. (4.6) berechneten Transferfunktionen wurden drallstabilisierte Flammen bei konstantem Äquivalenzverhältnis ($\Phi = 0{,}85$) und steigendem Brennstoffmassenstrom mit burst-modulierten Plasmasequenzen angeregt. Die mittlere Flammenleistung entsprach 2,8 kW ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}2$ kg/h), 4,9 kW ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h) und 5,6 kW ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}4$ kg/h). Die elektrische Leistung des Plasmas lag somit zwischen 0,6% und 1,3% der thermischen Flammenleistung. Abbildung 4.30 zeigt die Transferfunktion der OH^*-Intensität (Abb. 4.30a und Abb. 4.30b) sowie die Transferfunktion der Bewegung der CoLE (Abb. 4.30c und Abb. 4.30d). Die obere Bildzeile entspricht der Verstärkungsfunktion G und die untere Bildzeile dem relativen Phasenversatz Φ. Es ist zu beachten, dass durch die nachträglichen „Blockung“ der Entladungszone (siehe Abb. 4.29, oben) ein Teil der Flammenemission gelöscht wird. Wenn die Flamme bei der Plasmaanregung kompakter wird, steigt somit ebenfalls der geblockte Anteil der Flammenemission an. Somit kann es zur Verfälschung der Schwankungsamplitude kommen. Dieser Effekt ist aufgrund der geringen Flammengröße bei den Flammenkonfigurationen mit den geringsten Brennstoffmassenströmen stärker als bei den Konfigurationen mit hohen Brennstoffmassenströmen.

Beim Frequenzverhalten von G_Q zeigen sich zwei charakteristische Maxima: ein höherfrequentes, globales Maximum um $St_f = 1$, sowie ein lokales Maximum um $St_f = 0{,}13$. Zudem ergibt sich das erwartete Tiefpassverhalten von G_Q und G_X sowie ein klares Absinken auf $G_Q = 0$ für kleine Werte von St_f. Letzteres bedingt sich durch die Tatsache, dass die NRP-Pulssequenz im statischen Fall (bei $St_f = 0$ bzw. bei 0 Hz) eine unmodulierte Pulssequenz beschreibt. Dabei ergibt sich die Schwankung der Wärmefreisetzungsrate zu Null. Analog zu den Beschreibungen aus Kap. 4.6.1 wurden die unphysikalischen Werte ab $St_f > 2{,}7$ rot markiert. Zu beobachten ist ein mit der Flammenleistung abnehmender Einfluss der Flamme auf die tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen. Analog zu der Transferfunktion der Wärmefreisetzungsschwankung, G_Q, zeigt sich auch bei der Schwankung der CoLE, G_X, (siehe Abb. 4.30c) ein Abfall der Amplitude mit steigender Flammenleistung. In jedem Fall zeigt die Flamme mit der geringsten hier untersuchten

Flammenleistung die mit Abstand stärkste Flammenantwort.

Weiter zeigt der Vergleich von Abb. 4.30a und Abb. 4.30c, dass das Minima von G_X ($St_f = 0{,}8$) auf eine ähnliche Strouhalzahl wie das Maxima von G_Q fällt. Analog dazu ergeben sich die lokalen Maxima von G_X ($St_f = 0{,}3$ und $St_f = 1{,}7$) in der Nähe der lokalen Minima von G_Q. Wie gezeigt werden konnte, schwingt das Zentrum der globalen Lichtemission aufgrund der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen stromauf und stromab (siehe Abb. 4.23). Dabei scheint es einen idealen Zustand der vom Plasma beeinflussten Flammenposition zu geben, indem die Plasmaentladungen den größtmöglichen Einfluss auf die Wärmefreisetzung ausüben.

Für die mit dem Brennstoffmassenstrom bzw. der thermischen Flammenleistung sinkende Flammenantwort auf das NRP-Plasma lassen sich verschiedene Erklärungen finden. Da sich die Verbrennungstemperatur aufgrund des konstanten Äquivalenzverhältnisses nicht ändern, ist anzunehmen, dass der Plasmaeinfluss auf den Verbrennungsprozess nicht von thermischen Wirkprozessen dominiert wird. Relevant sind somit unter anderem Effekten wie die Veränderung der lokalen Transporteigenschaften reaktiver Teilchen bei der Plasmaanregung. Dabei ist anzunehmen, dass gerade der Einfluss des Plasmas auf das lokale Strömungsfeld mit steigendem Verhältnis aus Plasma- und Flammenleistung ansteigt. Die Untersuchungen von Ju und Sun (2015a) zeigen dabei, dass es durch die Plasmaanregung unter anderem zu einer verbesserte Mischung von verbranntem und unverbranntem Gasgemisch kommen kann. Zudem muss auch der Einfluss der Flamme auf den Entladungsprozess berücksichtigt werden. So führt ein steigender Brennstoffmassenstrom beispielsweise auch zur Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit, wodurch die Aufenthaltszeit der Teilchen zwischen den Elektroden sinkt. Dies hat wiederum Einfluss auf den Grad der Ionisierung bzw. die Teilchenkonzentration und kann die Entladungsform sowie die Pulsenergie negativ beeinflussen (Heitz et al., 2016).

4.6.3 Einfluss des Äquivalenzverhältnisses auf die Transferfunktion

Zur Untersuchung des Einflusses vom Äquivalenzverhältnis auf die Flammenantwort wurden die eingeführten Flammentransferfunktionen [Gl. (4.5) und Gl. (4.6)] bei konstantem Brennstoffmassenstrom ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}2$ kg/h) und variablem Äquivalenzverhältnis ($\Phi = 0{,}75;\ 0{,}85;\ 0{,}95$) ermittelt. Abbildung 4.31 zeigt die Verstärkungsfunktionen G_Q und G_X sowie den dazugehörigen relativen Phasenversatz Φ_Q, Φ_X. Der entsprechende unphysikalische Bereich, bei dem die Lichtemissionen der Flamme gegenüber den mit dem Entladungsprozess korrelierenden Emissionen nicht mehr überwiegen, sind analog zu den vorangegangenen Ergebnissen rot markiert. Ermittelt werden kann mit steigendem Äquivalenzverhältnis ein fallender Verstärkungsfaktor G_Q und G_X. Der entsprechende Phasenversatz beider Transferfunktionen ergibt sich im Rahmen der Messgenauigkeit bei den untersuchten Flammenkonfigurationen zu deckungsgleichen Werten.

Zu beachten ist dabei, dass im Vergleich zur stöchiometrischen Verbrennung ($\Phi = 1$), magere ($\Phi < 1$) und fette vorgemischte Flammen ($\Phi > 1$) eine schwächere Reaktivität und somit auch eine geringere Verbrennungstemperatur besitzen. So ist anzunehmen, dass bei festen Wirkmechanismen der Effekt des NRP-Plasmas mit von $\Phi = 1$ sinkendem bzw. steigendem Äquivalenzverhältnis zunimmt. Unter anderem untersuchte Ombrello et al. (Ombrello et al., 2010a; Ombrello et al., 2010b) die laminare Flammengeschwindigkeit von laminaren Ethen-Flammen. Dabei zeigte sich, dass die Flammengeschwindigkeit durch eine Plasmaanregung bei geringen und hohen Äquivalenzverhältnissen stärker erhöht wird als bei einer stöchiometrischen Verbrennung. Analog hierzu zeigen auch die Experimente von Wolk et al. (2013), dass die Verwendung von mikrowellenverstärkten Zündkerzen unter sauerstoffreichen Bedingungen einen stärkeren Einfluss auf den Zündprozess haben, als unter kraftstoffreichen Bedingungen. Zusammenfassend beschreibt Ju und Sun (2015a) die starke Temperaturabhängigkeit des Plasmaeinflusses auf den Verbrennungsprozess. Dabei zeigt er, dass bei geringen Temperaturen die neuen, schnelleren Reaktionswege dominieren, welche aufgrund der vom NRP-Plasma erzeugten reaktiven Teilchen entstehen. Mit steigender Temperatur

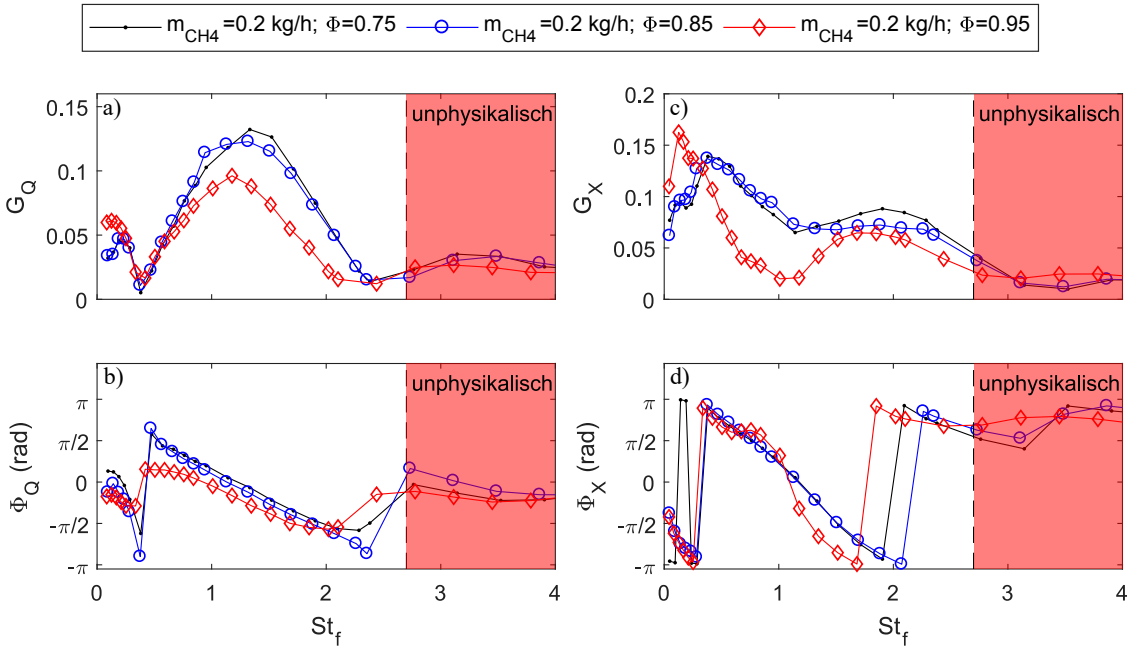


Abbildung 4.31: Verstärkungsfaktor G und relativer Phasenversatz Φ der Transferfunktion bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen abhängig vom Äquivalenzverhältnis ($\dot{m}_{CH4}$ = 0,2 kg/h und Φ = 0,75; 0,85; 0,95; D = 80 mm). (a,b): FTF bezogen auf die Wärmefreisetzungsschwankung nach Gl. (4.5); (c,d): FTF bezogen auf die CoLE-Fluktuation nach Gl. (4.6)

hingegen sind aufgrund der ohnehin steigenden Reaktionsgeschwindigkeit die ursprünglichen Reaktionswege gegenüber dem thermalen Effekt des NRP-Plasmas relevanter. Basierend darauf lässt sich die in Abb. 4.30 wesentlich stärker ausgeprägte Flammenantwort auf die Plasmaanregung bei der Flammenkonfiguration mit dem geringsten hier untersuchten Äquivalenzverhältnis erklären.

4.7 Kurzzusammenfassung

Anhand von Bildsequenzen der Lichtemissionen einer mit NRP-Plasma angeregten Drallflamme konnte ein periodisches Aufstiegsverhalten der Entladungskanäle beobachtet werden, wobei die maximale Höhe der Entladungskanäle dabei durch die Bildung eines neuen dominanten Entladungskanals in Nähe der Elektroden limitiert wird. Die Lichtemissionen des für die Wärmefreisetzungsrate relevanten Bereichs (300-340 nm) wurden dabei selbst bei aktiver Blockung der Lichtemissionen während der Entladung in unmittelbarer Nähe des Entladungskanals von PLSE kontaminiert. Diese PSLE beschreiben dabei vermutlich lokale Zündphänomene oder andere mit dem Entladungsprozess korrelierende Lichtemissionen. Aufgrund der langen Abklingzeit der PSLE ($\approx$ 0,45 ms) im Vergleich zum zeitlichen Abstand zwischen zwei HV-Pulsen (0,03–0,1 ms) ist eine zeitliche Blockung der Lichtemissionen nicht möglich, weshalb eine Methode zum Entfernen der PSLE aus den Bilddaten entwickelt wurde.

Beobachtet werden konnte, dass unabhängig von der absoluten Zeit zwischen zwei Entladungssequenzen bei Anregung einer Flamme mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen die Anzahl der Initialisierungspulse mit steigendem Arbeitszyklus abnimmt. Damit weichen diese Beobachtungen von denen anderer Studien bei laminaren Strömungsbedingungen ab, wo die Aufenthaltszeit der reaktiven Teilchen in der Entladungszone einen signifikanten Einfluss auf die Pulsenergie der nachfolgenden Entladungen hat. Beobachtungen einer steigenden Flammenverschiebung mit ebenfalls steigendem Arbeitszyklus legen dabei nahe, dass der positive Effekt einer nahen Flamme über

den Einfluss der Aufenthaltszeit reaktiver Teilchen dominiert. Dabei scheinen Einflussfaktoren wie Vorionisation und die steigende Strahlungswärme der Flamme mit geringer werdendem Abstand zwischen Flammenfront und Entladungszone die Entstehung von Funkenentladungen positiv zu beeinflussen.

Analog zu den Schwankungen der Position der CoLE konnte eine mit den tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen korrelierende Schwankung der integralen OH*-Intensität ermittelt werden. Analog zur akustischen Quellamplitude zeigt sich dabei, dass die Amplitude der Flammenantwort an der Modulationsfrequenz proportional zu $\sin(\pi DC)$ ist. Anders als bei der akustischen Quellamplitude ist der Einfluss von Pulsen mit geringer Energie zu Beginn jeder NRP-Plasmasequenz auf die Amplitude der OH*-Schwankungen jedoch vernachlässigbar klein. Untersuchungen der Transferfunktion zwischen Plasmaanregung und Flammenantwort konnten dabei noch bei einer Plasmaleistung von ca. 1% der Flammenleistungen signifikante Amplituden für die Transferfunktion ermittelt werden. Die in dieser Arbeit definierten Transferfunktionen basieren dabei auf der integralen OH*-Intensität und auf der Verschiebung der CoLE. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte zudem der Einfluss der Flammenkonfiguration zuverlässig mit einer über die Flammenlänge und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit berechneten Flammen-Strouhalzahl erfasst werden. Bei Berücksichtigung des globalen Offsets aufgrund der vom Plasma erzeugten lokalen Lichtemissionen im Bereich des Flammenfußes zeigte sich eine verstärke Flammenantwort bei sinkender Flammenleistung sowie bei fallendem Äquivalenzverhältnis der Flamme. Dabei ließ sich zeigen, dass bei den Frequenzen, an denen die maximale OH*-Fluktuation ermittelt wurde, zugleich die geringste Verschiebung der CoLE (und umgekehrt) eintritt. Im weiteren Verlauf werden die ermittelten Transferfunktionen qualitativ bei den Regelungsversuchen in Kap. 6 validiert. Sofern der Wirkmechanismus auf der Amplitude Wärmefreisetzungsschwankung beruht, sind Regelungserfolge lediglich für Frequenzen im Bereich des globalen Maximums der Verstärkungsfunktion G_Q (St_f = 0,4 bis St_f = 2) zu erwarten.

Kapitel 5

Vergleich der Flammentransferfunktion bei Lautsprecher- und Plasmaanregung

Die Flammentransferfunktion (FTF) verknüpft die Schwankungen der Wärmefreisetzungsrate mit den periodischen Störungen des Geschwindigkeitsfeldes. Somit dient diese unter anderem als beschreibende Größe für die Empfindlichkeit einer Flamme auf akustische Störungen (Ducruix et al., 2003; Candel, 2002). Im Zusammenhang mit einem akustischen Netzwerkmodell kann die FTF somit unter anderem verwendet werden, um für thermoakustische Instabilitäten kritische Arbeitspunkte vorherzusagen, bzw. die Frequenzen und Amplituden von Instabilitäten abzuschätzen (Palies et al., 2010). Drei Wirkmechanismen, welche die FTF von laminaren als auch turbulenten Flammen hauptsächlich bestimmen, sind die Faltung der Flammenfront, Dynamiken des Ankerpunktes und die Interaktionen mit kohärenten Strukturen (Thumuluru und Lieuwen, 2009; Palies et al., 2011). Dabei können auch NRP-Plasmaentladungen Einfluss auf eben diese Größen nehmen. Neben einem thermischen Effekt, welcher sowohl Einfluss auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit als auch auf die Flammengeschwindigkeit hat, können durch den sehr schnellen Aufheizprozess bei der Entladung (Popov, 2001) zudem auch Schockwellen entstehen (Xu, 2013; Xu et al., 2011), wobei dieser aerodynamische Effekt wiederum die Wirbelstrukturen beeinflussen kann. Allgemein lässt sich der starke Effekt von NRP-Plasma auf den Verbrennungsprozess über die thermischen und chemischen Eigenschaften von NRP-Plasma erklären (Ju und Sun, 2015a). Die Wirkmechanismen basieren nach aktuellem Stand vermutlich auf einer Erhöhung der Reaktivität des Gasgemisches, welche durch die beim Entladungsprozess entstehenden Teilchen hervorgerufen wird (Lacoste et al., 2013; Lacoste et al., 2015). Dabei haben die Untersuchungen aus Kap. 4.2 zudem gezeigt, dass der Entladungsvorgang selbst durch die Dynamik des Verbrennungsprozesses beeinflusst werden kann.

Um die verschiedenen ineinandergreifenden Plasma-Flammen-Interaktionsmechanismen besser zu verstehen, werden im Folgenden die Flammentransferfunktionen, basierend auf rein akustischer Anregung sowie auf der Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen, verglichen. Die Basis bietet dabei jeweils die über die OH^*-Intensität gemessene Schwankung der Wärmefreisetzungsrate. Zur experimentellen Bestimmung der Geschwindigkeitsschwankungen am Düsenauslass wird in Kap. 5.1 zunächst die hier verwendete Messmethode, welche auf einem akustisches Netzwerkmodell basiert, vorgestellt. Zusätzlich wurde der Phasengang der experimentell ermittelten FTF in Kap. 5.2 verwendet, um auf Basis des in der Flammenregion herrschenden Druckfeldes die Quarzglaslängen zu bestimmen, bei denen thermoakustische Instabilitäten begünstigt werden. Diese Voruntersuchungen waren notwendig, da zu einem späteren Verlauf eben diese selbsterregten Instabilitäten mittels Plasmaanregung minimiert werden sollen. Kapitel 5.3 vergleicht im Anschluss die Flammenantwort auf akustische Anregung mit den bei der Plasmaanregung ermittelten Größen in Form der Schwankungen der OH^*-Intensität sowie der Schwankung der CoLE. Abschließend werden Flammentransferfunktionen zu den zwei untersuchten Größen ermittelt und

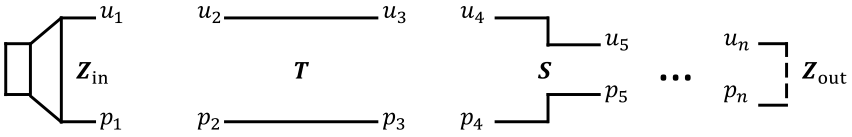


Abbildung 5.1: Skizze zur Modellierung des Flammenprüfstandes mittels eines akustischen Netzwerkmodells, bestehend aus den einzelnen Transfermatrizen für gerade Rohre (**T**), Querschnittssprünge (**S**) sowie der Ein- und Ausgangsimpedanzen ($\mathbf{Z}_{\text{in}}$, $\mathbf{Z}_{\text{out}}$).

die Gemeinsamkeiten sowie Unterschiede diskutiert.

5.1 Abschätzung des Temperatureinflusses auf die akustische Übertragungsfunktion zwischen Messposition und Düsenauslass

Die akustische Übertragungsfunktion zwischen der „kalten“ Messposition und dem Düsenauslass wird zunächst analytisch mittels eines Netzwerkmodells ermittelt. Da der Einfluss der Düsen, des Drallerzeugers und allgemein der auftretenden Verlustfaktoren auf Modellannahmen beruht, wurden die aus dem Netzwerkmodell gewonnenen Ergebnisse experimentell validiert. Dazu wurden mittels zweier Hitzdrähte die von einem Lautsprecher verursachten Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit an der eigentlichen Messstelle und am Düsenauslass erfasst und die entsprechenden Transferfunktionen zwischen den Hitzdrahtpositionen ermittelt. Das validierte Netzwerkmodell wurde im Anschluss zur Abschätzung des Einflusses der Flamme auf die akustische Transferfunktion zwischen der „kalten“ Messposition und dem Düsenauslass verwendet.

Netzwerkmodell des Flammenprüfstandes

Das zur Modellierung der Amplituden von Schnelle- sowie Druckschwankungen in dem Flammenprüfstand verwendete Netzwerkmodell setzt sich aus den einzelnen Übertragungsfunktionen für die jeweiligen Rohrabschnitte mit konstantem Durchmesser **T**, Rohrabschnitte mit Querschnittsänderungen **S** sowie den Ein- und Ausgangsimpedanzen am Rohranfang bzw. Rohrende zusammen. Eine Skizze des sich so ergebenen Modells wird in Abb. 5.1 gezeigt. Die entsprechenden vierpoligen Transferfunktionen für die Rohrabschnitte sind dabei wir folgt definiert:

$$\mathbf{T} = e^{-jMk_cL}\begin{bmatrix} \cos(k_cL) & -jZ\sin(k_cL) \\ -\frac{j}{Z}\sin(k_cL) & \cos(k_cL) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{A_n}{A_{n+1}} \end{bmatrix}. \tag{5.1}$$

Dabei bezeichnen M, ρ und c die Machzahl, die Dichte und die Schallgeschwindigkeit. Weiter ist L die Länge des Rohrabschnitts, $Z = \rho c$ die akustische Impedanz und k_c die spezifische Wellenzahl:

$$k_c = \frac{k_0}{1-M^2}(1+\eta)\ , \tag{5.2}$$

wobei $k_0 = \omega/c$ gilt. Der akustische Verlustfaktor $\eta = -0{,}17\,j$ wurde dabei iterativ bestimmt. Die Übertragungsmatrix der im Prüfstand verbauten Düsen wurde dabei durch eine Vielzahl von Querschnittsänderungen angenähert. Dabei zeigte sich, dass die Düsengeometrien mittels 20 Diskretisierungschritten hinreichend genau modeliert werden konnte (siehe Abb. 5.2), wobei eine Erhöhung der Diskretisierungschritte keinen signifikanten Einfluss auf das Ergebnis mehr zeigte.

Weiter wurde die Eingangsimpedanz bei $\mathbf{Z}_{\text{in}} = [0, -1]$ zur Modellierung einer schallharten Wand gesetzt. Zudem wurde die Ausgangsimpedanz $\mathbf{Z}_{\text{out}}$ nach Levine und Schwinger (1948) für ein offenes, ungeflanschtes Rohr wie folgt definiert:

$$\mathbf{Z}_{\text{out}} = \left[-1, \left(\frac{(k_0r)^2}{4} + j\delta k_0\right)\rho c\right], \quad \text{mit } \delta = 0{,}6113r\ . \tag{5.3}$$

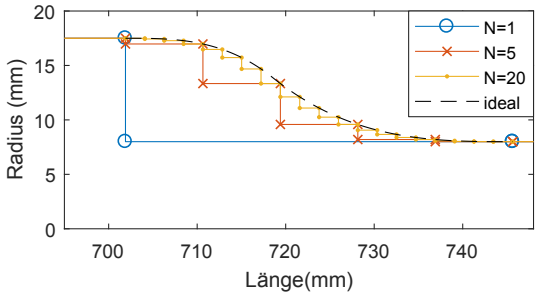


Abbildung 5.2: Skizze zur Modellierung der akustischen Übertragungsfunktion einer Düse über eine steigende Anzahl von aneinandergereihten Querschnittsprüngen. Gezeigt ist exemplarisch die Approximation über $N = 1$, 5 und 20 Diskretisierungsschritte im Vergleich zum tatsächlichen Verlauf (gestrichelte Linie

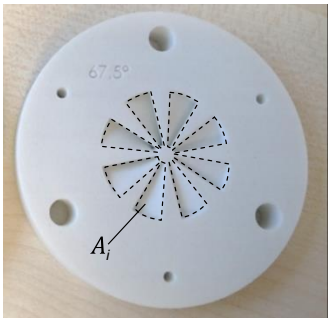


Abbildung 5.3: Fotografie des Drallerzeugers aus dem Flammenprüfstand. Die Summe der eingezeichneten Teilflächen A_i wird als ungeblockte Querschnittsfläche $A = \sum_i A_i$ zur Modellierung des Drallerzeugers als Querschnittssprung im akustischen Netzwerkmodell verwendet

Dabei steht δ für eine virtuelle Verlängerung des Rohres, welche wiederum eine Phasenkorrektur zur Folge hat. Zuletzt wurde das akustische Transferverhalten des Drallerzeugers durch eine kreisförmige Querschnittsverengung des Rohres modelliert. Der äquivalente Innenradius r_{eq} berechnet sich dabei über die Querschnittsfläche, welche gleich der Summe der nicht blockierten Teilfläche $\sum A_i$ ist (siehe Abb. 5.3).

Die Ein- und Ausgangsimpedanz und die Übertragungsmatrizen für Rohre mit und ohne Querschnittssprung wurden dabei in der entsprechenden Reihenfolge in einem linearen Gleichungssystem zusammengefasst:

$$\begin{bmatrix} Z_{\text{in},1} & Z_{\text{in},2} & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ T_{11} & T_{12} & -1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ T_{21} & T_{22} & 0 & -1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{11} & S_{12} & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{21} & S_{22} & 0 & -1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & & & & & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{\text{out},1} & Z_{\text{out},2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \\ p_2 \\ u_2 \\ p_3 \\ \vdots \\ u_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \tag{5.4}$$

Gelöst wurde das lineare Gleichungssystem [Gl. (5.4)] im hier relevanten Frequenzbereich (1–700 Hz) für alle Druck- p_n bzw. alle Schnelleschwankungen u_n an den Messpositionen n mittels des Matlab eigenen Lösers für lineare Gleichungssysteme (mldivide). Die dabei gewählte Machzahl entsprach dem später verwendeten experimentellen Versuchsaufbau. Die entsprechende Übertra-

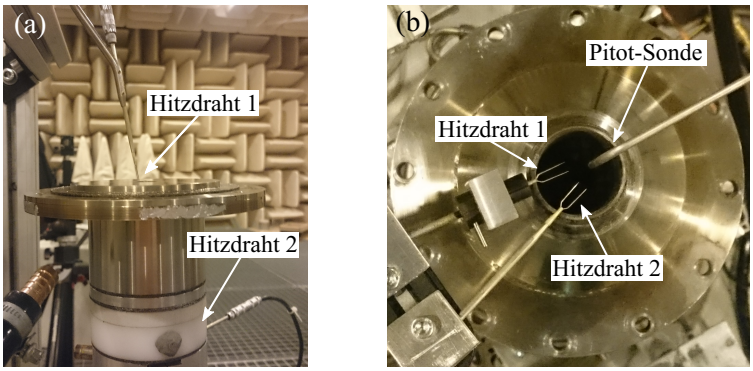


Abbildung 5.4: Fotografien der verwendeten Hitzdrahtkonfiguration zur Messung der akustischen Übertragungsfunktion zwischen Messposition und Düsenauslass (a) und zur Kalibration der Hitzdrähte mittels einer Prandtl-Sonde oberhalb der Düse (b)

gungsfunktion zwischen zwei Positionen ergibt sich somit über den Quotienten der interessierenden Größen.

experimentelle Validierung des Netzwerkmodells (ohne Flamme)

Zur Validierung der Ergebnisse aus dem Netzwerkmodell wurde die akustische Transferfunktion zwischen der „kalten“ Messposition sowie dem Düsenaustritt im kalten Zustand (ohne Flamme) experimentell ermittelt. Gemessen wurden dabei mittels zweier Hitzdrähte (HW, engl. „hot wire“) die Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit aufgrund einer Lautsprecheranregung am Rohranfang, siehe Abb. 5.5. Der stromab liegende HW wurde dabei parallel zur Brennerplatte ausgerichtet und zwischen der Elektrode und dem Rand des Düsenaustritts zentriert montiert. Aufgrund der größtenteils tangentialen zum HW verlaufenden Rotationskomponente der Strömung wird die so ermittelte Strömungsschwankung von der interessierenden Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung dominiert. Zur Messung wurde die Amplitude des Lautsprechers soweit erhöht, dass eine Geschwindigkeitsschwankung von 10% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für alle Frequenzen gemessen werden konnte. Voruntersuchungen haben gezeigt, dass dies ein guter Kompromiss aus Anregung im linearen Bereich und Signalqualität ist. Eine Fotografie des beschriebenen Aufbaus ist in Abb. 5.4a zu finden. Zur Ermittlung des nicht-linearen Übertragungsverhaltens der beiden HW wurden diese zuvor kalibriert. Beide Sonden wurden hierzu quer zur Strömungsrichtung und mit gleicher radialer Position über einer Düse ohne Drall montiert, siehe Abb. 5.4b. Als Referenzgröße wurde die mittlere Strömungsgeschwindigkeit über einer Prandtl-Sonde mit Baratron ermittelt. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit wird dabei mittels der Bernoulli-Gleichung $u = (2p_{\mathrm{stau}}/\rho)^{0,5}$ aus dem mit der Prandtl-Sonde gemessenen Staudruck p_{stau} berechnet. Beide HW wurden sowohl in Luft, als auch in CH_4/Luft ($\Phi = 0{,}85$) kalibriert, um die Änderung des Wärmeübergangs zwischen dem HW und dem umströmenden Gas zu berücksichtigen. Kalibriert wurde mit konstanten Strömungsgeschwindigkeiten von 0,6 bis 25 m/s, was dem Bereich der zu erwartenden Messgröße bei Flammenanregung entspricht.

Die akustische Transferfunktion zwischen den zwei Messsignalen berechnet sich aus dem Quotienten des Kreuzleistungsdichtespektrums P_{xy} und des Autoleistungsspektrums P_{xx}:

$$H_{xy} = \frac{P_{xy}}{P_{xx}} \,. \tag{5.5}$$

Die gesuchte akustische Transferfunktion von der „kalten“ HW-Messposition zum Düsenauslass $H_{\mathrm{HW,Noz}}$ lässt sich dabei über die Beziehungen der entsprechenden Transferfunktionen zum

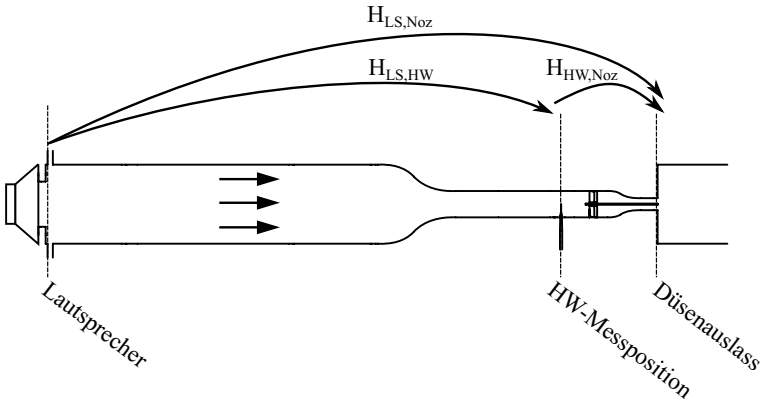


Abbildung 5.5: Skizze des Flammenprüfstands zur Definition der akustischen Übertragungsfunktionen; $H_{\mathrm{LS,Noz}}$: vom Lautsprecher zum Düsenauslass; $H_{\mathrm{LS,HW}}$: vom Lautspecher zur HW-Messposition stromauf des Drallerzeugers; $H_{\mathrm{HW,Noz}}$: von der HW-Messposition zum Düsenauslass

elektrischen Lautsprechersignal $H_{\mathrm{LS,HW}}$ und $H_{\mathrm{LS,Noz}}$ wie folgt bestimmen:

$$H_{\mathrm{HW,Noz}} = \frac{H_{\mathrm{LS,Noz}}}{H_{\mathrm{LS,HW}}}. \tag{5.6}$$

Die Indizes LS, Noz und HW stehen dabei für das Lautsprecheranregungssignal, die gemessene Schnelle an der „kalten“ HW-Messposition stromauf des Drallerzeugers und die temporäre HW-Messposition am Düsenauslass (siehe auch Abb. 5.5). An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass die in dem Netzwerkmodell gezeigte Übertragungsfunktion des elektrischen Lautsprechersignals nicht berücksichtigt wird. Da sich diese in der experimentellen Bestimmung der gesuchten Transferfunktion nach Gl. (5.6) herauskürzt, bleibt die Übertragungsfunktion des elektrischen Lautsprechersignals für die hier durchgeführten Untersuchungen ohne besondere Relevanz.

Abbildung 5.6 zeigt die experimentell ermittelte (durchgezogene Linie) sowie die modellierte Transferfunktion (gestrichelte Linie) der Schnelleschwankung zwischen der „kalten“ HW-Messposition und dem Düsenauslass in dem Frequenzbereich von 0 bis 700 Hz. Durchströmt wurde der Prüfstand dabei mit einem CH4/Luft-Gemisch ($\dot{m}_{\mathrm{CH4/Luft}} = 7{,}5\,\mathrm{kg/h}$, $\Phi = 0{,}85$) jedoch ohne Flamme. Die gemessenen Schnelleschwankungen sind mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit normiert. Die obere Abbildung zeigt den Verstärkungsfaktor $|H_{\mathrm{HW,Noz}}|$ und die untere Abbildung den dazugehörigen Phasenwinkel $\arg(H_{\mathrm{HW,Noz}})$. Die Kohärenz zwischen Anregungssignal des Lautsprechers und den gemessenen Schnelleschwankungen beträgt im gesamten Frequenzbereich über 95%.

Bei Betrachtung der Verstärkungsfunktion und des dazugehörigen Phasenwinkels zeigt sich der modellierte Wert in großen Bereichen nahezu deckungsgleich mit den gemessenen Werten. Lediglich geringe Abweichungen oberhalb des Maximums bei 375 Hz lassen sich mit dem aufgestellten Netzwerkmodell nicht vollständig erfassen. An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass eine Variation vom Massenstrom des CH4/Luft-Gemisches im gesamten untersuchten Bereich von 1 bis 10 kg/h weder im Modell, noch im Experiment signifikante Änderungen der in Abb. 5.6 abgebildeten Werte erzeugt.

Abschätzen des Einflusses des Temperaturfeldes auf die akustische Transferfunktion

Zur Abschätzung des Temperatureinflusses der Flamme wurde im letzten Rohrabschnitt (Abb. 4.1), welches die vom Quarzglas begrenzte Flammenposition repräsentiert, ein homogenes Temperaturfeld angenommen. Abbildung 5.7 zeigt die sich ergebenen Werte für den Temperaturbereich

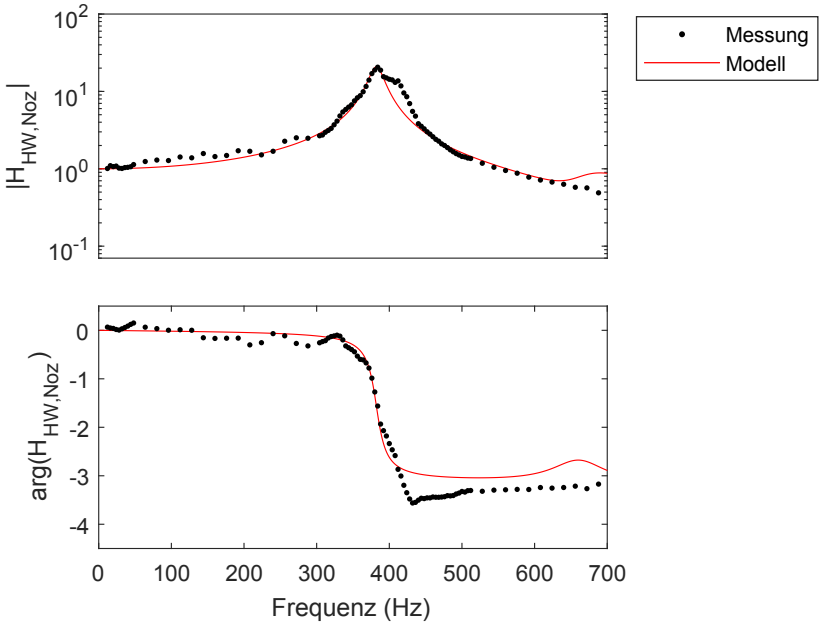


Abbildung 5.6: Gemessene und modellierte akustische Übertragungsfunktion $H_{\mathrm{HW,Noz}}$ zwischen Messposition des Hitzdrahtes (unterhalb des Drallerzeugers) und Düsenauslass ($\dot{m}_{\mathrm{CH4/Luft}}$ = 7,5 kg/h, Φ = 0,85, ohne Flamme)

von 20° C (Umgebungstemperatur) bishin zur adiabaten Flammentemperatur von Methan-Luft-Flammen von ca. 1780° C bei Φ = 0,85 (Cerfacs, 2019). Wie erwartet verursacht die Temperaturerhöhung aufgrund der Auswirkungen auf die Schallgeschwindigkeit c eine Verschiebung der Resonanzfrequenz von $H_{\mathrm{HW,Nozzle}}$ zu höheren Frequenzen. Bei maximaler untersuchter Temperatur (1780° C) verschiebt sich die Resonanzfrequenz im Vergleich zum Versuch ohne Flamme um ca. 20 Hz. Neben einem Anstieg der Verstärkungsfunktion um bis zu 20% ist ebenfalls eine Verschiebung des Phasenwinkels in dem Bereich um das Maximum zu beobachten. Zu beachten ist an dieser Stelle jedoch, dass die adiabate Temperatur die theoretisch höchste Temperatur beschreibt, wobei Verlustterme wie die Wärmeübertragung an die Umgebung vernachlässigt werden. In realen Experimenten unterschreitet die gemessene Temperatur diesen Wert daher um ein Vielfaches. Dabei zeigten vergleichbare Experimente, dass mit ähnlichen Aufbauten und Flammenkonstellationen mittlere Temperaturen von ca. 850° C im Quarzglasbereich erreicht werden können. Im Folgenden wird dieser Wert daher als mittleres Temperaturfeld für die hier durchgeführten Untersuchungen angenommen. Zur Abschätzung des Temperatureinflusses in der Quarzglasregion, wurde im Weiteren die messtechnisch ermittelte akustische Übertragungsfunktion $H_{\mathrm{HW,Noz}}$ (Abb. 5.6) mit einer aus dem Modell gewonnenen Übertragungsfunktion $H_{\mathrm{hot}} = H_{850°\mathrm{C}}/H_{20°\mathrm{C}}$ korrigiert. Dabei wirkt sich der Temperaturunterschied bei dem Übertragungsverhalten, wie in Abb. 5.7 beschrieben, lediglich signifikant auf Frequenzen um die Resonanzfrequenz aus.

Analog zu den Ergebnissen aus dem Netzwerkmodell zeigt sich eine Verschiebung des Maximums der Verstärkungsfunktion und des Phasenwinkels zu höheren Frequenzen sowie ein leichter Anstieg des Betragswertes. Alle im Weiteren gezeigten Ergebnisse beruhen auf den für eine Temperatur von 850° C korrigierten Werten von $H_{\mathrm{HW,Nozzle}}$.

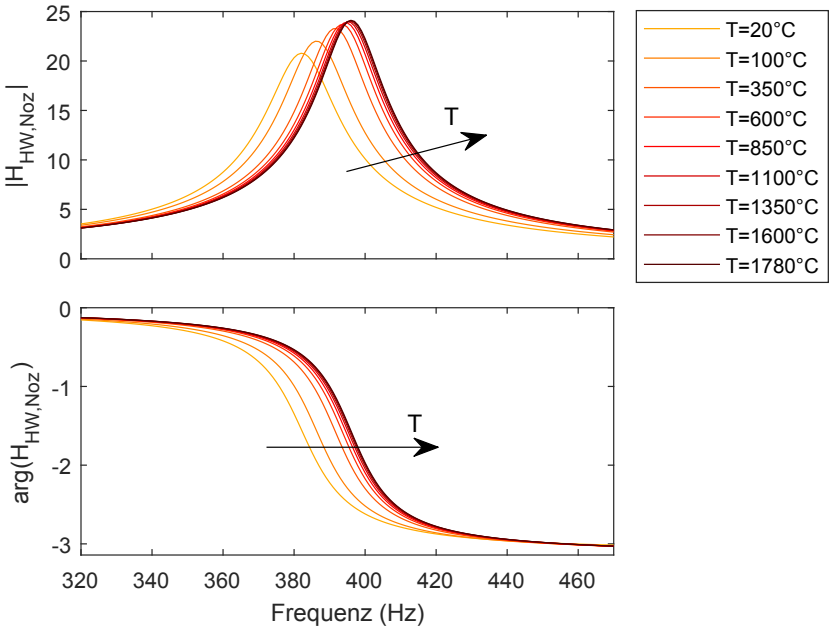


Abbildung 5.7: Einfluss eines homogenen Temperaturfeldes im Quarzglas auf die akustische Übertragungsfunktion $H_{\mathrm{HW,Nozzle}}$ zur Modellierung der Flamme im Experiment. ($\dot{m}_{\mathrm{CH4/Luft}}$ = 7,5 kg/h, Φ = 0,85)

5.2 Definition der Flammentransferfunktion bei Lautsprecheranregung

Die Flammentransferfunktion (FTF) beschreibt die frequenzabhängige Flammenantwort auf kleine Strömungsstörungen. Definiert wird diese über den Quotienten aus der relativen Wärmefreisetzungsschwankung ($\hat{\dot{Q}}/\bar{\dot{Q}}$) und der relativen Strömungsschwankung ($\hat{u}/\bar{u}$):

$$FTF = \frac{\hat{\dot{Q}}/\bar{\dot{Q}}}{\hat{u}/\bar{u}} \,. \tag{5.7}$$

Dabei sind die jeweiligen Schwankungsamplituden ($\hat{\dot{Q}}$, $\hat{u}$) mit den entsprechenden mittleren Größen ($\bar{\dot{Q}}$, $\bar{u}$) normiert. Üblicherweise verwendet man dabei die Strömungsschwankungen am Düsenauslass unterhalb der Flamme. Bei perfekt vorgemischtem Brennstoff/Luft-Gemisch kann zudem auch hier die relative Wärmefreisetzungsschwankung über die Chemilumineszenz von OH* (bzw. CH*, sofern der Brennstoff Kohlenstoff beinhaltet) ermittelt werden. Die FTF gibt somit Auskunft unter anderem über die akustisch induzierten Verbrennungsinstabilitäten und kann unter anderem zur Beurteilung von Regelungsstrategien von thermoakustischen Instabilitäten verwendet werden.

5.2.1 Experimentelle Bestimmung der FTF

Zur experimentellen Ermittlung der Flammen-Transferfunktion wurde die Flamme mittels eines stromauf befindlichen Lautsprechers (siehe Abb. 4.1) im Frequenzbereich von 16 bis 536 Hz monofrequent angeregt. Ermittelt wurde die relative Wärmefluktuation wiederum über die OH*-Intensität. Die Fluktuation der Strömungsgeschwindigkeit wurde dabei, wie in Kap. 5.1 beschrieben, unterhalb des Drallerzeugers gemessen und mittels der für den heißen Zustand ermittelten Übertragungsfunktion auf den Düsenauslass transferiert. Untersucht wurde eine drallstabilierte Flamme ($\dot{m}_{\mathrm{CH4}}$ =0,3 kg/h, ϕ =0,85) in einem 150 mm langen Quarzglas (Durchmesser von 105 mm). Dabei gilt zu beachten, dass bei entsprechend hoher Anregungsamplitude die Flammenantwort nicht mehr

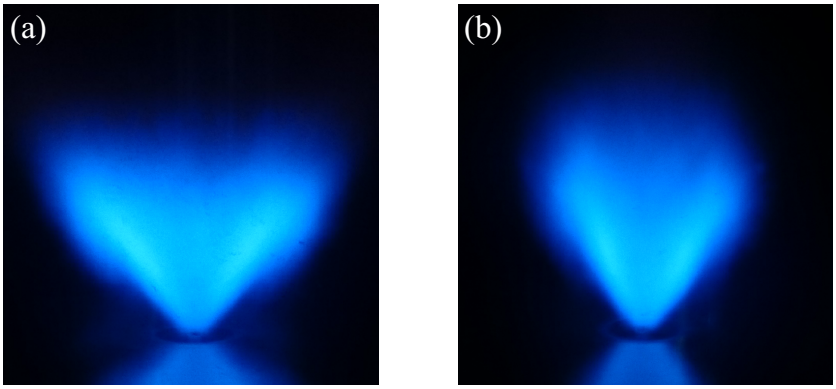


Abbildung 5.8: Fotografien der zwei stabilen Erscheinungsformen der untersuchten Drallflamme bei einem Quarzglasdurchmesser von $D = 105\,\mathrm{mm}$. (a): Breite Flamme nach dem Zünden; (b): schmale Flamme nach akustischer Anregung bei bestimmten Frequenzen bzw. Amplituden

linear von der Strömungsschwankung ist. Daher wurde in den hier durchgeführten Experimenten mittels des Lautsprechers so stark angeregt, dass die erzeugte Amplitude der Strömungsschwankung 10% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit am Düsenauslass entsprach. Erfahrungsgemäß zeigt sich bei diesem Wert ein guter Kompromiss aus Messgenauigkeit und Anregungsamplitude im linearen Bereich. In Voruntersuchungen konnte diese Annahme zudem validiert werden.

Die für OH^* relevanten Lichtemissionen wurden mittels eines Photoelektronenvervielfachers (H10723-20 von Hamamatsu) mit entsprechendem optischen Bandpassfilter gemessen. Das von der Flamme abgestrahlte Licht wurde hierbei über ein System aus UV-durchlässigen Linsen durch einen für OH^*-Lichtemissionen durchlässigen optischen Schmalbandfilter (Dielektrischer Interefenzfilter $\Lambda_0 = 309\,\mathrm{nm}\pm0{,}5\,\mathrm{nm}$, Dr. Hugo Anders GmbH) direkt auf die Photodiode des Photoelektronenvervielfachers (PMT, engl. „Photo Multiplier Tube“) geleitet. Das zentrisch auf die Photodiode projizierte Flammenbild füllte dabei ca. 3/4 der Photodiodenfläche aus, sodass ein Informationsverlust durch das Überschreiten der Messoberfläche bei einer Bewegung der Flamme verhindert wurde. Analog zu den OH^*-Bildern wurden die bei Lautsprecheranregung gemessenen Amplituden des PMT mit dem Mittelwert der entsprechenden Flamme ohne Anregung normiert. Durch die hohe Bandbreite der PMT von über 20 kHz waren kontinuierliche Messungen ohne Phasenmittelung möglich. Während des Experimentes konnte bei einigen Messpunkten ein Umspringen der Flamme von einer breiten V-Flamme (Abb. 5.8a) zu einer etwas schmaleren und längeren Form (Abb. 5.8b) beobachtet werden. Nach dem Abschalten der akustischen Anregung behielt die Flamme in der Regel die schmalere Form bei. Lediglich durch einen starken, äußeren Einfluss (Variation der Massenströme, Anpusten der Flamme oder erneutes Zünden) konnte die ursprünglich breite V-Flamme erhalten werden.

Abbildung 5.9 zeigt die nach Gl. (5.7) ermittelte FTF. Gezeigt ist der Betrag der FTF und der dazu gehörige Phasenwinkel für die breite (blaue Linie) sowie die schmale Flammenform (rote Linie). Die Fehlerbalken kennzeichnen hierbei die Standardabweichung, welche aus bis zu 6 Wiederholungsmessungen ermittelt wurden. Bei beiden Flammenformen kann ein globales Maximum bei ca. 32 Hz sowie ein Abfall des Betrages der FTF mit steigender Frequenz ermittelt werden. Die Kohärenz der gemessenen Schnelle sowie Wärmefluktuation zum Anregungssignal des Lautsprechers lag für alle gezeigten Werte über 85%, wobei die geringsten Werte bei den Messungen mit der breiten Flamme und für Frequenzen unterhalb von 200 Hz erreicht wurden. Einhergehend mit dem Umspringen der Flamme zeigt sich bei der schmaleren Flammenform eine geringere Amplitude der Flammentransferfunktion, welche sich besonders bei den Frequenzen unterhalb von 250 Hz ausprägt. Aufgrund dieser Beobachtungen kann davon ausgegangen werden,

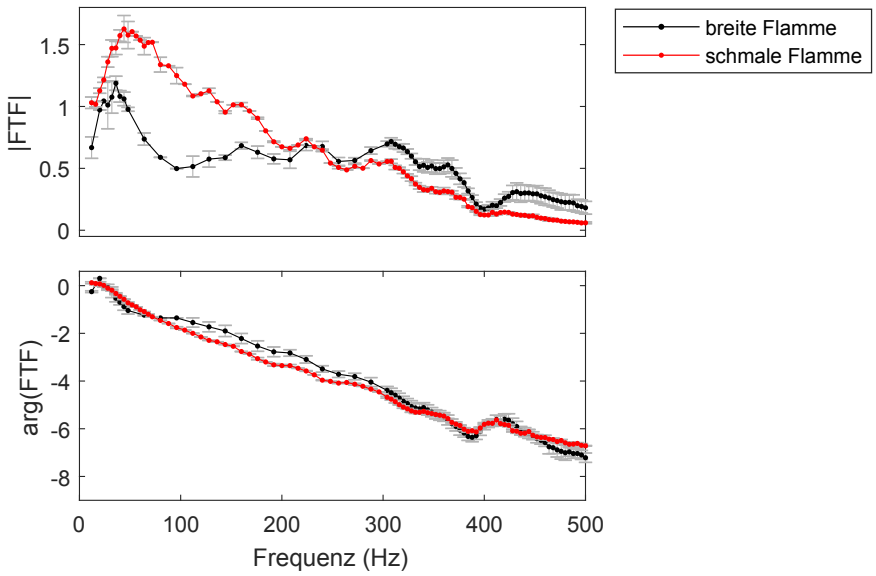


Abbildung 5.9: Flammentransferfunktion nach Gl. (5.7) bei Lautsprecheranregung ($\dot{m}_{CH_4} = 0{,}3$ kg/h, $\phi = 0{,}85$) für die breite und schmale Erscheinungsform der Drallflamme (siehe Abb. 5.8)

dass die Flamme unter bestimmten Bedingungen mehr als eine stabile Ausgangsposition hat. Dies hat wiederum zur Folge, dass die Flamme auf akustische Anregung unterschiedlich stark reagiert. Ein solches Verhalten entspricht dabei dem stark nicht-linearen Fall einer Bifurkation.

Im Vergleich zu anderen Studien mit ähnlichen Flammenkonfigurationen lassen sich unterschiedliche Aussagen über den qualitativen Verlauf der FTF treffen. Dabei lassen sich qualitativ ähnliche FTF in den Arbeiten von Hirsch et al. (Hirsch et al., 2005) und Komarek et al. (Komarek und Polifke, 2010) finden, welche ebenfalls nur ein dominantes Maxima und ein vergleichbar hochfrequent einsetzendes Tiefpassverhalten vorweisen. Des Weiteren zeigen die Arbeiten von Komarek et al. (Komarek und Polifke, 2010) und Lacoste et al. (Lacoste et al., 2013) ein wesentlich tieferfrequent einsetzendes Tiefpassverhalten mit zwei lokalen Maxima. Dabei geht aus den Untersuchungen von Komarek et al. hervor, dass mit steigender Drallzahl eine Verschiebung der lokalen Maxima der FTF zu niedrigeren Frequenzen beobachtet werden kann. Zudem zeigt sich auch, dass das Design des Drallerzeugers einen erheblichen Einfluss auf die Ausprägung der Maxima der FTF hat, wodurch sich bei entsprechender Kombination aus Drallzahl und Flammenkonfiguration ebenfalls nur ein lokales Maximum beobachten lässt (Hirsch et al., 2005; Komarek und Polifke, 2010). Jedoch zeigen alle diese Studien, dass sich bei einem perfekt vorgemischtem Brennstoff/Luft-Gemisch der tieffrequente Grenzwert der FTF zu 1 ergibt. Sobald die Mischungsregion des Brennstoff-/Luft-Gemisches nicht akustisch von der Brennkammer entkoppelt ist, was zum Beispiel durch eine kritisch durchströmte Düse realisiert werden kann, wird jedoch ein abweichender Grenzwert erzeugt. Nach den Untersuchungen von Polifke et al. (Polifke und Lawn, 2007) ergibt sich der tieffrequente Grenzwert der FTF dabei abhängig vom Druckverhältnis zwischen der Brennstoff- und Lufteindüsung zu Werten zwischen 0 und 1. Analog zu diesen Überlegungen kann bei den hier durchgeführten Versuchen davon ausgegangen werden, dass durch die akustische Anregung am unteren Bereich des Brenners, ebenfalls die weiter stromauf befindliche Brennstoffeindüsung moduliert wurde. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass durch den Aufbau der Brennstoffeindüsung dennoch von einem perfekt durchmischten Brennstoff/Luft-Gemisch ausgegangen werden kann. Neben der hier ebenfalls zu beobachtenden Tiefpasscharakteristik zeigt sich auch ein linearer Abfall der Phase mit steigender Frequenz, welcher sich nach Gl. (4.11) zu einem Zeitverzug von $\tau \approx 2{,}5$ ms berechnet. Dies entspricht der Größenordnung, welche auch in Studien mit vergleichbaren Aufbauten mit ähnlichen Transportgeschwindigkeiten ermittelt werden konnten (siehe z.B. Komarek und Polifke,

2010; Lacoste et al., 2013).

Da eine dominierende schmale Flammenform lediglich bei Lautsprecheranregung, nicht aber bei plasmaunterstützter Verbrennung beobachtet werden konnte, wurden alle weiteren Ergebnisse aus Untersuchungen der breiten Flammenform gewonnen. Um zwischen den zu untersuchenden Effekten bei Plasma- bzw. Lautsprecheranregung und dem hier beschriebenen Wechsel zwischen mehreren stabilen Flammenformen unterscheiden zu können, wurde im späteren Verlauf zudem der Durchmesser des Quarzglases reduziert, wonach sich nur noch eine stabile Flammenform beobachten ließ.

5.2.2 Verwendung der FTF zur Abschätzung kritischer Quarzglaslängen mit thermoakusitschen Instabilitäten

Durch ein fluktuierendes Äquivalenzverhältnis, Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit oder ähnliche Mechanismen können Wärmefreisetzungsschwankungen entstehen. Diese wiederum stellen den treibenden Mechanismus zur Schallerzeugung in Verbrennungsprüfständen dar (Dowling und Mahmoudi, 2015). Da das akustische Feld wiederum Einfluss auf die Verbrennungsprozesse nimmt, kann sich abhängig von den äußeren Systemeigenschaften (Brennkammergeometrie, Dämpfung etc.) eine selbsterregte Rückkopplungsschleife zwischen diesen beiden Größen ausbilden. Ein möglicher Aufbau zur Erzeugung dieser selbsterregten thermoakustischen Instabilitäten, welche im Folgenden näher beschrieben wird, besteht dabei aus einer durch ein Quarzglas beschränkten, drallstabilisierten Flamme. Die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten ist dabei an die Phasenlage zwischen der Wärmefreisetzungsschwankung und Druckschwankung gekoppelt, wobei die kritischen Phasendifferenzen über das Rayleigh-Integral ermittelt werden können (Rayleigh, 1878). Nach Rayleigh wirkt die instationäre Wärmeabgabe $\dot{q}'$ destabilisierend, sofern es phasengleiche Komponenten mit dem schwankenden Druck $\dot{p}'$ gibt. In diesem Fall wird dem akustischen Feld Energie zugefügt:

$$\int_V \int_T p' \dot{q}' \, dt \, dV > \zeta \, . \tag{5.8}$$

Eine selbsterregte Schwingung entsteht dabei, wenn das Volumenintegral in der Zone der Wärmefreisetzung V, integriert über eine Periode T, größer als die Systemdämpfung ζ ist.

Bei Annahme von einem akustisch geschlossenen Ende auf Seiten der Brennerplatte und einem akustisch offenen Ende auf der gegenüberliegenden Seite, lässt sich das Druckfeld an der Flammenposition abhängig von der Quarzglaslänge abschätzen. Dabei beinhaltet die FTF die Phasenlage der Wärmefreisetzungsschwankung auf eine Druckschwankung. Somit kann über die Kenntnis der FTF-Phase die notwendige Quarzglaslänge abgeschätzt werden, bei der das System thermoakustisch instabil wird. Für eine spätere Regelung der Instabilität, mittels der in dieser Arbeit untersuchten burst-modulierten Pulssequenzen, ist dabei eine möglichst hohe Auflösung der Anregungsamplitude wünschenswert. Aufgrund der maximalen PRF des Plasmagenerators von 30 kHz steht jedoch nur eine endliche Anzahl an Pulsen pro Periode zur Verfügung. Idealerweise sollte die Länge des Quarzglases daher so gewählt werden, dass die erzeugte Verbrennungsinstabilität bei einer möglichst hohen Periodendauer bzw. tiefen Resonanzfrequenz liegt.

Das Trägheitsgesetz der Akustik (Möser, 2009):

$$u' = \frac{j}{\omega \rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \tag{5.9}$$

beschreibt hierbei den Zusammenhang zwischen dem Druck und der akustischen Schnellefluktuation u'. Unter der Annahme eines schallharten und eines akustisch offenen Rohrendes, ergibt sich die erste auftretende Resonanz, bei der sich die im Rohr einfallenden- und reflektierenden

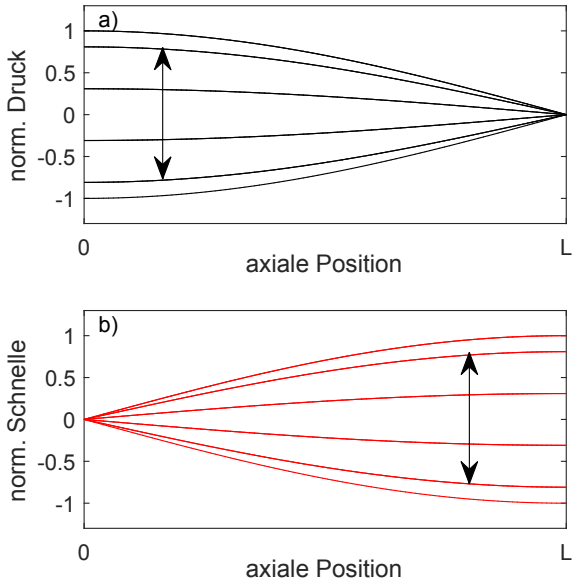


Abbildung 5.10: Ortsverteilung der Druckamplitude (a) und Schnelleamplitude (b) einer $\lambda/4$-Welle über die gesamte Länge L des Quarzglases. Gezeigt sind verschiedene Zeitpunkte einer Periode, wobei die Werte jeweils mit dem maximalen Ausschlag der Periode normiert sind. Angenommen ist ein schallhartes Ende (links) und ein akustisch offenes Ende (rechts).

Wellenanteile zu einer stehenden Welle überlagern, bei der $\lambda/4$-Mode. Durch die übliche Verwendung eines harmonischen Ansatzes für die Druckfluktuation, lässt sich für die längs zum Quarzrohr laufenden Wellenanteile $p'_+ = p_0 e^{j(-kx+\omega t)}$ bzw. $p'_- = p_0 e^{j(kx+\omega t)}$ schreiben. Unter den gegebenen Randbedingungen ergibt sich der Druck $p' = p'_+ + p'_-$ und nach Gl. (5.9) die Schnelle im Quarzglas zu:

$$p' = 2p_0 \cos(kx)\, e^{j\omega t} \tag{5.10}$$

$$u' = -j\frac{2p_0}{\rho c} \sin(kx)\, e^{j\omega t}\ . \tag{5.11}$$

Bei Verwendung der Zeitkonvention der komplexen Schreibweise $p' = \Re\left\{p_0 e^{j(-kx+\omega t)}\right\}$ ergibt sich:

$$|p'| = 2p_0 \sin(kx + \frac{\pi}{2}) \tag{5.12}$$

$$|u'| = \frac{2p_0}{\rho c} \sin(kx)\ . \tag{5.13}$$

Wie auch in Abb. 5.10 gezeigt, eilt die ortsabhängige Amplitude der Druckfluktuation der Schnelle um $\frac{\pi}{2}$ bzw. 90° voraus, siehe hierzu auch (Möser, 2009; Ehrenfried, 2003). Die selbsterregte Rückkopplungsschleife bei der $\lambda/4$-Mode entsteht somit nach Gl. (5.8), wenn sich folgendes Phasenverhältnis zwischen der Wärme- und Schnelleschwankung einstellt:

$$\arg\left(\frac{\dot{q}'}{u'}\right) \in\ ]-(2k-1)\pi, -2k\pi[\quad \forall\ k \in \mathbb{Z}_0\ . \tag{5.14}$$

Eben dieses Verhältnis kann experimentell aus dem Phasenwinkel der FTF [Gl. (5.7)] ermittelt werden (siehe auch Abb. 5.9).

Abbildung 5.11 zeigt den experimentell ermittelten Phasenwinkel der FTF (Abb. 5.9) in dem relevanten Frequenzbereich (< 500 Hz). Die roten Bereiche beschreiben die Phasenverhältnisse,

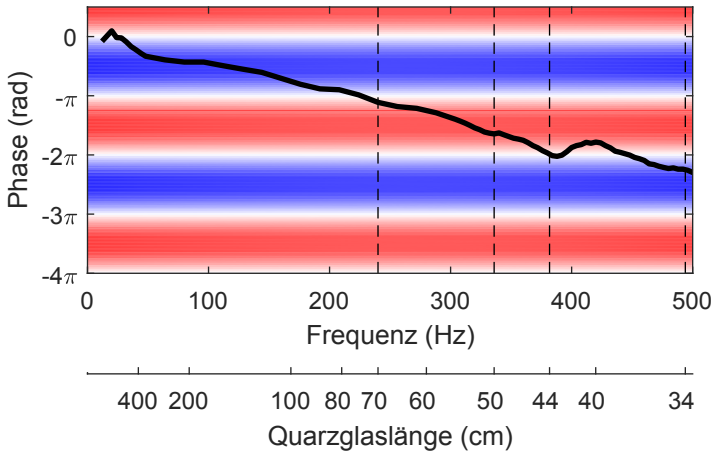


Abbildung 5.11: Thermoakustisch stabile und kritische Quarzglaslängen abhängig von der FTF-Phase, bei denen sich eine $\lambda/4$-Mode im Quarzglas ausprägt ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$, $\Phi = 0{,}85$). Blaue Bereiche: keine Instabilität; rote Bereiche: Ausprägung einer Resonanz bei der entsprechenden Frequenz

bei denen es zu einer Anfachung der Verbrennungsinstabilität kommen kann. Entsprechend zeigen die blauen Bereiche ein stabilisierendes Verhältnis. Die Länge des Quarzrohres L_{Quarz} (untere x-Achse), bei der sich die entsprechende $\lambda/4$-Mode einstellt, kann mittels der Frequenz über $4(L_{\text{Quarz}} + \Delta l) = \frac{c}{f}$ bestimmt werden. Beachtet werden muss dabei zudem die virtuelle Längenkorrektur Δl des Quarzglases, welche ebenfalls in die Ausgangsimpedanz des Netzwerkmodells [Gl. (5.3)] eingeflossen ist. Die frequenzabhängige Längenkorrektur ergibt sich abhängig von dem Produkt aus Wellenzahl und Radius zu (Mechel, 2009):

$$\frac{\Delta l}{r_0} = 0{,}6133 - 0{,}1168\,(k_0 r_0)^2 \quad \text{für} \quad k_0 r_0 \leq 0{,}5 \tag{5.15}$$

$$\frac{\Delta l}{r_0} = 0{,}6393 - 0{,}1104\,k_0 r_0 \quad \text{für} \quad 0{,}5 < k_0 r_0 < 2 \tag{5.16}$$

Für den relevanten Frequenzbereich unterhalb 500 Hz gilt $k_0 r_0 < 0{,}25$ ($D = 105$ mm). Die maximale Längenkorrektur entspricht dabei ca. 30 mm. Wie zuvor wird eine mittlere Temperatur von 850°C und somit $c \approx 670$ m/s angenommen. Die gestrichelten Linien in Abb. 5.11 zeigen die getesteten Quarzglaslängen (340, 440, 500 und 700 mm). Obwohl sowohl das 500 mm als auch das 700 mm lange Quarzglas im potenziellen Bereich zur Anfachung von thermoakustischen Instabilitäten liegen, konnte lediglich mit der längsten Konfiguration eine Verbrennungsinstabilität beobachtet werden. Ursache könnte dafür beispielsweise eine erhöhte Dämpfung in dem Frequenzbereich sein, wodurch das Rayleigh-Kriterium [Gl. (5.8)] nicht erfüllt ist.

Gezeigt werden konnte jedoch, dass die Instabilität bei Verwendung des 700 mm langen Quarzglases über einen relativ breiten Parameterbereich des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0{,}7 - 0{,}95$) sowie des Brennstoffmassenstroms ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}3 - 0{,}4$ kg/h) erzeugt werden konnte. Abbildung 5.12 und Abb. 5.13 zeigen repräsentative Zeitsignale, sowie die dazugehörigen Spektren der mittels Mikrofon gemessenen Druckschwankung im instabilen Zustand für verschiedene Äquivalenzverhältnisse bei $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h. Aufgrund der stark turbulenten Prozesse in einer Drallflamme unterliegt die Druckfluktuation hohen Amplitudenschwankungen. Zudem lässt sich in einigen Fällen (z.B. Abb. 5.12, oben) eine schwach ausgeprägte Schwebung erkennen. Die sich einstellende Resonanzfrequenz konnte bei jeder Flammenkonfiguration um ca. 153 ± 3 Hz beobachten werden. Mit steigendem Äquivalenzverhältnis und bei gleichem Gesamtmassenstrom, und somit steigender thermischer Leistung der Flamme, konnte zudem eine leichte Erhöhung der Schalldruckamplitude beobachtet werden. Mit der Transferfunktion zwischen der Mikrofonmessposition und dem Düsen-

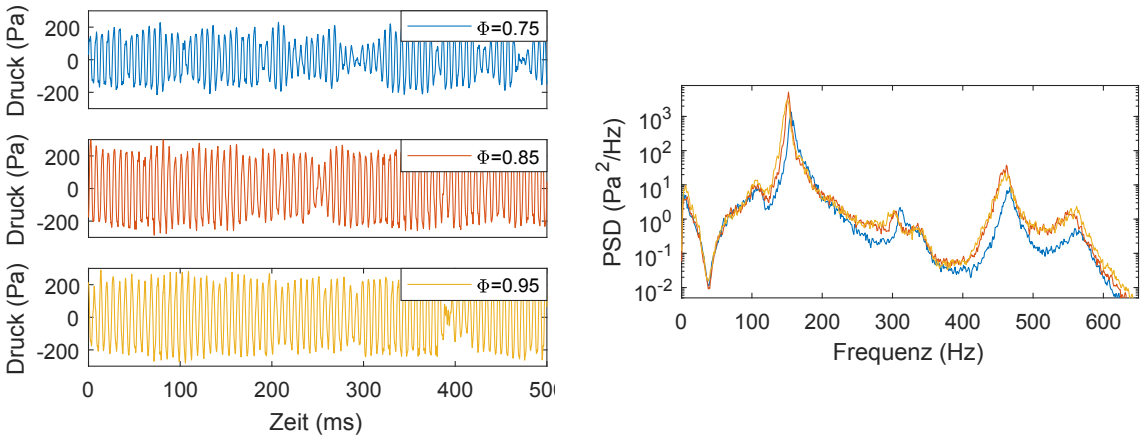


Abbildung 5.12: Einfluss des Äquivalenzverhältnisses auf das Mikrofonsignal und Spektrum bei denen Verbrennungsinstabilität beobachtet wurden; $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h, L_{Quarz} = 700 mm und D_{Quarz} = 105 mm

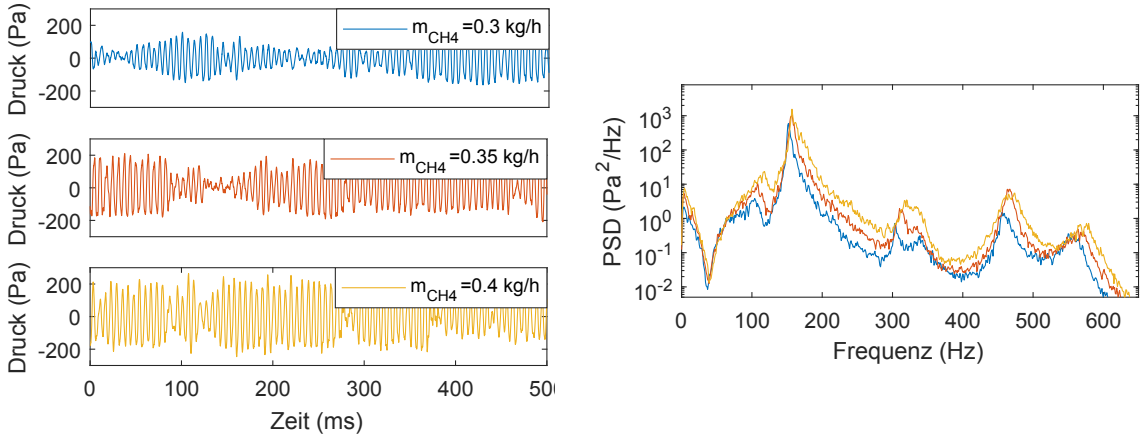


Abbildung 5.13: Einfluss des Brennstoffmassenstroms auf das Mikrofonsignal und Spektrum bei denen Verbrennungsinstabilität beobachtet wurden; Φ = 0,75 kg/h, L_{Quarz} = 700 mm und D_{Quarz} = 105 mm.

auslass ergab sich bei der Resonanzfrequenz dabei eine mittlere Druckamplitude im Quarzglas von 76 Pa (Φ = 0,75) bis zu 149 Pa (Φ = 0,95).

Die experimentell beobachtete Resonanzfrequenz liegt jedoch ca. 100 Hz unterhalb der nach Abb. 5.11 ermittelten Frequenz der $\lambda/4$-Mode bei einem 700 mm langen Quarzglas. Mögliche Ursache könnte die Idealisierung eines homogenen Temperaturfeldes im gesamten Quarzglasbereich sein, wobei ein stark ausgeprägter Temperaturgradient nicht zur Ausformung einer idealen $\lambda/4$-Mode führt. Weitere Untersuchungen müssen zeigen, in wie Weit die Werte der Impedanzen am Anfang sowie am Ende des Quarzglases als auch die hier ermittelte FTF die realen Bedingungen wiederspiegeln. Gezeigt werden konnte jedoch, dass mittels des hier verwendeten Flammenprüfstandes, thermoakustische Instabilitäten in einem relativ breiten Arbeitsbereich (Φ = 0,7 – 0,95 und $\dot{m}_{CH4}$ = 0,3 – 0,4 kg/h) erzeugt werden konnten. Zudem zeigten sich die Resonanzfrequenzen in einem Frequenzbereich, welcher für spätere Experimente zur Regelung mittels tieffrequentmodulierter NRP-Plasmasequenzen gut nutzbar ist.

5.3 Vergleich der Flammenantwort bei Lautsprecher- und Plasmaanregung

Während der Wirkmechanismus eines schwankenden Geschwindigkeitsfeldes auf die Flammenantwort weitestgehend bekannt ist, und mittels kinematischer Mechanismen bzw. mit dem Verhalten großer Wirbelstrukturen erklärt werden kann (Preetham et al., 2008; Komarek und Polifke, 2010; Palies, 2011), gehen die dominanten Mechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung mittels NRP-Plasma auf chemische, thermale und akustische Effekte zurück (Ju und Sun, 2015a). Obwohl der Vergleich der Flammenantwort auf akustische Anregung mit der Flammenantwort auf tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen somit stark zum Verständnis der Wirkmechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung beitragen kann, gibt es nur wenige Veröffentlichungen zu diesem Thema. Eine dieser Arbeiten stammt dabei von Lacoste et al. (2017a). In ihren Untersuchungen vergleicht sie die Flammenantworten verschiedener laminarer Flammenformen (M-, V-, und C-Form) bei Lautsprecheranregung, bei Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Glimmplasma und bei Anregung mit einem Wechselstromfeld miteinander. Die unterschiedlich starke Ausprägung des NRP-Plasmas auf die Flammenantwort bei den verschiedenen Flammenformen lassen dabei unter anderem vermuten, dass die Positionierung und Verteilung der Entladungszone in der Flammenfront einen Einfluss auf die Flammenantwort hat. Um weiterführend den Effekt eines turbulenten Strömungsfeldes auf die Plasma-Flamme-Interaktion zu untersuchen wird im Folgenden daher die Flammenantwort einer drallstabilisierten Flamme ($\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h, Φ = 0,85, D_{Quarz} = 105 mm) bei Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Funkenplasma untersucht und mit der Flammenantwort auf eine reine akustische Lautsprecheranregung verglichen. Zu beachten gilt dabei, dass die von Lacoste et al. untersuchten Glimmentladungen einen nicht signifikanten Stromfluss I_{cond} erzeugen und die Wärmefreisetzung beim Entladungsprozess (und demzufolge auch die akustische Quellamplitude, siehe Kap. 3.1) vernachlässigbar klein gegenüber den hier verwendeten Funkenentladungen ist.

Integrale OH*-Intensität und Schwankung des CoLE mit steigendem Phasenwinkel

Abbildung 5.14 zeigt repräsentative Ergebnisse der integralen OH*-Intensität (Abb. 5.14a) sowie der ermittelten Höhe der CoLE (Abb. 5.14b) aus jeweils phasengemittelten Bildaufnahmen (fps= 250 Hz, Belichtungszeit und Shutter nach Abb. 4.7) bei Anregung mit NRP-Plasma (schwarz) und bei Lautsprecheranregung (rot). Dargestellt sind die repräsentativen Werte bei Anregung mit einer (Modulations-)Frequenz von 144 Hz, da hier mittels beider Anregungsmethoden starke Flammenantworten beobachtet werden konnten. Der Arbeitszyklus der burst-modulierten Pulssequenzen beträgt 50% und die Lautsprecheranregung wurde so gewählt, dass die Schwankungsamplitude der Strömung 10% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit am Düsenauslass entsprach. Weiter wurden die PSLE bei Anregung mit NRP-Plasma mittels des in Kap. 4.3 diskutierten Verfahrens gelöscht. Aufgetragen sind die integrale OH*-Intensität sowie die Höhe der CoLE jeweils normiert bzw. relativ zu dem Wert ohne Anregung. Die gestrichelten Linien in Abb. 5.14a entsprechen den jeweiligen Fourierkoeffizienten bei der Fundamentalfrequenz (N = 1) nach Gl. (A.4). Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Phasenlage der Signale so verschoben, dass die maximale OH*-Intensität bei $\phi = 0$ liegt. Da durch die tieffrequente Modulation der Plasmasequenzen neben der Modulationsfrequenz ebenfalls die ungeraden Vielfachen betont werden (siehe hierzu auch Abb. A.1) zeigten sich bei der gemessenen OH*-Intensität wie erwartet im Bereich der einsetzenden bzw. endenden Plasmaanregung (Phasenwinkel von $\pm\pi/2$) Abweichungen zum berechneten Fourierkoeffizienten. Im Gegensatz dazu wird bei der sinusidalen Anregung mit dem Lautsprecher lediglich die Fundamentalfrequenz betont, wodurch sich die phasengemittelten Werte nahezu deckungsgleich zu dem entsprechenden Fourierkoeffizienten zeigen. Ähnliches ließ sich auch bei Betrachtung der

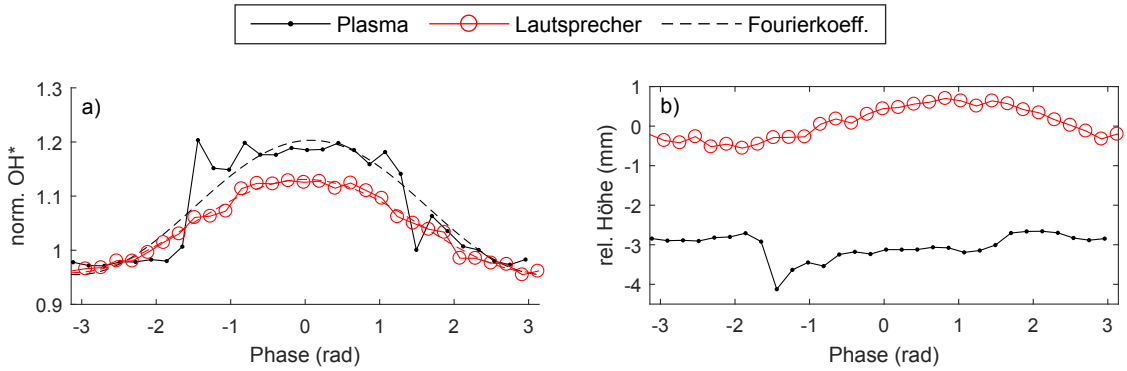


Abbildung 5.14: Vergleich repräsentativer Verläufe der phasengemittelten OH*-Intensitätschwankung und Position der CoLE bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen und Lautsprecheranregung ($f_{\mathrm{mod}} = 144\,\mathrm{Hz}$, $\dot{m}_{\mathrm{CH4}} = 0{,}35\,\mathrm{kg/h}$, $\Phi = 0{,}85$)

Schwankung der CoLE der Flamme beobachten. Während die Schwankung der Flammenposition bei der Lautsprecheranregung durch eine sinusidale Form beschrieben werden kann, zeigte sich bei der Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen ein eher sprunghafter Wechsel zwischen zwei verschiedenen Positionen. Zudem ergab sich bei Plasmaanregung ebenfalls ein Offset der CoLE von ca. 3 mm, welcher bei rein akustischer Anregung mit dem Lautsprecher nicht beobachtet werden konnte.

Lokale Verteilung der OH*-Intensität mit steigendem Phasenwinkel

Repräsentative, phasengemittelte Flammenbilder bei Anregung mit burst-modulierten Plasmasequenzen als auch bei Lautsprecheranregung sind in Abb. 5.15 bzw. Abb. 5.16 zu sehen. Dargestellt ist die OH*-Intensität für jeweils 10 über die gesamte Periode verteilte Phasenwinkel. Die Ergebnisse sind jeweils mit dem jeweiligen Mittelwert der Flamme ohne Anregung normiert und mit der gleichen Farbskala dargestellt. Die Lichtemissionen oberhalb der Brennerplatte lassen sich dabei auf eine Beschädigung der Quarzglasaußenseite zurückführen.

Zu beobachten ist, dass, wenn die OH*-Intensität durch die Einwirkung des Plasmas zu steigen beginnt ($\phi = -\pi + 10/30\pi$), sich auch am Fuß der Flamme ein spontaner Anstieg der OH*-Intensität zeigt. Dadurch bewegt sich das CoLE stromauf in Richtung Brennerplatte. Die Lichtemission des oberen Bereiches der Flamme nimmt ab, wodurch die Flamme kürzer und kompakter wird. Eine inverse Bewegung des CoLE ergibt sich hingegen bei Anregung durch den Lautsprecher. Sobald die integrale OH*-Intensität zu steigen beginnt, wird die Lichtemission in den oberen Spitzen der Flamme dominanter, wodurch sich die CoLE stromab bewegt. Anders als bei der Plasmaanregung ist diese Zunahme der Lichtemissionen an der Flammenspitze ein stetiger und wenig sprunghafter Prozess. Der Fuß der Flamme bleibt zu jedem Zeitpunkt nahezu unverändert in Position und OH*-Intensität. Im Vergleich zur Flammenkontur ohne Anregung (schwarze Linie) zeigt sich zudem der wesentlich stärkere Einfluss des Plasmas auf die Flammenform. Während die Lautsprecheranregung lediglich die OH*-Intensität in den Flammenspitzen beeinflusst, kommt es durch die Plasmaanregung zu einer deutlichen Fluktuation des von den OH*-Intensität definierten Volumens.

Flammentransferfunktion bei Plasma- und Lautsprecheranregung

Zum Vergleich der frequenzabhängigen Flammenantwort bei Plasma- und Lautsprecheranregung wurde die Transferfunktion bzw. die FTF für die Anregungsfrequenzen von 4 bis 710 Hz ermittelt. Zur Ermittlung der Transferfunktionen wurde die integrale OH*-Intensität der phasengemittelten

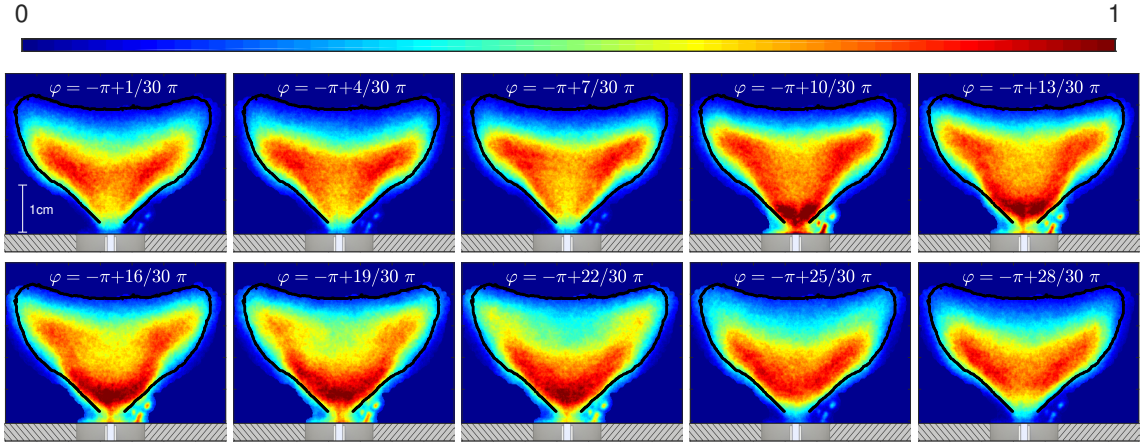


Abbildung 5.15: Phasengemittelte OH*-Intensität bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen. Alle Bilder wurden mit dem selben Wert normiert und die PSLE wurden in der Nachbearbeitung entfernt; Die schwarze Linie zeigt die Flammenkontur ohne Anregung; DC=50%, f_{mod} = 144 Hz, $\dot{m}_{\mathrm{CH4}}$ = 0,35 kg/h, Φ = 0,85

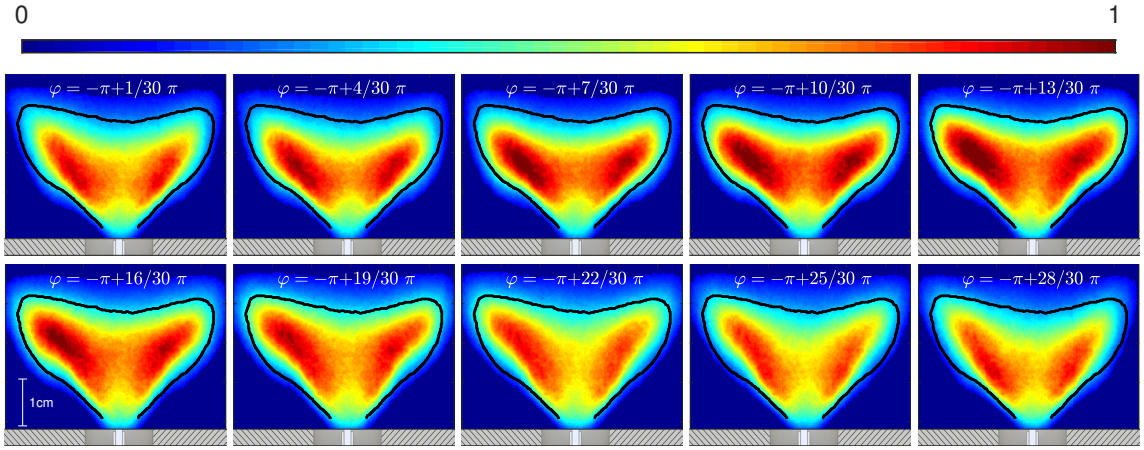


Abbildung 5.16: Phasengemittelte OH*-Intensität bei Lautsprecheranregung. Alle Bilder wurden mit dem selben Wert normiert; Die schwarze Linie zeigt die Flammenkontur ohne Anregung; Anregungsamplitude entspricht 10% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit am Düsenauslass; f = 144 Hz, $\dot{m}_{\mathrm{CH4}}$ = 0,35 kg/h, Φ = 0,85

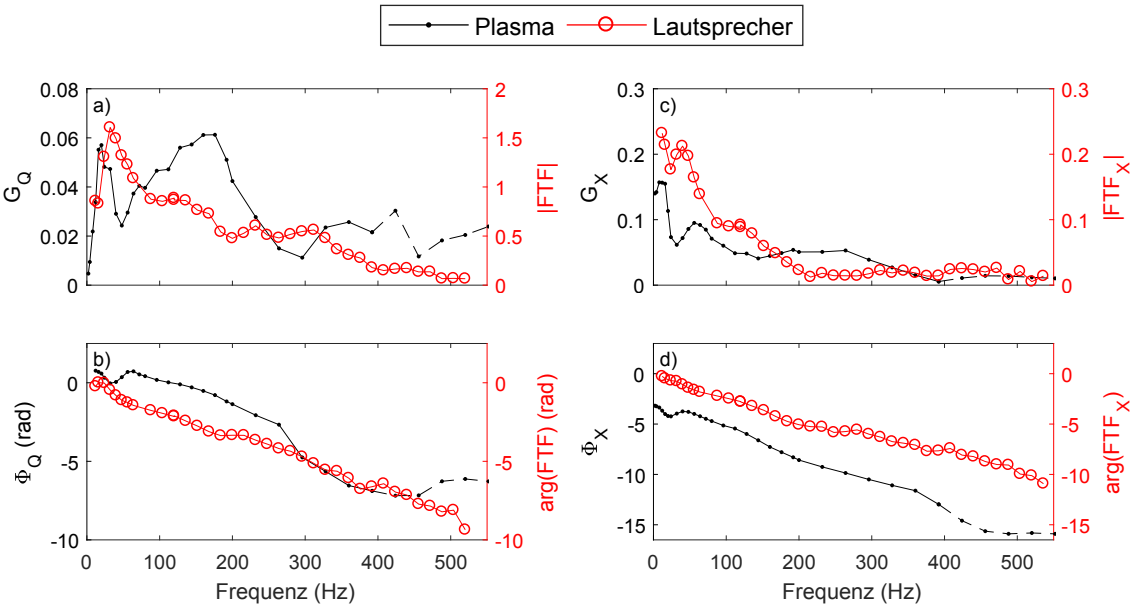


Abbildung 5.17: Vergleich der Flammenantwort auf Plasma- sowie Lautsprecheranregung bei verschiedenen Anregungs-/Modulationsfrequenzen; unphysikalische Werte nach Kap. 4.6.1 sind gestrichelt dargestellt; (a,b): Verstärkungsfunktion und Phase nach Gl. (4.5) bzw. Flammentransferfunktion nach Gl. (5.7); (c,d): Verschiebung der CoLE nach Gl. (4.6); $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h, Φ = 0,85, D_{Quarz} = 105 mm

Bilder verwendet, wie sie in Abb. 5.15 bzw. Abb. 5.16 dargestellt ist. Auf die Genauigkeit der FTF wurde bereits in Kap. 5.2.1 eingegangen. Daher liegt der Fokus hier auf den Unterschieden der beiden Transferfunktionen aufgrund der unterschiedlichen Anregungsmethode.

Abbildung 5.17 zeigt die nach Gl. (4.5) bestimmte Transferfunktion auf die Plasmaanregung und die nach Gl. (5.7) ermittelte Flammentransferfunktion (Abb. 5.17a) als auch den entsprechenden Phasenversatz (Abb. 5.17b). Ebenfalls dargestellt ist der Betrag der CoLE-Schwankung (Abb. 5.17c) sowie der dazugehörige Phasenversatz (Abb. 5.17d). Die Transferfunktion für die CoLE-Schwankung bei Plasmaanregung wurde dabei nach Gl. (4.6) definiert. Um die Werte vergleichbar zu machen, wurde die Transferfunktion bei der Lautsprecheranregung wie folgt definiert:

$$FTF_X = \frac{\hat{X}/L_{\text{Flamme}}}{\hat{u}/\bar{u}}. \tag{5.17}$$

Wie in Kap. 4.6.1 diskutiert ist die Flammenemission trotz Löschung der PSLE-Filamente weiterhin mit Lichtemissionen, welche mit dem Entladungsprozess korrelieren, kontaminiert. Daher wurde auch hier bei der Auswertung der Bildbereich, in dem die PSLE-Filamente beobachtet werden konnten, nachträglich geblockt. Analog zu der Abb. 4.30 und Abb. 4.31 zeigt sich für hohe Modulationsfrequenzen (hier ab ca. 420 Hz) ein unphysikalisch kleiner Zeitverzug zwischen der Flammenantwort und den tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen. Entsprechende Werte sind gestrichelt dargestellt.

Bei beiden Anregungsmethoden kann im tieffrequenten Bereich (ca. 20 Hz bei Plasmaanregung und ca. 32 Hz bei Lautsprecheranregung) ein lokales Maximum der Verstärkungsfunktion beobachtet werden. Dabei ergibt sich lediglich bei der Verstärkungsfunktion aufgrund der Plasmaanregung G_X ein zweites Maximum bei ca. 160 Hz. Bedingt durch die im Vergleich zur relativen Schnelleschwankung höher ausfallende relative Schwankung der elektrischen Leistung ergeben sich bei der Plasmaanregung kleinere Werte der Verstärkungsfunktion G_Q als für den Betrag der FTF. Bis auf zwei Phasensprünge bei ca. 40 und 260 Hz zeigt sich zudem ein vergleichbarer Phasengradient

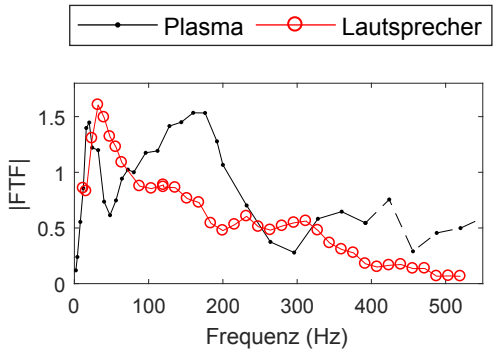


Abbildung 5.18: Vergleich der FTF bei Plasma- sowie Lautsprecheranregung;unphysikalische Werte nach Kap. 4.6.1 sind gestrichelt dargestellt; $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$, $D_{Quarz} = 105$ mm

beider Anregungsarten, was nach Gl. (4.11) auf einen ähnlichen Zeitverzug zwischen Anregung und Flammenantwort zurückzuführen ist. Analog hierzu lässt sich auch bei der Verschiebung der CoLE ein qualitativ vergleichbares Verhalten beobachten. Dabei steigt der Effekt auf die CoLE-Schwankung bei beiden Anregungsarten mit abnehmender Frequenz, Anders als bei der OH^*-Intensitätsschwankung ergibt sich hier jedoch eine vergleichbar starke Flammensensitivität auf beide Anregungsarten. Die Phasendifferenz für die tiefsten hier untersuchten Frequenzen ergibt sich dabei zu $|\Phi_X - arg(FTF_X)| = \pi$, wobei der Phasengradient bei der Plasmaanregung leicht geringer ausfällt.

Basierend auf der akustischen Charakterisierung der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen aus Kap. 3 ist mit Gl. 3.18 die Möglichkeit gegeben, den zur elektrischen Leistung proportionalen Effekt auf das Strömungsfeld zu bestimmen. Unter der Annahme, dass der Quellterm im Methan-Luft-Gemisch sich ebenfalls wie in Luft ergibt, lässt sich mit Gl. 3.18 aus der Leistungsamplitude $\hat{P}$ [Gl. 3.9] die Schnelleschwankung am Düsenauslass ermitteln. Die Beziehung zwischen dem Druck- und der Schnelleamplitude ist dabei über das akustische Trägheitsgesetz [Gl. 3.16] gegeben. Angenommen wird, wie auch die Ergebnisse im Akustikprüfstand zeigen, dass die gesamte elektrische Leistung in Wärme umgesetzt wird. Dabei lassen sich aufgrund der Plasmaanregung Schwankungsamplituden der Strömungsgeschwindigkeit von 5,2% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ($\bar{u} \approx 4{,}4$ m/s) berechnen. Vernachlässigt werden mögliche Reflexionen aufgrund von Querschnittssprüngen der stromauf wandernden Wellenfront. Abbildung 5.18 zeigt die FTF [Gl. (5.7)], welche die Schwankung der integralen OH^*-Intensität aufgrund der relativen Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit am Düsenauslass bei Plasma- und Lautsprecheranregung beschreibt. Aufgrund des reellen Korrekturfaktors werden jedoch lediglich die Betragswerte, jedoch nicht der in Abb. 5.17b dargestellte Phasenverzug, angepasst. Somit zeigt sich beim Vergleich beider Verläufe in Abb. 5.18, dass die maximale Auswirkung auf die Flammenantwort sowohl bei Plasma- als auch bei der Lautsprecheranregung identisch stark ausgeprägt ist.

Sollte sich der Wirkmechanismus bei einer Plasmaanregung, wie die Untersuchungen mit Glimmplasma an laminaren Flammen vermuten lassen (Lacoste et al., 2015), über einen lokalen Effekt auf die Verbrennungsgeschwindigkeit erklären, so würde sich die Flammenfront ähnlich zu einer Fluktuation der Strömungsgeschwindigkeit verhalten (Lacoste et al., 2015; Cho und Lieuwen, 2005). Während der qualitative Verlauf der FTF bei akustischer Anregung im Vergleich zur Anregung mit NRP-Glimmplasma nur geringfügige Unterschiede bei laminaren Flammen zeigt (Lacoste et al., 2017a), ist bei den hier ermittelten Werten jedoch ein signifikanter Unterschied erkennbar. Übereinstimmend zu der Ergebnisdiskussion in Kap. 5.2.1 lässt sich vermuten, dass es durch das hier verwendete Prüfstanddesign (siehe Abb. 4.1) ebenfalls zu einer Modulation der Brennstoffeindüsung durch die Lautsprecheranregung kommt. Wohingegen bei der Anregung mit

tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen lediglich eine Störung des Verbrennungsprozesses stromab der Elektroden zu erwarten ist. Somit ließen sich die Unterschiede im qualitativen Verlauf über die Positionierung der jeweiligen Aktuatoren und den Einfluss auf das gesamte Strömungsfeld deuten.

Im Unterschied zu den Untersuchungen von Lacoste et al. (2017a) wurde bei den hier durchgeführten Experimenten jedoch mittels NRP-Funkenplasma angeregt. Dabei ist der thermale Effekt auf den Verbrennungsprozess sowie auf die Wärmefreisetzungsschwankung wesentlich stärker ausgeprägt als bei NRP-Glimmplasma. Auch ergibt sich bei der hier betrachteten Drallflamme aufgrund der turbulenten Strömung eine wesentlich bessere Mischung der beim Entladungsprozess entstehenden Radikale mit dem unverbrannten Methan-Luft-Gemisch. Alle genannten Effekte beeinflussen die Flammenantwort auf das NRP-Plasma, was sich wiederum auch auf die entsprechenden Transferfunktionen auswirken kann.

5.4 Kurzzusammenfassung

Aufgrund der hohen Temperaturen am Düsenauslass konnte die Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit am Düsenauslass nicht direkt mittels eines Hitzdrahtes ermittelt werden. Daher wurde ein akustisches Netzwerkmodell zur akustischen Modellierung des Flammenprüfstandes aufgestellt, welches mittels experimenteller Messdaten für den im Betriebszustand ohne Flamme validiert wurde. Auf Basis dieses Netzwerkmodells konnte für den Betriebsfall mit Flamme die akustische Übertragungsfunktion ermittelt werden, sodass durch Messungen einer stromauf liegenden „kalten“ Messstelle die Schwankungen der Strömungsamplitude am Düsenauslass bestimmt werden konnten. Die FTF aus gemessener Wärmefluktuation und einer Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit im Düsenauslass von 10% wurde ermittelt. Dabei war ein Wechsel zwischen zwei stabilen Flammenformen zu beobachten, was wiederum einen starken Einfluss auf die ermittelte FTF hatte. Basierend auf der ermittelten Phase der FTF wurden kritische Quarzglaslängen bestimmt, bei welchen thermoakustische Instabilitäten zu erwarten sind. Dabei konnte jedoch nicht mit allen kritischen Quarzglaslängen thermoakustische Instabilitäten experimentell nachwiesen werden, was sich aufgrund der Qualität der ermittelten FTF als auch der dafür verwendeten Modellannahme zurückführen lässt.

Der Vergleich der Flammenantwort auf harmonische Lautsprecheranregung als auch auf die Anregung mit burst-modulierten Plasmasequenzen zeigte anregungsspezifischen Charakteristiken. Dabei entsprach die OH^*-Fluktuation bei akustischer Anregung einem sinusidalen Verlauf, während die Werte bei Plasmaanregung aufgrund der BM mittels eines Rechtecksignals beschrieben werden konnte. Zudem ließ sich beobachten, dass die Flammenform als auch die Position der dominanten Wärmefreisetzungszonen bei Plasmaanregung stärkeren Schwankungen unterlegen war, als es bei rein akustischer Anregung der Fall war. Während sich die Schwankungen der Wärmefreisetzung bei der Lautsprecheranregung dominant im stromab liegenden Bereich der Flamme zeigten, ließ sich bei einsetzender Plasmaentladung eine Stromaufbewegung der gesamten Wärmefreisetzungszone beobachten. Zudem ergab sich bei Plasmaanregung eine kompaktere Flammenform.

Verglichen wurde die Sensitivität der Flammenantwort auf die Lautsprecheranregung sowie auf die Plasmaanregung mittels der entsprechenden Transferfunktionen. Basierend auf den in Kap. 3 gewonnen Erkenntnissen über den Einfluss tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen auf das akustische Feld konnte zudem eine auf der relativen Schnelleschwankung basierende FTF bei Plasmaanregung definiert werden.

Bei beiden so ermittelten FTF zeigten sich vergleichbar starke Zeitverzüge zwischen der Anregung und der Flammenantwort sowie ähnliche Betragswerte. Jedoch ergaben sich auch qualitative Unterschiede im Frequenzverhalten, welche bei ähnlichen Experimenten von Lacoste et al. (2017a) mit NRP-Glimmplasma an laminaren Flammen nicht festgestellt werden konnten. Ausgehend

davon kann angenommen werden, dass der thermale Effekt des in dieser Arbeit verwendeten Funkenplasmas, als auch die turbulente Strömung den kinetischen Effekten des Glimmplasmas bezüglich der FTF überwiegen. Aufgrund der Unsicherheiten in den Messbedingungen sind die Ergebnisse dabei nicht eindeutig zu interpretieren, wodurch weitere Untersuchungen notwendig sind, um die erzielten Resultate eindeutigen Wirkmechanismen zuordnen zu können.

Kapitel 6

Regelung von thermoakustischen Instabilitäten mit NRP-Plasma

Thermoakustische Instabilitäten sind gerade im Bereich der Gasturbinenentwicklung eine große Herausforderung. Durch eine Rückkopplungsschleife von Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen in der Brennkammer werden dabei so hohe Amplituden erreicht, dass es zum Erlischen der Flamme sowie zur Zerstörung umliegender Stukturen führen kann. Da die Vorhersage kritischer Bereiche noch immer Stand aktueller Forschungen ist, kommen passive (Bellucci et al., 2004), aber auch aktive Methoden (McManus et al., 1993) zur Reduzierung der Schwankungsamplituden zum Einsatz. Dabei wirken passive Methoden jedoch meist nur in einem schmalen, festen Frequenzbereich, während aktive Steuersysteme wesentlich flexibler sind. Eine Herausforderung aktiver Regelungssysteme ist dabei die Wahl eines geeigneten Aktuators, welcher nicht nur eine ausreichend hohe Amplitude in einer entsprechend großen Bandbreite zur Verfügung stellen muss, sondern auch robust genug für den Betrieb in der rauen Brennkammerumgebung mit sehr hohen Temperaturen und Drücken ist (Dowling und Morgans, 2005).

Aktuelle Studien haben gezeigt, dass NRP-Plasma nachweislich die Flammendynamik beeinflussen kann. Untersuchungen zeigten dabei, dass die Produktion von aktiven Spezies (Ju und Sun, 2015b; Starikovskaia, 2014; Aleksandrov et al., 2010), die aerodynamische Quellcharakteristik (Xu et al., 2014; Xu, 2013) aber auch thermische Effekte (Lacoste et al., 2017b) relevante Wirkmechanismen bei der Plasma/Flammen-Interaktion sein können. Untersuchungen an thermoakustisch instabilen Flammen zeigten dabei eine Reduktion der Druckamplitude nicht nur bei Anregung mit tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen (Moeck et al., 2013), sondern auch bei Verwendung von unmodulierten NRP-Plasmasequenzen (Kim et al., 2015). Die genauen Wirkmechanismen zu den jeweiligen experimentellen Beobachtungen bleiben dabei weitestgehend unklar. Um mittels des NRP-Plasmas ein optimales Regelungsverhalten zu erzielen, ist jedoch ein tieferliegendes Verständnis der dominanten Wechselwirkungen zwischen den Plasmasequenzen und der Systemdynamik notwendig. Ziel der nachfolgenden Untersuchungen ist es daher, basierend auf den Erkenntnissen zur Flammenantwort bei Anregung tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen aus Kap. 4, die Möglichkeiten und Grenzen von NRP-Plasma als Aktuator zur Regelung von Verbrennungsinstabilitäten zu diskutieren. In Kap. 6.1 werden dazu die beiden hierzu verwendeten Regelungskonzepte „Phasenregler“ sowie „modellprädiktive Regelung“ (MPC) vorgestellt. Beide Konzepte basieren dabei auf der Regelung der selbsterregten Druckschwankung durch tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen. Während jedoch bei der Phasenregelung die BM Anwendung findet, wird beim MPC-Algorithmus ein zur PDM äquivalenter Ansatz verfolgt (siehe Abb. 3.1). Verwendet werden beide Regelungskonzepte sowohl zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten im Rijke-Rohr (Kap. 6.2), als auch im Flammenprüfstand (Kap. 6.3). Dabei wird der Regelungserfolg abhängig von den jeweiligen Parametern der Regelungsansätze sowie der

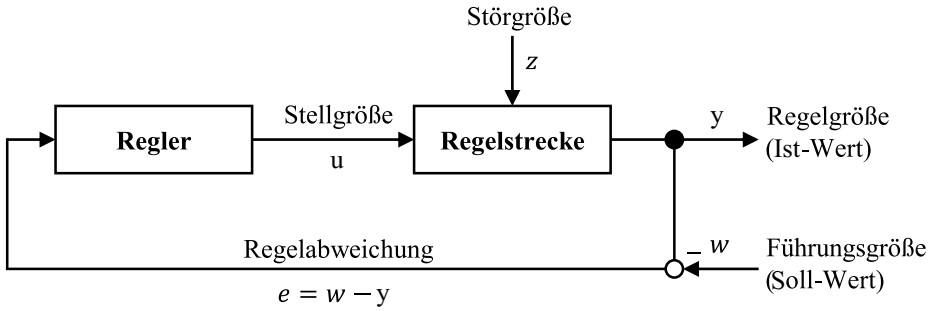


Abbildung 6.1: Allgemeines Blockschaltbild eines Regelkreises (nach Föllinger, 2016)

Flammenkonfiguration diskutiert.

6.1 Regelungskonzepte basierend auf tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen

Der übliche Regelkreis, wie er anhand eines Blockschaltbildes in Abb. 6.1 dargestellt ist, dient der Regulierung einer physikalischen Größe. Dabei wird die Stellgröße u aufgrund des geschlossenen Wirkungsablaufs kontinuierlich über die Regelabweichung $e = w - y$ angepasst (Föllinger, 2016). Ziel der folgenden Untersuchungen ist es, die Schwingungsamplitude der thermoakustischen Instabilitäten zu minimieren, wodurch sich eine Führungsgröße (der Soll-Wert) von Null ergibt. Die Regelgröße y (Ist-Wert) wird messtechnisch erfasst und über den entsprechenden Regler in eine Stellgröße umgesetzt. Die Stellgröße beider in dieser Arbeit verwendeten Regelungskonzepte (Phasenregler und MPC) basiert aufgrund der Limitierungen des verwendeten HV-Pulsgenerators (feste Pulsbreite und feste Pulsenergie) auf der Amplituden- und Frequenzanpassung mittels Variation der Pulsanzahl pro gesetzter Periode. Die so erzeugten NRP-Plasmasequenzen beeinflussen dabei wiederum die thermoakustische Instabilität in dem Versuchsstand (Regelstrecke). Dabei wirken sich beispielsweise Schwankungen der Pulsenergie, Plasma/Flammen-Interaktionen sowie der turbulenten Strömung als Störgröße negativ auf das Regelungsergebnis aus.

Umgesetzt wurden die beiden hier untersuchten Regler über eine echtzeitfähige Steuerplatine (dSpace board, Typ CP1103), welche über eine Matlab/Simulink-Schnittstelle angesteuert werden konnte. Die Amplitude und Frequenz des Regelungssignals wurde dabei über das entsprechende Regelungskonzept aus einem systembeschreibenden Referenzsignal definiert. Als Regelgröße kann bei den nachfolgenden Untersuchungen eine zu den thermoakustischen Instabilitäten proportionale Größe wie beispielsweise die Wärmefreisetzungsschwankung, die Druck- oder die Strömungsschwankung verwendet werden. Erfasst werden können diese Größen beispielsweise mit Hilfe eines Photoelektronenvervielfacher, eines Mikrofons oder eines Hitzdrahtes. Zur Regelung der Verbrennungsinstabilitäten in dem hier untersuchten Flammenprüfstand (siehe Abb. 4.1) wurden die besten Resultate mit einem Mikrofon (G.R.A.S. 40BP mit Vorverstärker 26AC), unter Berücksichtigung der in Kap. 2.4 beschriebenen Maßnahmen zur Reduzierung des elektromagnetischen Störsignals, erreicht.

6.1.1 Der Phasenregler

Zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten wird bei der manuellen Phasenregelung von burst-modulierten Pulssequenzen eine Pulsfolge mit konstanter PRF (f_{PRF} = 15 bis 30 kHz) mit einem Rechtecksignal überlagert. Die gewünschte Modulationsfrequenz f_{mod} wird dabei über die Frequenz des Rechtecksignals bestimmt. Abhängig von der prozentualen Einschaltzeit der Pulssequenzen pro Periode (entspricht dem Arbeitszyklus, *DC*) zeigte sich dabei sowohl bei der

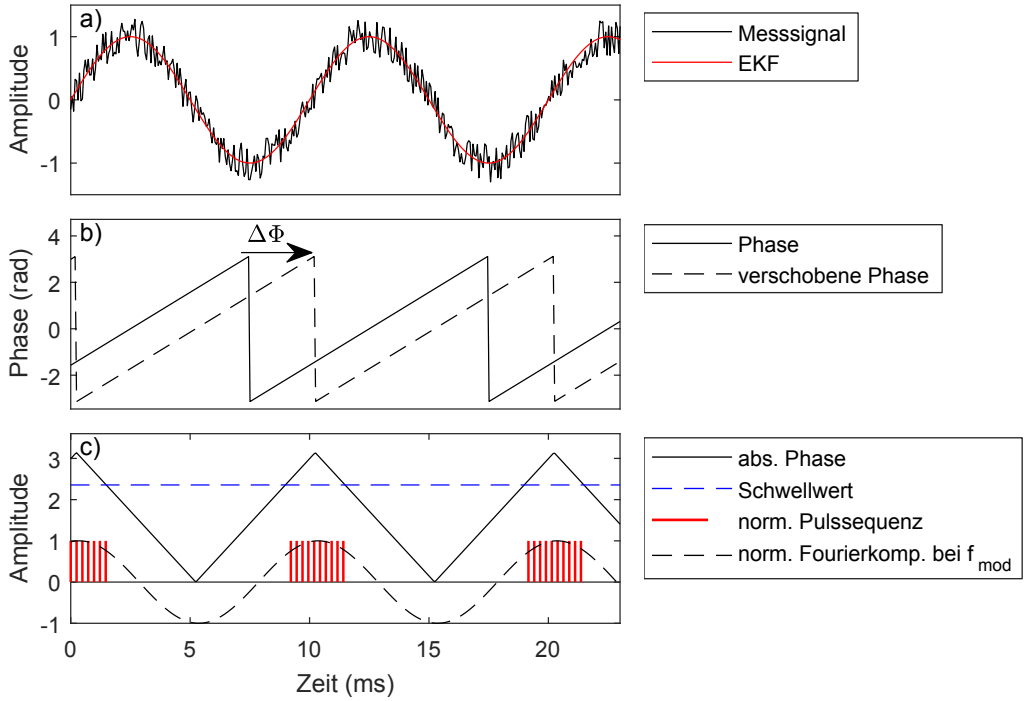


Abbildung 6.2: Skizzen zur Erstellung phasenverschobener Pulssequenzen zur Regelung mit burst-modulierten Pulssequenzenbei der gemessenen OH^*-Intensität

akustische Amplitude (Abb. 3.17a) als auch bei der Wärmefreisetzungsrate der Flamme (Abb. 4.26) eine zu $\sin(DC\pi)$ proportionale Amplitude bei der entsprechenden Modulationsfrequenz. Um die elektrische Leistung der Plasmaanregung so gering wie möglich zu halten, und damit die Effizienz des Regelungskonzeptes zu erhöhen, werden im Folgenden zur Variation der Stellgröße lediglich Arbeitszyklen kleiner als 50% verwendet.

Abbildung 6.2 skizziert die Umwandlung des Drucksignals in eine phasenverschobene NRP-Plasmasequenz mit definiertem Arbeitszyklus. Mit Hilfe eines erweiterten Kalman-Filters (EKF) werden die Amplitude (Abb. 6.2a, rote Linie) und die Phase aus dem verrauschten Messignal (Abb. 6.2a, schwarze Linie) abgeschätzt, wobei Letztere in einem weiteren Schritt um den gewünschten Phasenversatz $\Delta\Phi$ verschoben wird (Abb. 6.2b, schwarz gestrichelte Linie). Der EKF schätzt dabei basierend auf einer vorgegebenen Systemgleichung aus dem verrauschten Messsignal die harmonische Oszillation ab. Dabei kann der Schwerpunkt der Schätzung zwischen dem Messsignal und der Modellannahme über die EKF-Parameter verschoben werden, wobei meist ein Kompromiss zwischen Messrauschen und Modellunstimmigkeit getroffen werden muss. Eine entsprechend detaillierte Beschreibung der Filtereigenschaften sowie des Zustandsraummodells kann dabei einschlägiger Literatur entnommen werden, siehe hierzu beispielsweise (Kalman, 1960; Welch und Bishop, 2006; Gelbert, 2014). Bei der Versuchsdurchführung wurden die Parameter iterativ der Messsituation angepasst. Ziel war es, das Signalrauschen soweit zu reduzieren, dass ein stabiler Amplitudenverlauf für die Weiterverarbeitung ermittelt werden kann. Um die Pulssequenzen aus dem verschobenen Phasensignal zu generieren, wird zunächst der Betrag gebildet (Abb. 6.2c, schwarze Linie). Sobald der Betragswert der Phase oberhalb des gewählten Schwellenwertes (Abb. 6.2c, blau gestrichelte Linie) liegt, wird ein entsprechendes Triggersignal (Abb. 6.2c, rote Linie) mit konstanter PRF (28 kHz) generiert. Dieses Regelsignal besteht aus kurzen Rechtecksignalen (TTL-Signal), welches über den HV-Generator an jeder positiven Flanke einen 10 ns langen HV-Puls generiert (siehe Abb. 2.6). Aus Gründen der Anschaulichkeit ist in Abb.6.2c zudem der normierte Fourierkoeffizient der Pulssequenz bei der Modulationsfrequenz eingezeichnet (schwarz

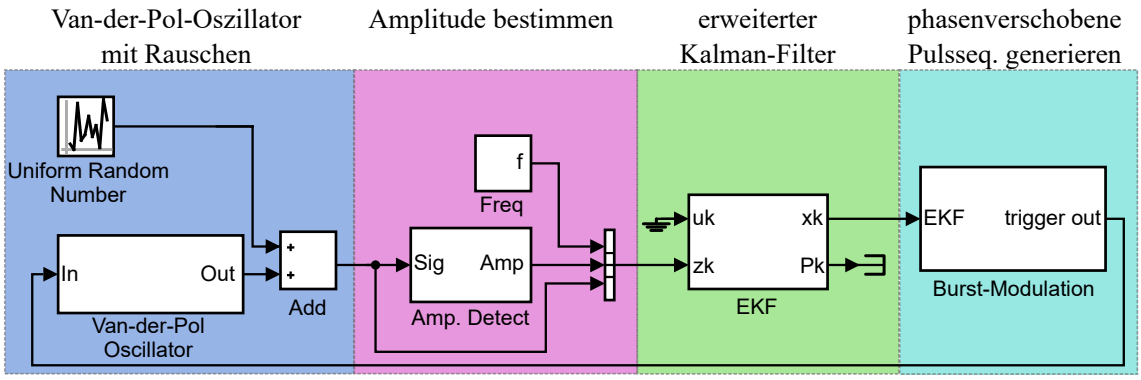


Abbildung 6.3: Simulinkmodell des Phasenreglers, wobei die Systemschwingung mittels Van-der-Pol Oszillators modeliert wird

gestrichelt). Dabei kann über den Schwellenwert der Arbeitszyklus der Pulssequenzen proportional zur Schwankungsamplitude gesetzt werden. Die Funktion, welche das Verhältnis des Arbeitszyklus zur abgeschätzten Amplitude des Referenzsignals beschreibt, kann dabei beliebig gewählt werden. Mittels diesem Algorithmus wird eine NRP-Plasmasequenz mit definiertem Phasenverzug zum Referenzsignal, und einem zur geschätzten Amplitude der Regelgröße proportionalem Arbeitszyklus, generiert.

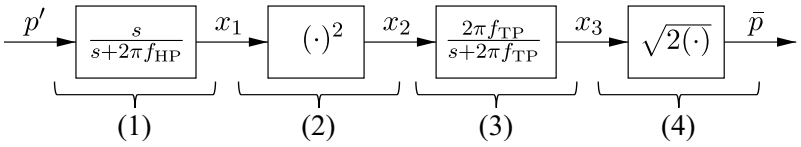
Simulink Modell mit Van-der-Pol Oszillator (Phasenregler)

Das Ersatzschaltbild in Abb. 6.3 zeigt den mittels Simulink entwickelten Regelungskreis, bestehend aus Van-der-Pol Oszillator mit Rauschanteil, Amplitudenabschätzung (Modul: „Amp. Detect“), EKF sowie der in Abb. 6.2 skizzierten Methode zur Generierung einer phasenverschobenen Pulssequenz (Modul: „Burst-Modulation“). Die jeweiligen Module sind aus Standardkomponenten der Simulink-Bibliothek zusammengesetzt. Dabei entspricht der Van-der-Pol Oszillator einem selbsterregten Schwingungssystem mit nicht linearer Dämpfung, welches sich als hinreichend genaue Modellabschätzung eines thermoakustischen Systems eignet. Dabei kommt es für kleine Amplituden zum Aufschwingen des Signals (negative Dämpfung) bis ein Grenzzyklus mit positiver Dämpfung eintritt, in welchem sich das System nach entsprechender Zeit stabilisiert. Die homogene Van-der-Pol Gleichung ist dabei wie folgt definiert (Boccara, 2007):

$$\frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}t^2} - \zeta\left(1 - x^2\right)\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + x = 0\,, \tag{6.1}$$

wobei x der Schwingungsamplitude entspricht und ζ die nicht-lineare Dämpfung des Systems beschreibt. Bei der späteren Regelung wird der Van-der-Pol Oszillator durch die Messung der Druckschwingung im jeweiligen Prüfstand ersetzt.

Das Simulink-Modul zur Abschätzung der mittleren Schwingungsamplitude (Modul: „Amp. Detect“) wurde aus der Arbeit von Gelbert (Gelbert, 2014) übernommen, wobei der dort verwendete Algorithmus auf einer Methode von Wang et al. (2000) beruht. Bei Annahme einer harmonischen Druckschwankung $p' = \bar{p}\sin(2\pi f t + \Phi) + B$ lässt sich die Schwingungsamplitude $\bar{p}$ durch folgende vier Schritte ermitteln:



1) Gleichanteil B durch Hochpassfilter entfernen: $x_1 = \bar{p}\sin(2\pi f t + \Phi)$

2) Quadrieren des Ergebnisses: $x_2 = 0{,}5\bar{p}^2(1 - \cos(4\pi f t + 2\Phi))$

3) Tiefpassfiltern um auf zeitunabhängigen Term zu reduzieren: $x_3 = 0{,}5\bar{p}^2$

4) Abschätzen der Schwankungsamplitude $\bar{p} = \sqrt{2x_3}$

Der EKF zur Beboachtung von verrauschten, harmonischen Oszillationen wurde dabei analog zu den Beschreibungen aus Peter Junglas (2008) entnommen. Dabei zeigten sich bei geeigneten Startwerten der Modellabschätzung bzgl. der Resonanzfrequenz und der Modellgenauigkeit, dass der Schwingungsverlauf hinreichend genau abgeschätzt werden konnte. Weiter wurde für die Funktion zur Berechnung des Arbeitszyklus aus der Amplitude des Referenzsignales ein linearer Ansatz gewählt, bei dem der Arbeitszyklus von 0 bis 50% den normierten Amplituden von 0 bis 1 zugeordnet wurde. Normiert wurde dabei mit der maximalen Amplitude des zu regelnden Signals ohne Plasmaentladungen. Durch Variation des Gradienten aus Arbeitszyklus und Amplitude ließ sich die Sensitivität auf mögliche Amplitudenschwankungen definieren und so die Stabilität des Regelkreises und der Regelungserfolg beeinflussen.

Bei Annahme, dass jede Pulsentladung den gleichen Effekt auf das Schwingungssystem hat, lässt sich die Pulssequenz als Rechtecksignal endlicher Breite modellieren. Der Erfolg des Regelungskonzepts konnte so mittels der in Simulink durchgeführten Simulation ermittelt werden. Aufgrund der Voruntersuchungen zur thermoakustischen Instabilität in Kap. 5.2.2 wurde der Van-der-Pol Oszillator so modelliert, dass das System eine Schwankung bei 155 Hz aufwies, welche im Grenzzyklus eine normierte Amplitude von 1 erreichte. Abbildung 6.4 zeigt das mittels des Van-der-Pol Oszillator generierte Referenzsignal (schwarze Linie) sowie die über das Phasenregelungskonzept generierte Pulssequenz (rote Linie). Der Regelungsalgorithmus wurde jeweils zum Zeitpunkt $t = 0$ ms gestartet. Durch die Wahl eines geeigneten Phasenverzugs $\Delta\Phi$ zwischen Referenzsignal und Pulssequenz konnte so ein stetiger Abfall des Referenzsignals erwirkt werden. Bedingt durch die abfallende Amplitude ergibt sich zudem eine Reduktion des Arbeitszyklus der

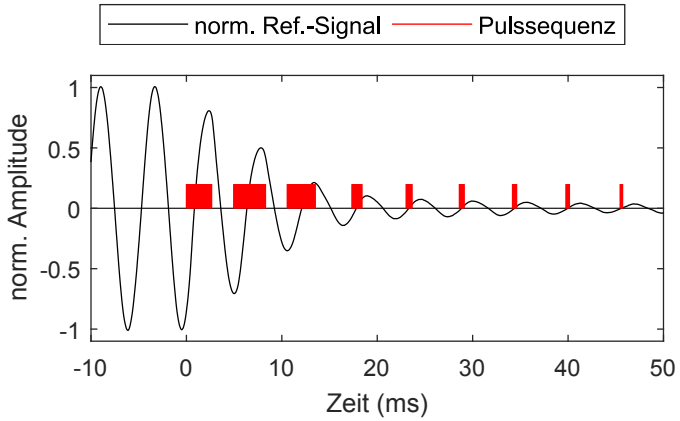


Abbildung 6.4: Simuliertes Zeitsignal zur Reduzierung der Schwingungsamplitude eines Van-der-Pol Oszillators mittels Phasenregelung; Regelung startet bei 0 s

Pulssequenzen. Im sich neu einstellenden Grenzzyklus zeigt sich eine deutliche Reduktion der Schwingungsamplitude des Systems.

6.1.2 Die modellprädiktive Regelung

Anders als die Phasenregelung basiert die modellprädiktive Regelung auf der Abschätzung zukünftiger Systementwicklungen. Somit zählt die MPC zu einer der leistungsfähigsten Regelungsmethoden der Neuzeit (Dittmar und Pfeiffer, 2004). Unerlässlich ist dabei ein explizites Prozessmodell, welches das dynamische Systemverhalten während des gesamten Regelungsprozesses vorhersagt. Auf Grundlage des Modells und der Restriktionen durch die Ein- und Ausgangsparameter wird in jedem Zeitschritt unter Berücksichtigung der aktuellen Messwerte der zukünftige Verlauf vorhergesagt. Entsprechend kann somit im Rahmen der Modellgenauigkeit eine optimale Stellgröße definiert werden. Ein großer Vorteil der MPC gegenüber anderen Regelungsansätzen ist dabei die Tatsache, dass die Randbedingungen des Reglers bereits in dem Regelungsansatz mit berücksichtigt werden. Die grundlegende Idee der MPC besteht dabei aus den folgenden drei Aktionen (siehe hierzu auch Abb. 6.5): (1) Messung und Abschätzung des Ist-Zustandes; (2) Berechnung der Stellgrößenabfolge u für das gesamte Beobachtungsfenster (Prädiktionshorizont H_p); (3) Anwendung der Stellgröße auf das erste Regelungssegment. Die nächste Optimierung findet daraufhin in einem um $\tau_{\text{cont}} = 1/Fs_{\text{cont}}$ verschobenen Beobachtungsfenster statt, wobei Fs_{cont} die Diskretisierungsfrequenz des Beobachtungsfensters ist. Die Anzahl der zu optimierenden Diskretisierungsschritte wird dabei über den Optimierungshorizont H_c festgelegt, welcher aufgrund des meist hohen Rechenaufwandes kürzer als der Prädiktionshorizont gewählt wird. Stellgrößen außerhalb des Optimierungshorizontes werden dabei üblicherweise konstant gehalten. Ziel der Optimierung ist es, die zukünftige Stellgrößenabfolge u so zu bestimmen, dass die zukünftigen Regelgrößen y möglichst nur gering von der Zielvorgabe (hier: Schwingungsamplitude von Null) abweichen.

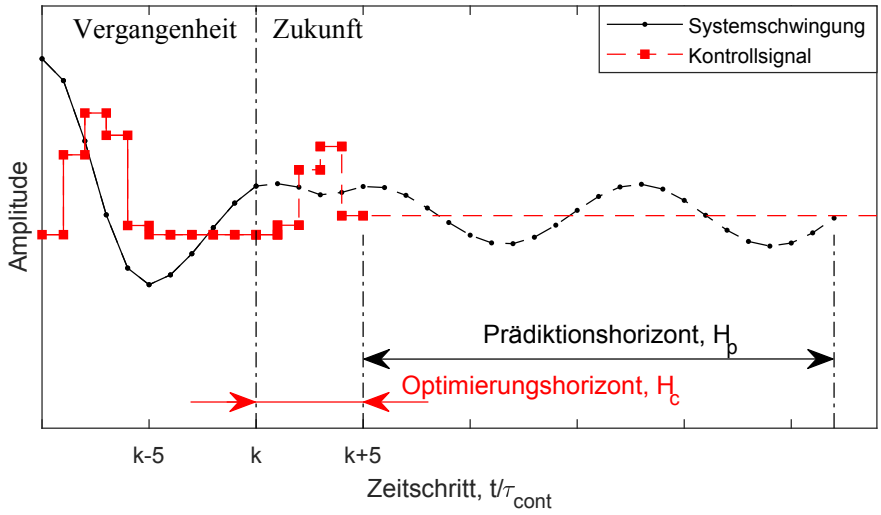


Abbildung 6.5: Allgemeines Prinzip der modellprädiktiven Regelung (Basierend auf (García et al., 1989; Shariati, 2017))

Tabelle 6.1: Beschreibung der Variablen der verwendeten MPC-Kostenfunktion [Gl. (6.2)] sowie Interpretation der Werte bzgl. des in dieser Arbeit angewendeten Regelungsansatzes zur Regelung thermoakustischer Instabilitäten

Variable	Allg. Bedeutung	Interpretation
x	Zustandsgröße	Beinhaltet alle Informationen des dynamischen Systems
y	Ausgangssignal bzw. Regelgröße	Druckschwankung bzw. Mikrofonsignal
u	Eingang bzw. Stellgröße	tieffrequent-modulierte NRP-Plasmasequenzen
Q, R, P_t	Gewichtungsmatrizen	Gewichtung des Ermittlungsfehlers, Abweichung im Eingangssignal und Änderungsrate des Eingangssignals
H_p	Prädiktionshorizont	Bereich zur modellbasierten Vorhersage der Zustandsvariablen
H_c	Optimierungshorizont	Anzahl der zu optimierenden Stellgrößenschritte innerhalb des Prädiktionshorizontes

Das zu minimierende Gütefunktional J, welches in jedem Zeitschritt k über den gesamten Prädiktionshorizont gelöst wird, muss dabei den Anforderungen der jeweiligen Anwendung entsprechend definiert werden (Shariati et al., 2014; Gelbert, 2014; Dittmar und Pfeiffer, 2006; Dittmar und Pfeiffer, 2004). In dieser Arbeit wurde der MPC-Ansatz (constrained DMC) von Shariati (Shariati, 2017) auf Basis der Beschreibungen aus Abel (2013) umgesetzt, wobei das zu minimierende Gütefunktional wie folgt definiert wurde [1] [2]:

$$\min_{\Delta u(\cdot|k)} J(x,u) = \min_{\Delta u(\cdot|k)} \sum_{i=0}^{H_p} y(\cdot|k)' Q y(\cdot|k) + \Delta u(\cdot|k)' R \Delta u(\cdot|k) + x(k+H_p)' P_t x(k+H_p) \tag{6.2}$$

wobei:

$$\begin{aligned} x(k) &= x_0 \\ u(k+1) &= u_0 \\ u(k) &= u(k-1) + \Delta(k+1) \\ 0 &< u(\cdot|k) < +\infty \end{aligned}$$

Die Bedeutung der Variablen aus Gl. (6.2) sowie die Interpretation dieser in Bezug zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten kann dabei der Tab. 6.1 entnommen werden. Zu beachten gilt, dass die Ein- und Ausgangsrichtung dabei aus der Sicht der Regelstrecke zu interpretieren ist.

Da eine detaillierte Beschreibung der komplexen Eigenschaften der modellprädiktiven Regelung den Rahmen der hier durchgeführten Arbeit überschreitet, sei an dieser Stelle an entsprechende Referenzliteratur wie beispielsweise Rossiter (2003), Qin und Badgwell (2003), Mayne et al. (2000), Rawlings (2000) und Gelbert (2014) verwiesen. Eine ausführliche Beschreibung des hier verwendeten MPC-Ansatzes kann zudem den Beschreibungen von Shariati et al. (Shariati, 2017; Shariati et al., 2014) entnommen werden.

In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Regelungsversuchen wurde die Systemdynamik der Fundamentalmode der thermoakustischen Instabilitäten über ein lineares, zeit-invariantes und

[1] Die Notation $a(k+i|k)$ bezieht sich dabei auf den vorhergesagten Wert a zum Zeitpunkt $k+i$, basierend auf den Informationen zum Zeitpunkt k. Dabei ist $a(k+i|k)$ nicht zwangsläufig gleichzusetzen mit $a(k+i)$.

[2] Notation: $u(\cdot|k) = [u(k), u(k+1), \cdots, u(k+H_c)]$, wobei H_c der Optimierungshorizont ist.

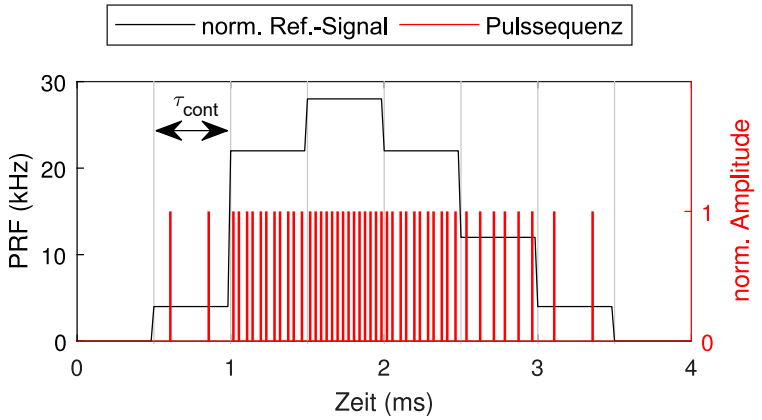


Abbildung 6.6: Skizze zur Generierung der Pulssequenz aus dem normierten Referenzsignal bei der MPC

diskretes Zustandsraummodells zweiter Ordnung modelliert (Shariati et al., 2014):

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{x}} &= \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_0^2 & -2\zeta\omega_0 \end{bmatrix} \mathbf{x} + \begin{bmatrix} 1 \\ G\omega_0^2 \end{bmatrix} u \\ y &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{x} \end{cases} . \tag{6.3}$$

Die Größen $\omega_0 = 2\pi f_{\text{res}}$, ζ und G beschreiben dabei die Kreisfrequenz, die Systemdämpfung und die Verstärkung. Da in realen Systemen die Amplituden der Moden höherer Ordnung signifikant kleiner sind, können diese ohne Verlust der Gültigkeit des Models vernachlässigt werden. Darüber hinaus können die Dynamiken der Höherharmonischen zur Destabilisierung des Systems führen, sollten diese über den Regelkreis angeregt werden (Jarmolowitz et al., 2012). Im verwendeten Regelungsalgorithmus wird der aktuelle Zustand x des Systems aus dem gemessenen Ausgang y durch einen Kalman-Filter geschätzt. Die Dämpfung, die Resonanzfrequenz und der Verstärkungsfaktor für die beiden in dieser Arbeit untersuchten Prüfstände (Rijke-Rohr und Flammenprüfstand) wurden jeweils in entsprechenden Voruntersuchungen bestimmt.

Anders als beim Phasenregler, welcher burst-modulierte Pulssequenzen verwendet, basiert der modellprädiktive Regelungsansatz auf einer angepasste PDM. Dies bietet die Möglichkeit, die jeweiligen Diskretisierungsschritte präziser aufzulösen. Da die aus tieffrequent-modulierten NPR-Plasmasequenzen erzeugte Schwankungsgröße lediglich aus „positiven“ Pulssequenzen erzeugt wurde, muss ein offset-freies und rein positives Steuersignal erzeugt werden. Wie in Abb. 6.6 skizziert, ergibt sich hierbei aus der Amplitude des Stellsignals nach entsprechender Normierung die PRF für das jeweilige Regelungssegment mit der Länge τ_{cont}. Da der hier verwendete HV-Generator eine PRF von 28 kHz nicht überschreiten sollte, wird zudem die obere Grenze des Stellsignals auf eben diesen Wert gesetzt. Die sich aus der PRF und der Länge des Regelungssegments ergebene Anzahl an HV-Pulsen (rote Linie) wird äquidistant in das momentane Regelungssegment gesetzt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass beim Übergang von zwei Segmenten die maximale PRF nicht überschritten wird. Aufgrund der endlichen PRF konnte die Amplitude jedes Segmentes dabei mit $f_{\text{PRF}}/Fs_{\text{cont}} = 14$ Pulsen diskretisiert werden. Die dadurch entstehende Pulssequenz entspricht einer Art „sequentieller PDM“ (vgl. mit Abb. 3.1a). Anders als bei der Phasenregelung mittels des NRP-Plasmas wird die Phasenposition und das Verhältnis zwischen PRF und Amplitude des Referenzsignals über das von dem MPC bereitgestellten Stellsignal definiert und muss nicht manuell gesetzt werden.

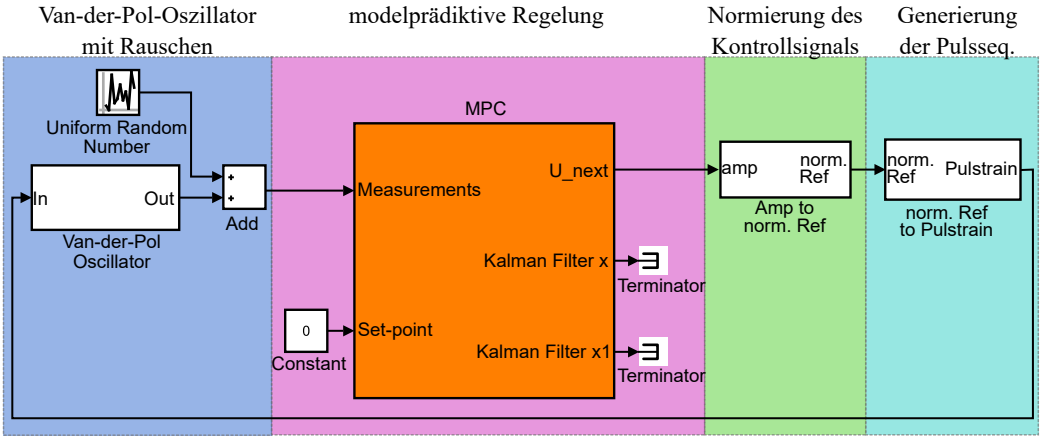


Abbildung 6.7: Simulinkmodell der modellprädiktiven Regelung, wobei die Systemschwingung mittels Van-der-Pol Oszillators modeliert wird

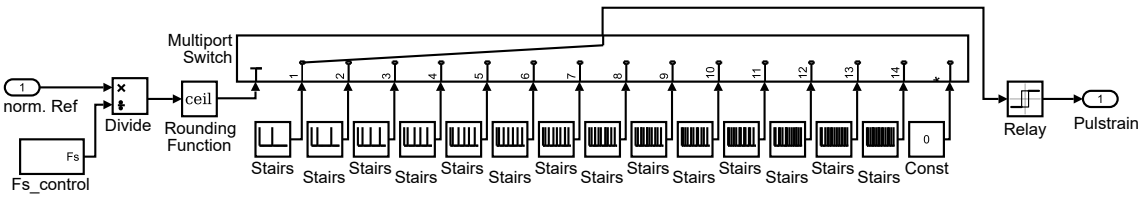


Abbildung 6.8: „norm. Ref to Pulstrain“-Modul des MPC-Simulinkmodells: Zusammenstellung der Pulsabfolge aus einzelnen Pulsfolgen

Simulink Modell mit Van-der-Pol Oszillator (MPC)

Der in dieser Arbeit verwendete Regelungsalgorithmus basiert auf der von Shariati (Shariati et al., 2014; Shariati, 2017) entworfenen Simulink-Umsetzung eines MPC-Schemas. Das Hauptprogramm des verwendeten Simulink-Modells ist in Abb. 6.7 dargestellt. Bis auf den MPC-Block wurden alle Module aus Standardkomponenten der Simulink-Bibliothek zusammengesetzt. Das Optimierungsproblem nach Gl. (6.2) wurde dabei, bei gegebenen Zustandsmodell nach Gl. (6.3), für jedes Abtastintervall $\tau_{cont} = 1/Fs_{\text{cont}} = 0{,}5\,\text{ms}$ gelöst. Die Voruntersuchungen zeigten, dass der MPC-Regler mit einem Prädiktionshorizont von $27\tau_{cont}$ und einem Optimierungshorizont von $5\tau_{cont}$ robust lief. Zum Testen der MPC wurde dabei auch hier ein Van-der-Pol Oszillator zur Simulation der thermoakustischen Instabilitäten verwendet. Die so erzeugte Regelgröße wurde mit einem weißen Rauschen überlagert und in den MPC-Block geleitet.

Die Amplitude des Regelungssegments steht dabei in einem festen Verhältnis zur Pulsanzahl in diesem Segment, siehe Abb. 6.5. Basierend auf der gesetzten Länge jedes Regelungssegments (0,5 ms) und der maximalen PRF (28 kHz) kann die Amplitude des Referenzsignals mit 1 bis 14 äquidistanten Pulsen diskretisiert werden. Dabei muss beachtet werden, dass beim Übergang zwischen zwei Regelungssegmenten die maximale PRF nicht überschritten wird. Realisiert wurde diese Diskretisierung der Pulsamplitude in Simulink mittels des in Abb. 6.8 dargestellten Multiport-Switchs. Abhängig von der zur Amplitude des Stellsignals proportionalen Pulsanzahl wurde eine vordefinierte Pulssequenz für jedes Regelungssegment herausgegeben (siehe Abb. 6.6).

Abbildung 6.9 zeigt die mittels des Simulink-Modells (Abb. 6.7) erzeugten Verläufe der Regelgröße sowie der Stellgröße in Form einer Pulssequenzen. Zum Zeitpunkt $t = 0\,\text{s}$ wird das Regelsystem gestartet, worauf sich eine signifikante Reduktion der Schwingungsamplitude zeigt. Zur besseren Visualisierung des Optimierungs- und Prädiktionshorizontes sind diese für den Zeitpunkt des Regelungsbeginns ebenfalls eingezeichnet.

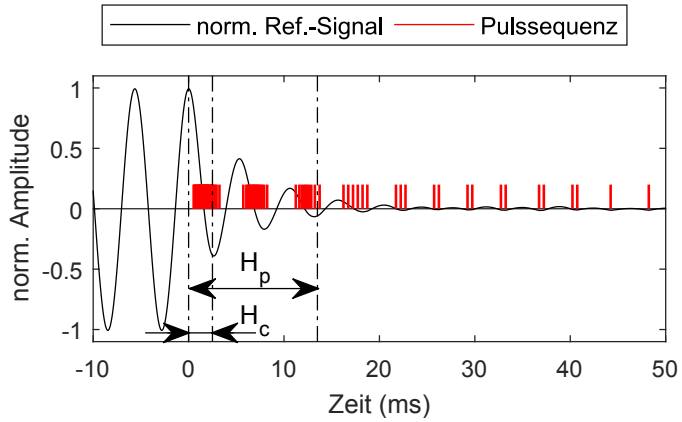


Abbildung 6.9: Simuliertes Zeitsignal zur Reduzierung der Schwingungsamplitude eines Van-der-Pol Oszillators mittels MPC; Regelung startet bei 0 s; Zur Visualisierung der sind der Optimierungs- und Prädiktionshorizont zum Zeitpunkt des Regelungsbeginns eingezeichnet

6.2 Regelung thermoakustischer Instabilitäten im Rijke-Rohr

Um die Effektivität von tieffrequent-modulierter NRP-Entladungen als Aktuator in einem Regelungskonzept zu untersuchen, wurde der Phasenregler (Kap. 6.1.1) als auch die modellprädiktive Regelung (Kap. 6.1.2) zur Regelung thermoakustischer Instabilitäten zunächst in einem Rijke-Rohr Prüfstand angewandt. Die thermoakustische Instabilität in einem vertikalen Rijke-Rohr wird dabei durch eine selbsterregte Rückkopplungsschleife zwischen Wärmefreisetzung und Druckschwankung verursacht (Raun et al., 1993). Die treibende Kraft ist dabei eine in dem Rohr befindliche Wärmequelle. Bei Positionierung im unteren Drittel des Rohres wird die erste harmonische Schwingungsmode ($\lambda/2$-Mode) dominant angeregt. Diese stehende akustische Welle besitzt auf beiden Rohrenden einen Druckknoten und auf halber Rohrlänge einen Druckbauch. In den hier diskutierten Experimenten wurde als Wärmequelle ein maßgefertigtes Heizgitter mit einer Heizleistung von bis zu 350 W verwendet.

Das Rijke-Rohr, welches in Abb. 6.10 skizziert ist, bestand aus zwei vertikal angeordneten Aluminiumrohren, welche von einem Heizgitter in einer Höhe von 340 mm unterbrochen wurde. Zusammen ergab sich so eine Gesamtlänge des Rohrsystems von $L_{\text{Rohr}} = 102$ cm bei einem Innendurchmesser von 60 mm. Erfasst wurde die Schwingungsamplitude der thermoakustischen Instabilität über ein wandbündig montiertes Mikrofon 90 mm unterhalb des Heizgitters. Somit konnten mögliche Schäden der temperaturempfindlichen Membran verhindert werden. Das zur Regelung verwendete NRP-Plasma wurde zwischen zwei Wolframelektroden ($D = 2{,}4$ mm) auf halber Länge des Rohres – im akustischen Druckbauch – erzeugt. Der Abstand zwischen den beiden horizontal ausgerichteten Elektrodenspitzen betrug dabei 4 mm. In den Vorversuchen (Kap. 2.3.3) konnte mittels dieser Elektrodenkonfiguration eine konstante Pulsenergie aufeinanderfolgender Pulse ermittelt werden, wobei anzunehmen ist, dass die höhere Temperatur oberhalb des Heizgitters den Entladungsprozess positiv beeinflusst.

Die für ein Rijke-Rohre typische Hysteresekurve (siehe z.B. (Raun et al., 1993; Gopalakrishnan und Sujith, 2013)) zwischen gesetzter thermischer Leistung und gemessener Schalldruckamplitude ist in Abb. 6.11 dargestellt. Bei der maximalen Heizleistung (350 W) konnten dabei Druckamplituden von bis zu 300 bis 600 Pa gemessen werden. Dabei konnte beobachtet werden, dass schon geringe Undichtigkeiten zwischen den einzelnen Rohrsegmenten sowie den Durchführungen der Elektroden und Kabel eine dämpfende Wirkung auf das Schwingungssystem hatten. Die sich einstellende Resonanzfrequenz von ca. 176 ± 2 Hz entsprach dabei der erwarteten $\lambda/2$-Mode, welche sich bei einer Temperatur von 50°C ($c = 360$ m/s) im Rohr einstellt ($f_{\text{res}} = c/(2L_{\text{Rohr}})$).

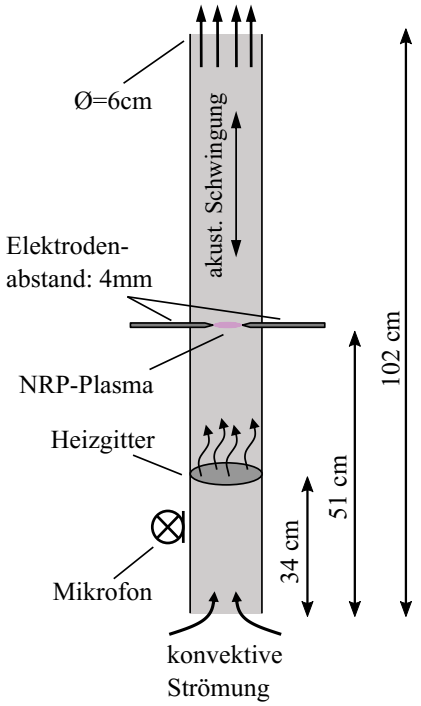


Abbildung 6.10: Skizze des Versuchaufbaus zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten mit NRP-Plasma in einem Rijke-Rohr.

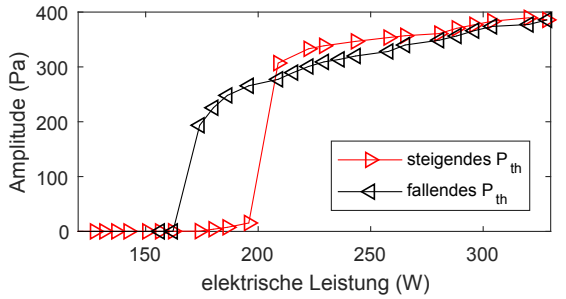


Abbildung 6.11: Druckamplitude im Rijke-Rohr bei der Resonanzfrequenz (176 ± 2) Hz, abhängig vom Verlauf der elektrischen Leistung des Heizgitters

Bei steigender Heizleistung traten ab ca. 200 W erste Instabilitäten auf. Ab ca. 300 W ging das System in einen Grenzzyklus über, wodurch es zu einer Sättigung der Druckamplitude kam. Wurde daraufhin die Heizleistung wieder verringert, kam das System erst ab ca. 155 W wieder zur Ruhe. Da die mittlere Plasmaleistung (ca. 35 W) zur thermischen Leistung des Heizgitters vergleichbar klein ausfällt, lässt sich annehmen, dass der Interaktionsmechanismus mit dem System allein auf dem vom NRP-Plasma erzeugten akustischem Feld beruht. Dies bestätigen auch Versuche mit unmodulierten Plasmasequenzen, welche keinen signifikanten Einfluss auf die Amplitude als auch auf dieResonanzfrequenz zeigten.

6.2.1 Instabilitätskontrolle mit Phasenregelung

Zur Regelung der Schwingungsamplitude im Rijke-Rohr wird zunächst das in Kap. 6.1.1 vorgestellte Regelungskonzept auf Basis von burst-modulierten Pulssequenzen angewendet. Untersucht wird dabei der Einfluss des Phasenverzugs zwischen Referenzsignal (Mikrofonsignal) und Stellsignal (NRP-Plasmasequenz) für den gesamten Bereich des Phasenverzugs $\Delta\Phi = 0$ bis 2π. Wie bei den Untersuchungen des Entladungsprozesses in Luft beobachtet werden konnte, haben die Initialisierungspulse zu Beginn jeder NRP-Plasmasequenz durch ihre vergleichsweise geringe Pulsenergie eine Verschiebung der Amplitude zu höheren Arbeitszyklen zur Folge (siehe Abb. 3.17a). Im Rijke-Rohr Versuch konnten aufgrund des positiven Einflusses der erhöhten Temperatur auf den Entladungsprozess jedoch im Schnitt weniger als ein Initialisierungspuls beobachtet werden. Somit ist der Effekt auf die Amplitude erst für Frequenzen oberhalb von ca. 250 Hz ($f_{\mathrm{PRF}} = 28$ kHz) signifikant, wodurch dieser hier vernachlässigt werden kann.

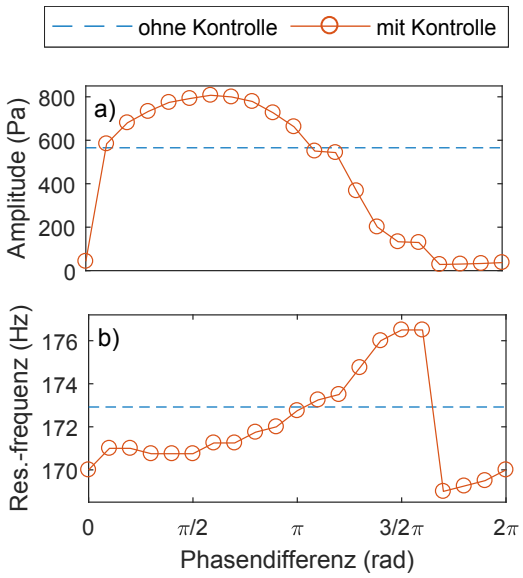


Abbildung 6.12: Amplitude und Resonanzfrequenz bei aktiver Phasenregelung der thermoakustischen Instabilität im Rijke-Rohr

Einfluss der Phasenverschiebung zwischen Stell- und Regelgröße

In Abb. 6.12 ist die mittlere Druckamplitude an der Mikrofonposition (Abb. 6.12a) sowie die entsprechende Resonanzfrequenz (Abb. 6.12b) dargestellt. Ohne Plasmaanregung stellte sich bei maximaler Heizleistung eine Resonanzfrequenz von ca. 173 Hz mit einer Amplitude von 570 Pa ein. Das lineare Verhältnis zwischen dem Arbeitszyklus und der gemessenen Druckamplitude wurde dabei so gesetzt, dass bei einer Druckamplitude von 600 Pa Plasmasequenzen mit maximaler Amplitude (DC=50%) und bei 0 Pa kein Plasma (DC=0%) erzeugt wurde. Die in Abb. 6.12 dargestellten Werte beruhen dabei auf 16-sekündigen Messungen, welche nach dem Erreichen eines stabilen Regelungszustandes gestartet wurden.

Es lässt sich somit zeigen, dass durch die Phasenregelung ein signifikanter Einfluss auf die Druckamplitude in dem System genommen werden kann. Für eine gesetzte Phasendifferenzen zwischen der NRP-Plasmasequenz (Stellgröße) und den Druckschwankungen (Regelgröße) von $\Delta\Phi = 0{,}1\pi$ bis π kam es zu einem konstruktiven Einfluss, sodass die Druckamplitude bei Plasmaanregung stiegen. Dabei überstieg die maximale Amplitude von 800 Pa bei $\Phi = 0{,}6\pi$ die Amplitude ohne Plasmaanregung um über 40%. Bei Erhöhung des Phasenverzugs zeigte sich zudem zwischen $\Delta\Phi = \pi$ bis 2π eine stetige Reduzierung des Schalldruckpegels im Vergleich zu den Werten ohne Anregung. Die minimale Amplitude wurde dabei mit 43 ± 7 Pa bei $\Delta\Phi = 1{,}6\pi$ erreicht. Dies entspricht einer Reduktion auf unter 8% der Druckamplitude ohne Regelung. Neben dem Effekt der Plasmaanregung auf die Druckamplitude konnte zudem auch eine Änderung der Resonanzfrequenz beobachtet werden (Abb. 6.12b). Dabei zeigte sich eine Schwankung von ±4 Hz um die Resonanzfrequenz ohne Regelung. Dieser für Phasenregelschleifen charakteristische „lock-in Effekt“ beschreibt dabei die Fähigkeit eines leistungsstarken Regelungssystems in einen bestimmten Betriebsbereich einzurasten (engl. „lock-in“), wodurch es im Rahmen charakteristischer Systemgrenzen zur Synchronisation zwischen Stell- und Regelsignal kommt (Föllinger, 2016).

Einfluss des Verhältnisses aus Arbeitszyklus und Druckamplitude

Im Weiteren wird der Einfluss des Gradienten aus Arbeitszyklus und normierter Amplitude des Referenzsignals auf den Regelungserfolg untersucht. Angeregt wurde dabei, wie in Abb. 6.13 skizziert, mit Gradienten von $n_{\text{slope}} = 0{,}1$ bis 6. Die in Abb. 6.14 gezeigten Verläufe von gemessener

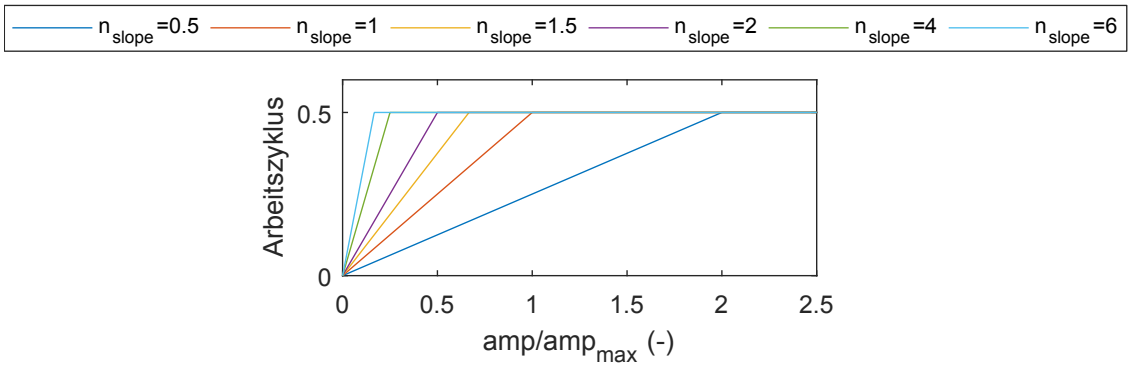


Abbildung 6.13: Getestete Werte der Sensitivität des Arbeitszyklus von der normierter Amplitude der Regelgröße bei der Phasenregelung

Druckamplitude und Arbeitszyklus wurden mit einer gesetzten maximalen Amplitude von 700 Pa und einem Phasenverzug von $\Phi = 1{,}8\pi$ ermittelt. Letzteres hat in den Vorversuchen mit $n_{\text{slope}} = 1$ bereits zu einer signifikanten Reduzierung der Druckamplitude geführt (Abb. 6.12). In allen Fällen setzt die Regelung bei $t = 0$ s ein.

Es lies sich beobachten, dass die Regelung mit einer Steigung von $n_{\text{slope}} = 0{,}5$ nur zu einer vergleichsweise schwachen Verringerung der Druckamplitude führte. Der geringe Gradient aus Amplitude des Referenzsignals und Arbeitszyklus fürte dabei dazu, dass die maximale Amplitude des Referenzsignals ($t = 0$) nur mit einem Arbeitszyklus von ca. 32% angeregt wurde. Durch das unpassende Verhältnis aus Anregungsamplitude und der gemessenen Druckamplitude zeigte sich nach ca. 0,5 s zwar eine um ca. 140 Pa reduzierte Amplitude, jedoch ließ sich bis zum Ausschalten der Regelung bei $t = 8{,}2$ s keine weitere Reduzierung beobachten. Nach Beendigung der Plasmaanregung springt die Druckamplitude wiederum auf den Ursprungswert. Analog dazu zeigt sich bei $n_{\text{slope}} = 1$ ein ähnlich schnelles Absinken der Druckamplitude in den ersten 0,5 s nach dem Einschalten der Plasmaanregung. Es lässt sich jedoch danach bis ca. 8 s nach Beginn der Regelung weiterhin ein langsames Abfallen der Druckamplitude beobachten, welches in ein abruptes Absinken sowie in ein leichtes Nachschwingen der Druckamplitude übergeht. Diese kurze Sequenz aus abwechselnd schnellem und langsamen Absinken der Druckamplitude zeigte sich dabei als charakteristisch für alle Untersuchungen der Phasenregelung mit Gradienten von 1 und höher.

Zu beachten ist, dass die im Grenzzyklus ermittelte Druckamplitude, sowie der sich eingestellte Arbeitszyklus der Pulssequenzen abhängig von dem Gradienten n_{slope} ist. Die geringste Druckamplitude von ca. 5 Pa wird dabei mit $n_{\text{slope}} = 2$ und $n_{\text{slope}} = 1{,}5$ erreicht. Für geringere bzw. höhere Gradienten steigt die Druckamplitude wiederum leicht an. Allgemein ist zu beobachten, dass eine maximale Regelungsamplitude (50% Arbeitszyklus) bei geeignetem Phasenverzug zu einem stetigen Abfall der Druckamplitude im Rijke-Rohr führt. Unabhängig von dem Gradienten kommt es dann ab einem gewissen Zeitpunkt zum abrupten Abfall der Schwingungsamplitude, welcher zu einem Nachschwingen von Druck- und Regelungsamplitude führt. Aufgrund der reduzierten Druckamplitude im Grenzzyklus, und des somit verringerten S/N-Abstandes, ist der Regelungserfolg stark von den EKF-Parametern zur Gewichtung von Modellannahme und Messgröße abhängig. Daher lässt sich annehmen, dass eine stabilere Abschätzung des Systemzustandes ebenfalls zu einem verbesserten Regelungserfolg führen könnte. Trotz der im Gegensatz zur MPC relativ einfach gestalteten Phasenregelung konnte durch die iterativ ermittelten Werte für den Gradienten aus Arbeitszyklus und Druckamplitude sowie des Phasenverzugs zwischen Stell- und Regelungssignals ein deutlicher Regelungserfolg der Druckamplitude beobachtet werden.

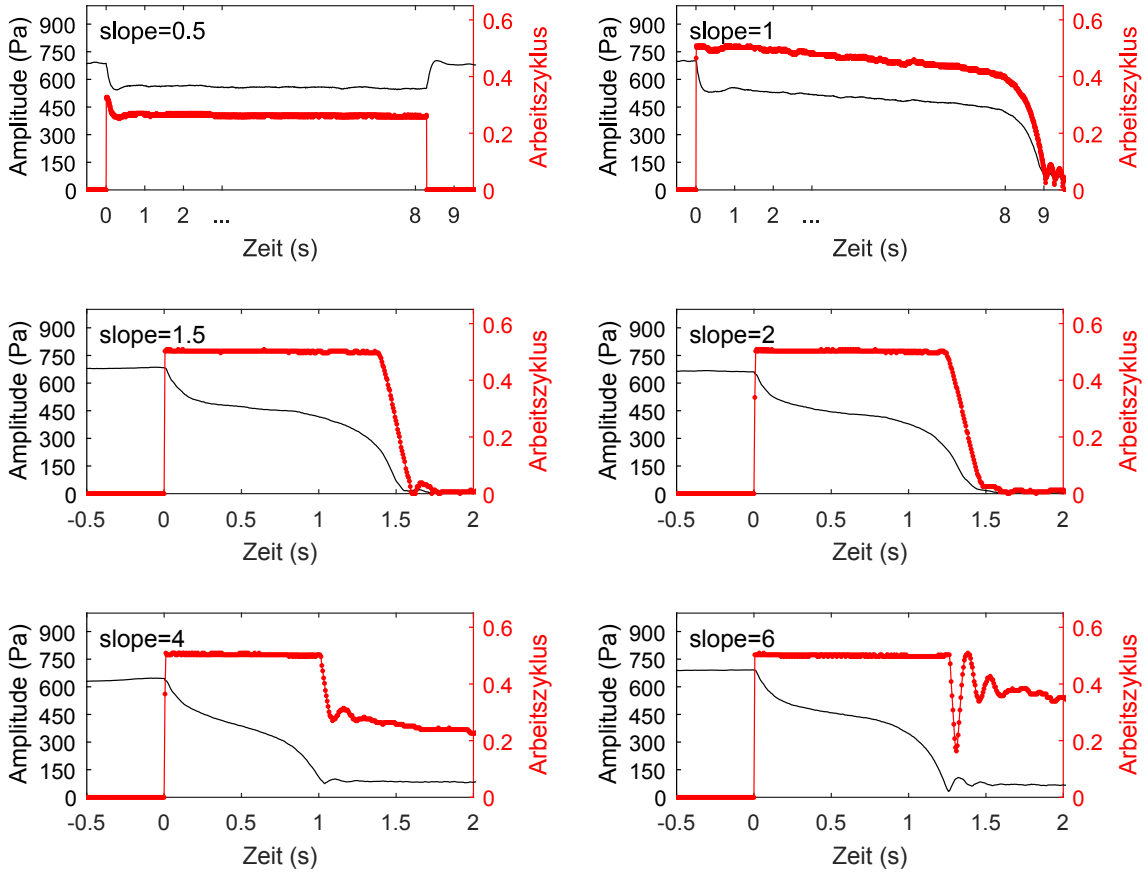


Abbildung 6.14: Einfluss der Sensitivität des Arbeitszyklus von der normierten Amplitude des Referenzsignals auf den Regelungserfolg. Dargestellt ist die Einhüllende der Druckschwankung im Rijke-Rohr sowie davon abhängige Tastverhältnis

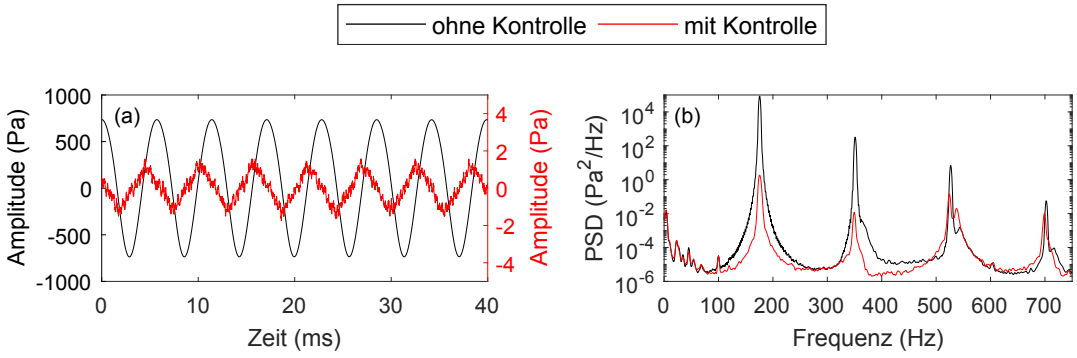


Abbildung 6.15: Vergleich der Zeitsignale (a) und der dazugehörigen Spektren (b) des gemessenen Schalldrucks mit und ohne Phasenregelung im Rijke-Rohr ($\Delta\Phi = 1{,}8\pi$, $n_{\text{slope}} = 2$)

Durch Beeinflussung des Phasenverzugs zwischen Stell- und Regelungssignals sowie des Gradienten aus Arbeitszyklus und Druckamplitude konnte ein signifikanter Einfluss auf die Druckamplitude in dem Rijke-Rohr beobachtet werden. Mit $n_{\text{slope}} = 2$ und $\Delta\Phi = 1{,}8\pi$ ergab sich dabei ein Amplitudenabfall von 730 Pa auf weniger als 2 Pa. Abbildung 6.15 zeigt hierzu die ungefilterte Druckschwingung mit und ohne Plasmaanregung (Abb. 6.15a), sowie das entsprechende Spektrum (Abb. 6.15b).

6.2.2 Instabilitätskontrolle mit MPC

Analog zu den Untersuchungen mittels der Phasenregelung wird im Folgenden die in Kap. 6.1.2 vorgestellte MPC verwendet, um die thermoakustischen Instabilitäten im Rijke-Rohr zu regeln.

Ermittlung der Systemparameter zur Abstimmung des MPC-Modells

Um eine adäquate Regelung mittels der MPC zu gewährleisten, müssen zunächst die unbekannten Variablen des Zustandsraummodells [Gl. (6.3)] ermittelt werden. Dabei wurden die Kreisfrequenz im Resonanzfall ω_0, das Dämpfungsgrad ζ sowie der Verstärkungsfaktor G in experimentellen Voruntersuchungen bestimmt.

Über die Annahme, dass die Anfachungsrate der negativen Abklingrate δ entspricht, lässt sich das Dämpfungsgrad des instabilen Rijke-Rohr-Aufbaus bestimmen:

$$\zeta = -\frac{\delta}{\omega_0} \,. \tag{6.4}$$

Die Anfachungsrate eines gedämpften Systems ergibt sich über die exponentielle Pegelzunahme $p(t) = p_0 e^{\delta t}$. Um diese zu ermitteln wurde das Drucksignal nach Beendigung der erfolgreichen Regelung mittels Phasenregelung (siehe Kap. 6.2.1) analysiert. Abbildung 6.16 zeigt den Einschwingvorgang wenige Sekunden nach Beendigung der Plasmaanregung. Nach Gl. (6.4) ergibt sich für die hier ermittelte Resonanzfrequenz ($f_{\text{res}} = 177$ Hz) eine Dämpfung von $\zeta = -0{,}002$.

Aufgrund der möglichen Interaktionen zwischen dem vom Plasma verursachten akustischen Feld und der vom Heizgitter getriebenen Druckschwankung, konnte die Verstärkungsfunktion jedoch nicht aus der Aktuator-Transferfunktion im gewünschten Betriebsbereich bestimmt werden. Anstelle dessen wurde der Verstärkungsfaktor G aus der Aktuator-Transferfunktion im kalten Zustand ermittelt. Hierzu wurde das Rijke-Rohr zunächst mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen mit einem Arbeitszyklus von 10 bis 60% in dem relevanten Frequenzbereich um die Resonanzfrequenz (100 bis 200 Hz) angeregt. Verwendet wurde dabei eine PRF von 28 kHz. Die gesuchte Transferfunktion $H_{xy} = P_{xy}/P_{xx}$ ergibt sich dabei über den Quotienten des Kreuzleistungsspektrums zwischen der Pulssequenz und dem Referenzsignal sowie dem Autoleistungsspektrum

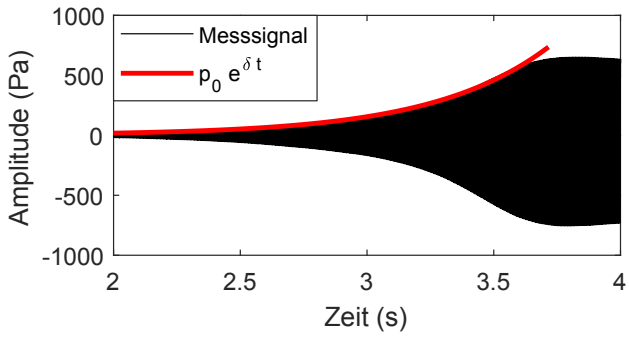


Abbildung 6.16: Aufschwingen der theromakustischen Instabilität im Rijke-Rohr nach erfolgreicher Phasenregelung zur Ermittlung der Systemdämpfung aus der Anfachungsrate

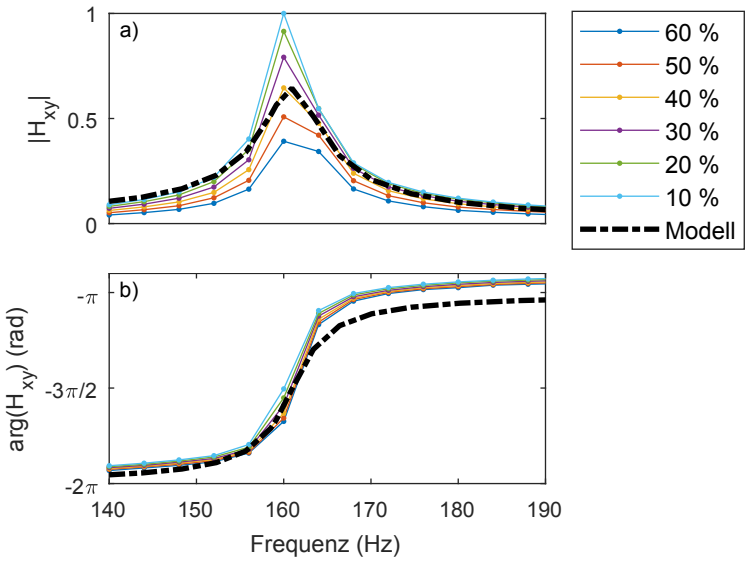


Abbildung 6.17: Normierte Amplitude und Phase der Aktuator-Transferfunktion zwischen burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen (Arbeitszyklus von 10% bis 60%) und der gemessenen Druckschwankung. Die schwarze Linie zeigt die Modellannahme des kalten Systems nach Gl. (6.3) (f_{res} = 161 Hz, D = −0,02, K = 0,13)

des Referenzsignals. Abbildung 6.17 zeigt den normierten Betrag (siehe Abb. 6.17a) sowie die Phase (siehe Abb. 6.17b) der Transferfunktion für verschiedene Arbeitszyklen (0% bis 50%). Um den nicht linearen Einfluss des in Abb. 6.17a gezeigten Arbeitszyklus auf die Druckamplitude in einem Modell erfassen zu können, ist eine dynamische Modellanpassung notwendig (siehe z.B. Jarmolowitz et al. (2012)). Aufgrund des weitaus komplexeren Modellansatzes, und den damit verbundenen Auswirkungen auf die Robustheit des bereits vorhandenen MPC-Ansatzes, war dies zum Zeitpunkt der Versuchsdurchführung jedoch nicht realisierbar. Zudem haben die Untersuchungen von Shariati et al. (Shariati et al., 2014; Shariati et al., 2015; Shariati, 2017) gezeigt, dass sich geringfügige Systemunstimmigkeiten nur marginal auf den Regelungserfolg auswirken. Die Verstärkungsfunktion der jeweiligen in Abb. 6.17a gezeigten Verläufe wurde dabei mittels Datenabgleichs ermittelt, wobei der für die Regelung verwendete Verstärkungsfaktor G = 0,13 dem Mittelwert dieser Werte entsprach.

Regelungserfolg mittels MPC

Nach Konfigurierung des MPC-Regelungssystems mit den experimentell ermittelten Parametern (Kap. 6.2.2) wurde das instabile Rijke-Rohr analog zu dem in Kap. 6.2.1 diskutierten Aufbau beeinflusst. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse wurde auch hier die maximale Leistung des Heizgitters (350 W) verwendet. Aufgrund geringfügiger Variationen am Heizelement, der Spaltmaße und den Dichtungen bei den Kabeldurchführungen und zwischen Rohrabschnitten konnten im Grenzzyklus „nur“ eine Druckamplitude mit maximal 633 Pa sowie eine leicht reduzierte Resonanzfrequenz (170 Hz) erzielt werden.

Abbildung 6.18 zeigt die Schalldruckamplitude (schwarze Linie) sowie die Anzahl der Pulse pro Periode über den Arbeitszyklus (rote Linie). Die Regelung wurde bei t = 0 s gestartet. Bereits weniger als 0,5 s nach dem Einschalten der Plasmaentladungen zeigt sich eine signifikante Reduzierung der Schalldruckamplitude von anfänglich 643 Pa auf weniger als 7 Pa. Im Vergleich zur Phasenregelung (Abb. 6.14) fällt die Amplitudenreduktion auf ca. 1,1% der initialen Amplitude somit geringer aus. Jedoch kann bei der modellprädiktiven Regelung ein wesentlich steilerer und

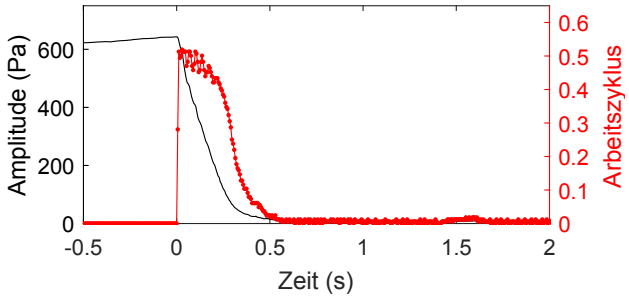


Abbildung 6.18: Zeitsignale der Druckschwankung sowie des Arbeitszyklus der Pulssequenzen bei zugeschalteter MPC-Regelung im Rijke-Rohr

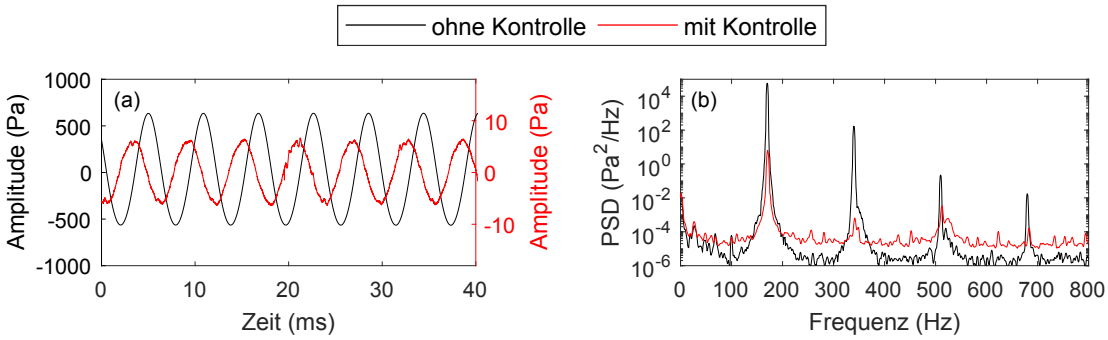


Abbildung 6.19: Vergleich der Zeitsignale (a) und der dazugehörigen Spektren (b) des gemessenen Schalldrucks mit und ohne MPC-Regelung im Rijke-Rohr

konstanterer Abfall der Druckamplitude beobachtet werden. Dadurch erreicht die Druckschwingung ca. 1 s früher eine stabile Amplitude, welche mit 1–2 Pulsen pro Periode gehalten werden kann. Zudem zeigt sich bei der MPC auch kein Nachschwingen des Regelungssystems.

Das gewählte Zustandsraummodell, auf welchem die MPC basiert, führte mittels der experimentell ermittelten Systemparameter (Dämpfung, Verstärkungsfaktor, Resonanzfrequenz) zu einer signifikanten Reduzierung der Druckamplitude, welche sowohl im Zeitsignal (Abb. 6.19a) als auch in dem dazugehörigen Spektrum (Abb. 6.19b) im Vergleich zum Fall ohne Plasmaanregung deutlich wird. Die mittels MPC erzielte Reduktionen der Druckamplituden betrug über 40 dB und ist damit um ca. 10 dB geringer, als bei der manuell angepassten Phasenregelung. Dabei ließen sich bei beiden in dieser Arbeit untersuchten Regelungsansätzen im Grenzzyklus mit Plasmaanregung ähnlich geringe Schalldruckamplituden beobachten. Somit erklärt sich der reduzierte Amplitudenabfall bei der MPC über die verringerte Druckamplitude zu Beginn der Regelung.

6.3 Regelung von Verbrennungsinstabilitäten im Flammenprüfstand

Um die Effektivität des Phasenreglers und der MPC in einer thermoakustisch komplexeren Umgebung zu untersuchen, wurden beide Ansätze zur Regelung von Verbrennungsinstabilitäten an dem in Kap. 4.1 eingeführten Brennkammerprüfstand (siehe auch Abb. 4.1) verwendet. Das NRP-Plasma wurde dabei zwischen zwei Elektroden in einer pin-annularen Konstellation am Fuß der Flamme erzeugt (siehe Abb. 4.3c). Die zu regelnden Verbrennungsinstabilitäten konnten dabei bei verschiedenen Quarzglasgeometrien, wie in Tab. 6.2 aufgelistet mittels Methan-Luft-Massenströmen ($\dot{m}_{CH4}$ = 0,3 bis 0,4 kg/h und Φ = 0,75 bis 0,9) angeregt werden. Dabei wurden Druckamplituden von über 150 Pa gemessen. Diskutiert wird zunächst der Einfluss von unmodulierten NRP-Entladungen bei verschiedenen PRF (1–28 kHz) auf die Schwankungsamplitude. Im Weiteren werden die

Tabelle 6.2: Tabelle der untersuchten Quarzglasgeometrien bei denen im Flammenprüfstand (siehe Abb. 4.1) thermoakustischen Instabilitäten beobachtet werden konnten.

Konfiguration	Durchmesser	Länge
Konfig. 1	105 mm	700 mm
Konfig. 2	80 mm	400 mm
Konfig. 3	80 mm	690 mm

Regelungserfolge sowohl des Phasenreglers (siehe Kap. 6.1.1) als auch der MPC (siehe Kap. 6.1.2) verglichen.

6.3.1 Einfluss von unmodulierten NRP-Plasmasequenzen auf die Verbrennungsinstabilitäten

In einer ersten Versuchsreihe wurde der Einfluss von unmoduliertem NRP-Plasma bei verschiedenen PRF (1–28 kHz) auf die Verbrennungsinstabilitäten einer turbulenten Drallflamme untersucht. Die Instabilitäten prägten sich bei einem Quarzglasdurchmesser von $D = 105$ mm und einer Länge von $L = 700$ mm bei einem Brennstoffmassenstrom zwischen $\dot{m}_{CH4} = 0{,}3$–$0{,}4$ kg/h sowie einem Äquivalenzverhältnis zwischen $\Phi = 0{,}75$-$0{,}95$ aus. Angeregt wurde mit der maximal möglichen Pulsenergie von ca. 2,3 bis 2,7 mJ. Die Ergebnisse wurden jeweils aus einem über 16 s gemittelten Mikrofonsignal erzeugt, wobei die Werte bei PRF= 0 kHz den Fall ohne Plasmaanregung entsprechen. Zwischen den Messungen wurde eine 10-sekündige Pause ohne Plasmaanregung eingehalten, um einen Einfluss von den vorangegangenen Plasmaentladungen auf die Verbrennungsinstabilität zu vermeiden. Aufgrund der positiven Eigenschaften der nahegelegenen Flamme auf den Entladungsprozess (hohe Temperatur, hoher Ionisierungsgrad des Gases) wurden die charakteristischen Funkenentladungen (siehe Abb. 4.3c) bei der hier anliegenden maximalen Pulsenergie auch bei den niedrigsten hier untersuchten PRF sichtbar.

Abbildung 6.20 zeigt das Verhalten der Druckamplitude mit steigender PRF bei verschiedenen Flammenkonfigurationen. Zu erkennen ist, dass die Druckamplitude der Instabilität signifikant durch das NRP-Plasma beeinflusst wird. Während bei den Flammenkonfigurationen mit einer Flammenleistung über 4,2 kW ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}3$ kg/h) eine mit der PRF steigende Druckamplitude beobachtet werden konnte, zeigte sich bei den geringsten hier untersuchten Flammenleistungen im PRF-Bereich um 7 bis 20 kHz eine signifikante Abnahme der Selbigen. Dabei ist zu beobachten, dass gerade in den PRF-Bereichen, in denen eine geringe Druckamplitude eintrat, eine sprunghafte Abweichung der Resonanzfrequenz von bis zu 10 Hz ermittelt werden konnte. Für die anderen Flammenkonfigurationen ergab sich keine signifikante Frequenzänderung.

Bei der Interpretation der in Abb. 6.20 gezeigten Druckamplituden muss zudem beachtet werden, dass es sich um einen zeitlich gemittelten Wert handelt. So zeigt Abb. 6.21, dass es abhängig von der PRF teilweise zu starken Schwankungen im Messsignal kommt. Dargestellt ist hier das Drucksignal für verschiedene PRF (ohne Plasma, 10, 15 und 20 kHz) bei $\dot{m}_{CH4} = 0{,}3$ kg/h und $\Phi = 0{,}75$ sowie die zeitlich aufgelöste Resonanzfrequenz. Während sich ohne Plasmaanregung (Abb. 6.21a) viele kurzzeitige Schwankungen der Druckamplitude zwischen 100 und 200 Pa ergaben, zeigte sich bei Anregung mit 10 kHz (Abb. 6.21b) eine deutlich reduzierte Amplitude auf 30 Pa mit nur wenigen, kurzen Ausreißern. In beiden Fällen ließ sich die mittlere Frequenz bei ca. 157 Hz ermitteln, wobei sich diese bei 10 kHz aufgrund des starken Grundrauschens nur sehr ungenau ermitteln ließ. Bei weiterer Erhöhung der PRF wurde mit PRF=20 kHz (Abb. 6.21c) ein transienter Bereich erreicht, bei dem die Flamme zwischen einem instabilen und stabilen Zustand hin und her sprang. Dieser sprunghafte Wechsel zeigte sich dabei nicht nur in der Druckamplitude, sondern auch in der jeweiligen Resonanzfrequenzen. Bei geringer Druckamplitude betrug die Resonanzfrequenz

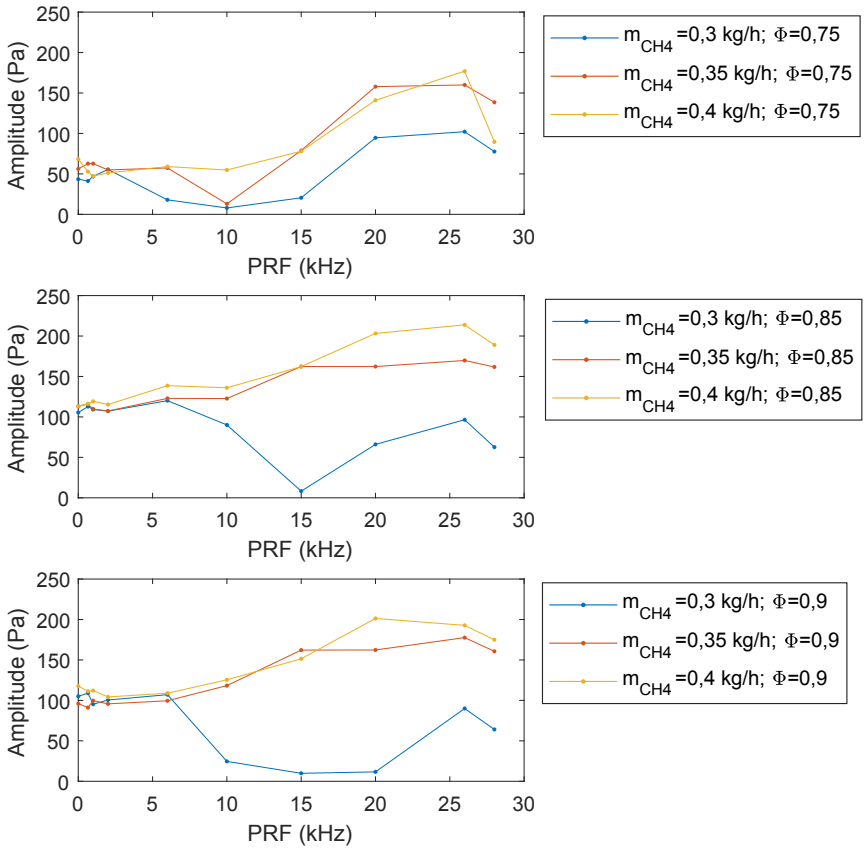


Abbildung 6.20: Einfluss von PRF und Flammenkonfiguration auf die Resonanzamplitude und Resonanzfrequenz bei Anregung einer instabilen Drallflammen mit nicht modulierten NRP-Plasmas (Konfig. 1).

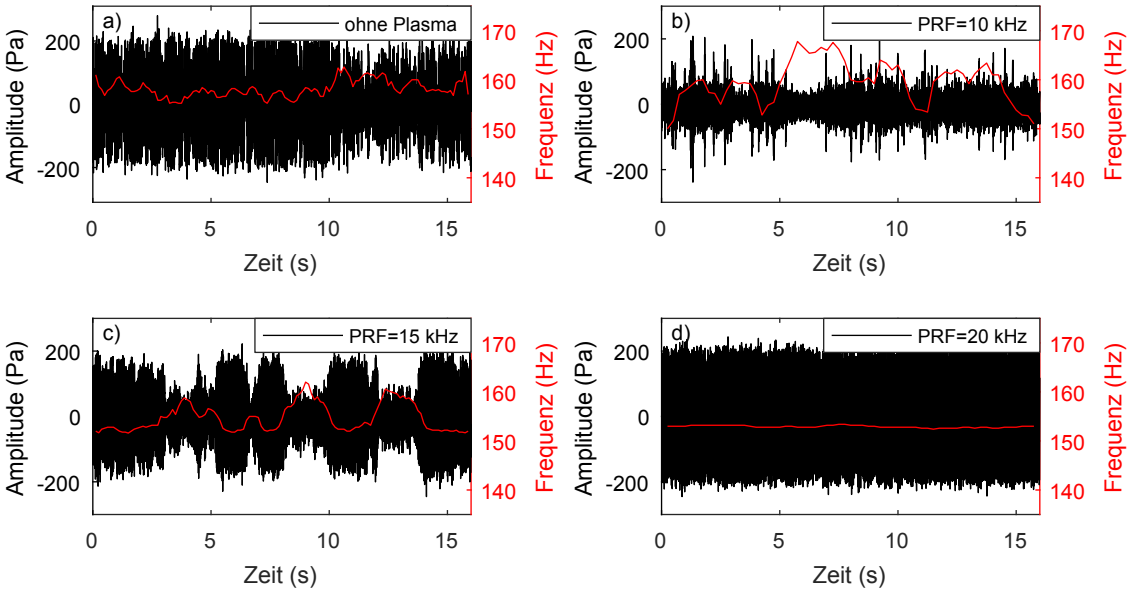


Abbildung 6.21: Druckschwankungen und dazugehörige Resonanzfrequenz bei Anregung einer instabilen Flamme mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen bei verschiedenen PRF, $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h und Φ = 0,75; D = 105 mm (Konfig. 1)

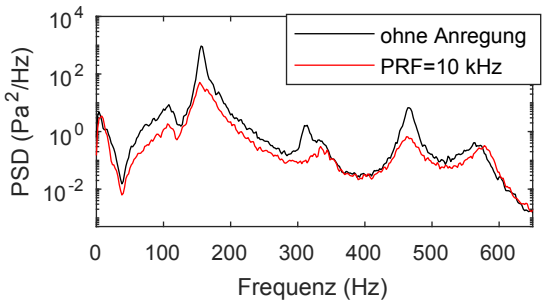


Abbildung 6.22: Spektrale Leistungsdichte mit und ohne Anregung einer instabilen Drallflamme mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen (PRF=10 kHz); $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h und Φ = 0,75; D = 105 mm (Konfig. 1)

ca. 157 Hz, wohingegen sich beim Eintreten der hohen Druckamplitude eine um 5 Hz geringere Resonanzfrequenz bei 152 Hz ergab. Bei Anregung mit einer PRF von über 20 kHz (Abb. 6.21d) war die Amplitude bei ebenfalls 152 Hz wiederum nahezu konstant . Zudem zeigten sich hier nur geringe Schwankungen der Amplitude. Das Spektrum aus den Drucksignalen bei PRF= 10 kHz mit und ohne NRP-Plasmaanregung in Abb. 6.22 zeigt, dass neben der Resonanzfrequenz auch die entsprechenden Höherharmonischen bei Plasmaanregung signifikant reduziert wurden.

Wie in den vorangegangenen Untersuchungen gezeigt werden konnte, lässt sich bei Anregung mittels unmoduliertem NRP-Plasma eine stromauf Verschiebung der Wärmefreisetzungszonen der Flamme beobachten (siehe Abb. 4.21). Die Verschiebung, als auch die mit steigender PRF kompakter werdende Wärmefreisetzungszone, hat dabei Einfluss auf die Flammenantwort bei einer akustischen Störung. Untersuchungen von Lacoste et al. (2013) konnten dabei in einem zu den hier durchgeführten Versuchen äquivalenten Aufbau zeigen, dass sich sowohl die Phase als auch die Amplitude der FTF durch das Zuschalten von unmoduliertem NRP-Plasma verändert. Dabei ist gerade die Phase der FTF [Gl. (5.7)], bzw. die Phasenbeziehung zwischen der Strömungsgeschwindigkeitsschwankung und der Wärmefreisetzungsschwankung, entscheidend für die Existenz der thermoakustischen Instabilität (siehe hierzu auch Kap. 5.2.2).

Dabei kann angenommen werden, dass sich die Phase der FTF mit steigender PRF in der Frequenz, aufgrund des ebenfalls steigenden Leistungsverhältnisses von Flamme und NRP-Plasma, kontinuierlich verschiebt. Bei den geringsten hier untersuchten Flammenleistungen kann somit angenommen werden, dass ein für thermoakustische Instabilitäten ungünstiges Phasenverhältnis von Schnelle- und Wärmefreisetzungsschwankung durchfahren wird. Dabei kommt die thermoakustischen Instabilität für eben diese PRF zum erliegen. Aufgrund von turbulenten Prozessen kann es dabei im Grenzübergang auch zu einem sprunghaften Wechsel zwischen den beiden Zuständen kommen, wie sie in Abb. 6.21 zu sehen sind. Diese Beobachtung deckt sich auch mit den von Kim et al. (2015) beschriebenen Untersuchungen, bei denen eine instabile Diffusionsflamme bei Anregung mit NRP-Plasma mit steigender PRF in einen stabilen Zustand überführt werden konnte. Kim et al. vermuten dabei ebenfalls, dass das NRP-Plasma die stark schwankende, äußere Rezirkulationszone der Flamme in ein Gebiet mit weniger starken Schwankungen verlagert, wodurch es zu einer Abschwächung des Resonanzeffektes kommen kann. Weiter zeigte sich in den Ergebnissen aus Kap. 4.6.2 und Kap. 4.6.3, dass sich Flammen mit einem geringem Äquivalenzverhältnis und einer geringen Flammenleistung durch NRP-Plasma stärker auslenken lassen. Somit ließe sich erklären, wieso dieser Effekt lediglich für die geringsten hier untersuchten Flammenleistungen und Äquivalenzverhältnisse zu beobachten ist.

6.3.2 Regelung mittels Phasenregelung

Analog zur Regelung im Rijke-Rohr (Kap. 6.2.1) wurde auch die Phasenregelung mit burst-moduliertem NRP-Plasma (Kap. 6.1.1) zur Regelung von Verbrennungsinstabilitäten verwendet. Die Druckschwankung (Regelgröße) wurde hierzu mit einem Mikrofon unterhalb des Drallerzeugers aufgenommen (siehe Abb. 4.1). Übereinstimmend mit den Untersuchungen im Rijke-Rohr konnten auch im Verbrennungsprüfstand die besten Regelungserfolge mit einem Verhältnis der normierten Druckamplitude und dem Arbeitszyklus von 1,5 beobachtet werden (siehe Abb. 6.13). Daher wurde dieser Wert auch für alle weiteren Untersuchungen verwendet. Die hier untersuchten Quarzglasgeometrien sind in Tab. 6.2 aufgelistet.

Abhängigkeit des Regelungserfolges von der Flammenkonfiguration (Konfig. 1)

Angewendet wurde die Phasenregelung zunächst auf eine Drallflamme, welche bei entsprechender Flammenkonfiguration in dem breiten Quarzglas (Konfig. 1) thermoakustische Instabilitäten ausprägte. Abbildung 6.23 zeigt die Druckamplitude bei der Resonanzfrequenz (Abb. 6.23a und Abb. 6.23c) sowie die dazugehörige Resonanzfrequenz (Abb. 6.23b und Abb. 6.23d). Aufgetragen wurden die Werte jeweils über die gesetzte Phasenbeziehung des Druck- und Plasmasignals von $-\pi$ bis π. Untersucht wurde der Regelungserfolg abhängig vom Äquivalenzverhältnis (Φ = 0,8, 0,85 und 0,95) bei dem Brennstoffmassenstrom ($\dot{m}_{CH4}$ = 0,3 kg/h und $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h). Die gestrichelten Linien stellen die Werte ohne Plasmaanregung dar. Um einen Effekt der vorangegangenen Plasmaentladungen zu vermeiden, wurde die Regelung zwischen den Messungen für mehr als 10 s

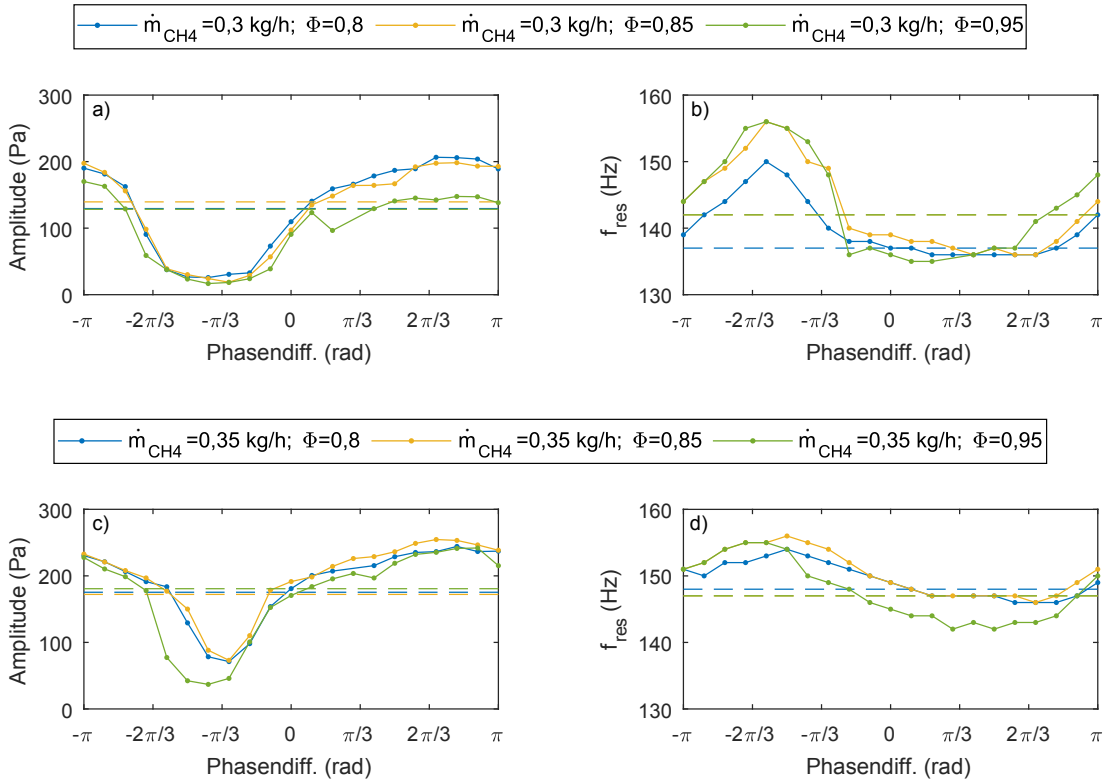


Abbildung 6.23: Einfluss der Phasendifferenz zwischen Pulssequenz und Regelgröße bei der Phasenregelung einer instabilen Drallflamme bei verschiedenen Flammenkonfigurationen(a,b: $\dot{m}_{CH4}$ = 0,3 kg/h, c,d: $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h): Gemessene Druckamplitude (a,c) bei der entsprechenden Resonanzfrequenz (b,d) während der Anregung einer instabilen Flamme mit NRP-Plasma unter Verwendung der manuellen Phasenregelung; Die gestrichelten Linien zeigen die Werte ohne Plasmaanregung. (Konfig. 1)

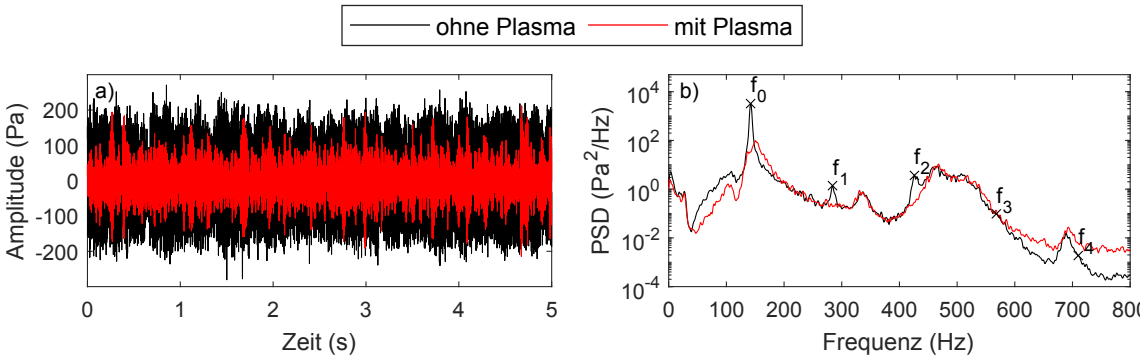


Abbildung 6.24: Drucksignal und entsprechendes Spektrum ohne und mit manueller Phasenregelung einer instabilen Drallflamme ($\phi = -0{,}3\pi$); $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$ (Konfig. 1)

abgeschaltet.

Wie auch bei der Regelung der thermoakustischen Instabilitäten im Rijke-Rohr (siehe Abb. 6.12) beobachtet, wurde die Druckamplitude in Abhängigkeit von der Phasenlage zwischen dem Drucksignal und den Plasmasequenzen verstärkt bzw. abgeschwächt. Eine Reduktion der Druckamplituden wurde dabei für Phasenverschiebungen im Bereich von ca. $-2\pi/3$ bis 0 beobachtet, während es bei den übrigen Phasenlagen zu einer Verstärkung der Amplitude kam. Bei Vernachlässigung des Effektes der Flammenkonfiguration auf die Frequenzverschiebung der Flammentransferfunktion ist analog zu den Untersuchungen aus Kap. 4.6 ein mit dem Äquivalenzverhältnis und der thermischen Flammenleistung sinkender Regelungserfolg zu erwarten. Dabei zeigen die Werte aus Abb. 6.23a keinen direkten Einfluss des Regelungserfolges auf die erreichte Druckamplitude. Hingegen zeigte sich bei der Flammenkonfiguration mit dem höchsten hier untersuchten Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0{,}95$ (bei konstantem Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h) sogar, dass ein größerer Bereich der Phasendifferenz stärker, als bei geringeren Äquivalenzverhältnissen (siehe Abb. 6.23c) beeinflusst werden konnte. Im Vergleich der beiden Flammenleistungen zeigt sich jedoch wie erwartet ein schwach sinkender Regelungserfolg mit steigender thermischer Flammenleistung. Dabei konnte die Druckamplitude um 87% bei $\dot{m}_{CH4} = 0{,}3$ kg/h, jedoch „lediglich“ um 80% bei $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h reduziert werden. Nimmt man die Veränderung der Resonanzfrequenz bei aktiver Regelung („Lock-in Effekt“) als Indikator der Flammensensitivität bei Plasmaanregung, so zeigt sich auch hier eine stärkere Beeinflussung der Flamme mit geringerer thermischer Leistung, wie er analog bei der Verstärkungsfunktion der FTF (siehe Abb. 4.30) zu beobachten war. Eine stetige Abhängigkeit mit dem Äquivalenzverhältnis blieb jedoch aus. Zu beachten ist dabei, dass aufgrund der wesentlich stärkeren Amplitudenschwankungen der thermoakustischen Instabilität auch andere Faktoren den Regelungserfolg signifikant beeinflussen können. Einflussfaktoren können dabei unter anderem die Abschätzung der Druckamplitude vom Regler oder die relative Position der Flamme zu der Plasmaposition sein.

Anders als bei dem spontanen Umspringen der Flamme zwischen dem stabilen und instabilen Zustand bei konstanter Flammenanregung (Abb. 6.21), ergab sich bei aktiver Regelung eine vergleichsweise konstante Amplitude. Abbildung 6.24 zeigt die repräsentativen Druckamplituden (Abb. 6.24a) und die entsprechenden Spektren (Abb. 6.24b) einer instabilen Flamme ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$) mit und ohne Plasmaanregung. Dargestellt ist der Phasenversatz von $-0{,}3\pi$, bei dem der Phasenregler die stärkste Amplitudenreduktion aufwies. Aufgrund der turbulenten Flamme zeigt sich im Vergleich zur Regelung im Rijke-Rohr (Abb. 6.19) ein weniger diskretes Spektrum. Ohne Plasmaanregung lassen sich die Grundfrequenz bei $f_0 = 142$ Hz sowie die zwei Höherharmonischen bei etwa $f_1 = 284$ und $f_2 = 426$ Hz deutlich erkennen. Die Höherharmonischen (f_3, f_4 etc.) treten dabei im Spektrum nicht dominant auf. Bei Regelung mittels des Phasenreglers zeigt sich nicht nur bei der Grundfrequenz f_0, sondern auch bei den nächsten beiden höheren

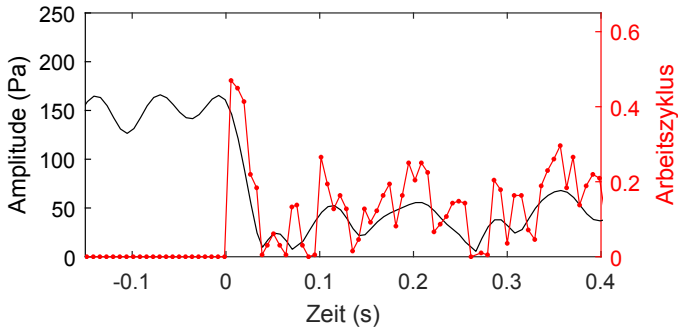


Abbildung 6.25: Zeitsignale der Druckschwankung sowie des Arbeitszyklus der Pulssequenzen bei zugeschalteter Phasenregelung im thermoakustisch instabilen Flammenprüfstand; $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$ (Konfig. 1)

Harmonischen (f_1 und f_2) eine starke Reduktion der Amplitude, wobei Letztere sogar völlig vom Grundrauschen maskiert werden. Daher kann angenommen werden, dass der Gleichanteil der Plasmasequenzen hier keinen signifikanten Einfluss auf die Verbrennungsinstabilität hat und der Regelungserfolg auf dem dynamischen Anteil der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen beruht.

In Abb. 6.25 wird der zeitliche Verlauf nach dem Einschalten der Regelung ($t = 0$ s) gezeigt. Gut zu erkennen ist, dass die Amplitude bereits 0,04 ms nach Beginn der Plasmaanregung von ca. 150 Pa auf Werte um 35 ± 30 Pa abfällt. Dabei war bei den hier durchgeführten Regelungsuntersuchungen im Flammenprüfstand das NRP-Plasma in der Lage, die Druckamplitude signifikant zu reduzieren. Jedoch zeigten sich im Grenzzyklus mit eingeschalteter Phasenregelung starke Schwankungen der Druckamplitude. Durch den sprunghaften Verlauf des Arbeitszyklus lässt sich Mutmaßen, dass der EKF aufgrund des starken Grundrauschens die Amplitude und Phase der Regelgröße (hier die Druckschwankung) gerade bei geringen Pegeln nicht optimal abschätzen konnte. Somit kann angenommen werden, dass durch die Verbesserung und weitere Optimierungen der Systemabschätzung eine ebenfalls effektivere Druckreduzierung möglich ist.

Abhängigkeit des Regelungserfolges von der Flammentransferfunktion (Konfig. 2 & 3)

Um den Einfluss der Flammentransferfunktion auf den Regelungserfolg zu berücksichtigen, wurde der Phasenregler zur Regelung von thermoakustischen Instabilitäten bei verschiedenen Resonanzfrequenzen untersucht. Dabei konnten Verbrennungsinstabilitäten im schmaleren Quarzglas ($D = 80$ mm) bei einer Quarzglaslänge von $L = 400$ mm ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}4$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$) und $L = 690$ mm ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h, $\Phi = 0{,}85$) erzeugt werden, wobei sich die Resonanzfrequenz zu 322 Hz bzw. 189 Hz ergab.

Abbildung 6.26 zeigt die Druckamplitude (Abb. 6.26a) sowie die entsprechende Resonanzfrequenz (Abb. 6.26b) bei Anwendung des Phasenreglers mit gesetzter Phasendifferenz von $-\pi$ bis π. In der kürzeren Quarzglaskonfiguration ist dabei eine leichte Erhöhung der Druckamplitude nahezu unabhängig von der gesetzten Phasendifferenz um bis zu 18% zu beobachten. Im längeren Quarzglas hingegen kommt es zu einer deutlichen Abhängigkeit der Druckamplitude von der Phasendifferenz. Dabei lässt sich eine deutlichen Reduktion der Druckamplitude um über 65% im Bereich von $-2\pi/3$ bis $\pi/3$ sowie eine Erhöhung der Druckamplitude um das 3,5-fache im übrigen Bereich ermitteln. Analog hierzu zeigt sich die Resonanzfrequenz im der kurzen Quarzglaskonfiguration nahezu unverändert (leichter Offset um ca. +3 Hz), wobei beim langen Quarzglas eine deutlichere Frequenzschwankung auftritt.

Bei den Regelungsversuchen im Rijke-Rohr (siehe Kap. 6.2) konnte bereits gezeigt werden,

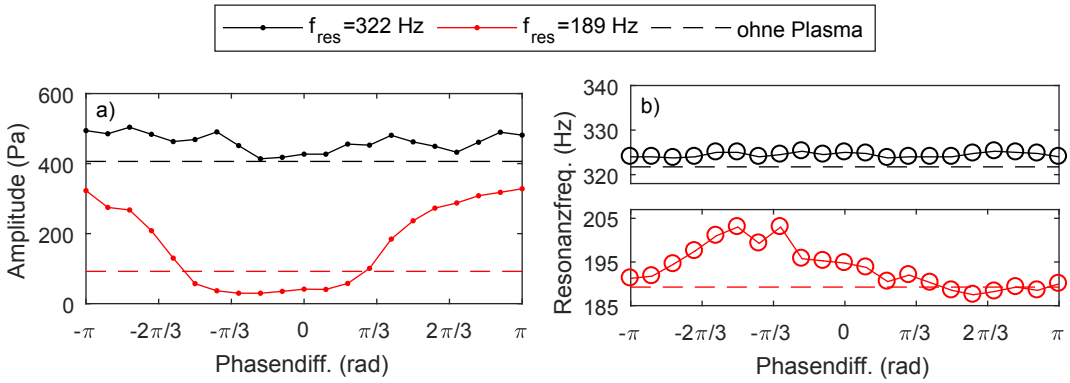


Abbildung 6.26: Abhängigkeit des Regelungserfolges mittels Phasenregelung im thermoakutsisch instabilen Flammenprüfstand von der Quarzglaslänge (D = 80 mm); schwarze Linie: $\dot{m}_{CH4}$ = 0,35 kg/h, Φ = 0,85 (Konfig. 2); rote Linie: $\dot{m}_{CH4}$ = 0,4 kg/h, Φ = 0,85 (Konfig. 3)

dass selbst hohe Druckschwankungen über 500 Pa in einem entsprechenden Aufbau signifikant mit der auch hier verwendeten Phasenregelung beeinflusst werden können. Ebenfalls zeigten die Untersuchungen an der drallstabilisierten Flamme, dass eine sinkende Flammenleistung mit einer steigenden Flammenantwort einher geht (siehe Kap. 4.6.2). Beide Faktoren erklären somit nicht den hier beobachteten reduzierten Regelungserfolg der Flamme im längeren Quarzglas. Unter der Annahme, dass die Wärmefluktuation ein Maß für die Amplitude der hier zugrunde liegenden Wirkmechanismen der Plasma/Flamme-Interaktion ist, lässt sich annehmen, dass eine erfolgreiche Regelung der instabilen Flamme nur bei entsprechend hohem Verstärkungsfaktor G_Q möglich ist. Die Resonanzfrequenz im kurzen Quarzglas ermittelt sich hier bei ca. 322 Hz. Zusammen mit der Flammenlänge aus Tab. 4.1 ergibt sich aus Gl. (4.8) eine Flammen-Strouhalzahl von St_f = 2,18. Dabei zeigt sich bei eben diesem Wert ein lokales Minimum des Verstärkungsfaktors G_Q (siehe Abb. 4.30). Wie erwartet zeigt sich daher auch an der Druckamplitude bei den Regelungsversuchen mit Phasenregelung kein signifikanter Einfluss mit der Phasenverschiebung. Im Vergleich dazu lässt sich der Verstärkungsfaktor bei der Resonanzfrequenz der thermoakustischen Instabilität (f_{res} = 189 Hz, St_f = 1,19) im längeren Quarzrohr (L = 690 mm) nahe des lokalen Maximums ermitteln. Dies wiederum ging im Experiment mit einer signifikanten Flammenbeeinflussung durch die tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen einher. Der Vergleich der beiden Quarzglaskonfigurationen zeigt somit, dass der Verstärkungsfaktor G_Q nach Gl. (4.5) mindestens ein notwendiger Indikator für die Effektivität der Regelung von thermoakustischen Instabilitäten bei Drallflammen darstellt, wobei sich keine Abhängigkeit zur Schwankungsamplitude der CoLE ermitteln lässt. Die im gesamten Bereich der Phasendifferenz beobachtete Erhöhung der Druckamplitude beim kurzen Quarzglas kann dabei vermutlich, wie in Kap. 6.3.1 beschrieben, dem Gleichanteil der NRP-Plasmasequenzen zugesprochen werden.

6.3.3 Regelung mittels MPC

Wie die Ergebnisse aus Abb. 6.26 zeigen, ist die Regelung der Verbrennungsinstabilitäten mittels tieffrequent-modulierter NRP-Plasmasequenzen bei Verwendung des schmalen Quarzglasdurchmessers (D = 80 mm) lediglich bei Verwendung des längeren Quarzglases (Konfig. 3) möglich gewesen. Da dieses zum Zeitpunkt der Regelungsversuche mittels MPC nicht zur Verfügung stand, fokussieren sich die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse auf die Versuche im breiten Quarzglas (Konfig. 1). Zunächst wurden dazu die zur Systembeschreibung notwendigen Parameter (Resonanzfrequenz, Dämpfungsmaß, Verstärkungsfaktor) aus Gl. 6.3 analog zu den Untersuchungen der thermoakustischen Instabilitäten im Rijke-Rohr aus Kap. 6.2.2 bestimmt. Dabei ergab

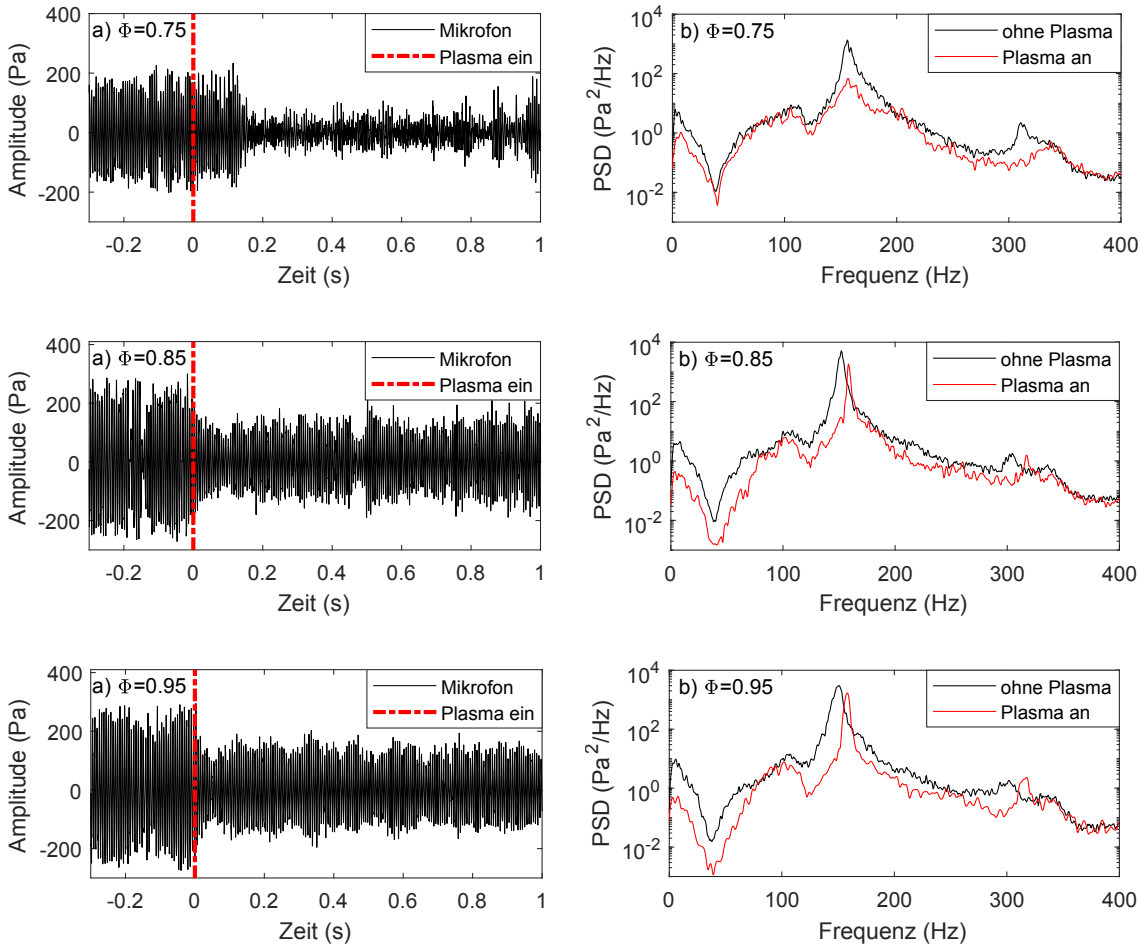


Abbildung 6.27: Druckschwankung nach zugeschalteter MPC im thermoakustisch instabilen Flammenprüfstand bei verschiedenen Äquivalenzverhältnisses; a): Druckamplitude beim Einschaltvorgang des Plasmas; b): dazugehörige Spektren mit und ohne Plasmaanregung; $\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h (Konfig. 1)

sich der Verstärkungsfaktor G des parametrischen Zustandsraummodells zweiter Ordnung aus der Aktuator-Transferfunktion zwischen den burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen und der gemessenen Druckschwankung im kalten Zustand ohne Flamme. Weiter wurde das Dämpfungsmaß nach Gl. (6.4) aus der mittleren Anfachungsrate der thermoakustischen Instabilität nach Beendigung der erfolgreichen Phasenregelung ermittelt.

Abbildung 6.27 zeigt den Amplitudenverlauf des gemessenen Drucks (linke Spalte) nachdem das Plasma bei $t = 0$ s eingeschaltet wurde. Die entsprechenden Spektren mit und ohne aktive Regelung sind entsprechend in der rechten Spalte dargestellt. Untersucht wurden thermoakustisch instabile Flammen ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35$ kg/h) bei Äquivalenzverhältnissen von $\Phi = 0{,}75$, 0,85 und 0,95. Gut zu erkennen ist, dass ca. 0,1 s nach dem Einschalten der Plasmaanregung eine deutliche Reduktion der Druckamplitude zu beobachten ist. Auffällig ist dabei, dass im Gegensatz zu den anderen Flammenkonfigurationen bei dem geringsten hier untersuchten Äquivalenzverhältnis ($\Phi = 0{,}75$) eine verspätete Reaktion auf die Plasmaanregung eintritt. Da die Verbrennungsinstabilität aufgrund der geringen Flammenleistung beim Versuch vergleichsweise schwach war, ist hier eine fehlerhafte Abschätzung des Regelungsmodells denkbar. Auch ist eine erhöhte Anzahl an Initialisierungspulsen mit geringer Energie aufgrund oxidierter Elektroden eine mögliche Erklärung.

Zudem ließ sich analog zur Flammentransferfunktion (siehe Abb. 4.31) ein mit dem Äquiva-

lenzverhältnis sinkender Regelungserfolg beobachten. Die Reduktion der Druckamplituden ergab sich dabei abhängig vom Äquivalenzverhältnis zu 80% für $\Phi = 0{,}75$, zu 40% für $\Phi = 0{,}85$ und zu 25% für $\Phi = 0{,}95$. Es zeigt sich dabei jedoch auch, dass bei gleicher Flammenkonfiguration ($\dot{m}_{CH4} = 0{,}35\,\mathrm{kg/h}$ und $\Phi = 0{,}85$, Abb. 6.25) die Reduktion der Druckamplitude mit MPC (um 40%) bedeutend geringer ausfällt, als mit dem Phasenregler (um 75%).

Da die Modulation der NRP-Plasmasequenzen bei beim MPC-Ansatz auf einer zur PDM ähnlichen Bildungsvorschrift basiert, wurden hier geringere Druckamplituden als beim Phasenregler, welcher auf der BM basiert, erreicht (siehe Abb. 3.3). Ein Grund für den geringeren Regelungserfolg der MPC wäre daher eine reduzierte Anregungsamplitude im Vergleich zum Phasenregler. Aufgrund der Beobachtungen bei der Versuchsdurchführung ist jedoch eine ungenaue Erfassung der Regelgröße wahrscheinlicher. Unter anderem zeigte sich die Systemabschätzung des EKFs bei starkem Signalrauschen sehr sensibel gegenüber den gewählten Parametern zur Gewichtung von Messung und Modell. Da der MPC-Ansatz aufgrund des verwendeten Zustandsraummodells lediglich die akustischen Wirkmechanismen berücksichtigt, könnte der vergleichsweise geringe Regelungserfolg auch auf einen anderen Wirkmechanismus hindeuten, welcher über den akustischen Effekt der NRP-Pulssequenzen dominiert. Aus den in Kap. 4.6 durchgeführten Untersuchungen ist die Flammenantwort auf die Anregung mit tieffrequent-modulierter NRP-Pulssequenzen bereits bekannt. Denkbar wäre es, eben diese Information als Basis für weitere Regelungsversuche zu verwenden, sodass mittels der MPC gezielt die Wärmefreisetzungsschwankung bzw. die mittlere Flammenposition als Wirkmechanismus untersucht werden kann.

6.4 Kurzzusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass beide getesteten Regelungsansätze (Phasenregler und MPC) die Amplitude der thermoakustischen Instabilität mittels tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen signifikant beeinflussen können. Die Untersuchungen im Rijke-Rohr zeigten dabei, dass abhängig von der Phasenverschiebung zwischen der Druckschwankung und den Plasmasequenzen eine Erhöhung auf über 140% bzw. eine Reduzierung auf unter 0,3% der initialen Druckamplitude erzielt werden konnte. Zudem ließ sich beim Phasenregler auch eine Abhängigkeit der Druckamplitude im Grenzzyklus von der gesetzten Sensitivität des Arbeitszyklus von der gemessenen Amplitude beobachten. Die Sensitivität, mit welcher der größte Regelungserfolg erzielt werden konnte, ergab sich dabei zwischen $n_{slope} = 1{,}5$ und 2. Basierend auf einem experimentell bestimmten Zustandsraummodell konnte auch mit der MPC eine signifikante Reduzierung der Druckamplitude von anfänglich 643 Pa ohne Plasmaanregung auf 7 Pa erzielt werden. Dabei war die Regelung mittels MPC wesentlich robuster als die Phasenregelung, sodass der Regelungserfolg unabhängig von Parametern wie der Sensitivität der Anregungsamplitude oder dem Phasenversatz zwischen der Druckschwankung und der Plasmasequenz war. Zudem konnte ein wesentlich steilerer Druckabfall nach dem Einschalten der tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen beobachtet werden.

Im Flammenprüfstand konnte dabei zudem ein Einfluss von unmodulierten Plasmasequenzen auf die Druckamplitude der selbsterregten thermoakustischen Instabilität beobachtet werden. Bei geringen Flammenleistungen und geringem Äquivalenzverhältnis wurde mit steigender PRF die mittlere Druckamplitude zunächst verringert und für die höchsten hier untersuchten PRF wiederum erhöht. Bei höheren Flammenleistungen und Äquivalenzverhältnissen zeigte sich lediglich eine stetige Erhöhung der mittleren Druckamplitude mit der PRF. Bei entsprechender PRF konnte dabei zudem ein intermetierender Wechsel zwischen den entsprechenden Stabilitätszuständen beobachtet werden.

Basierend auf den Untersuchungen von Lacoste et al. (Lacoste et al., 2013) kann angenommen werden, dass die Sensitivität der Wärmefreisetzungsschwankung der Flamme auf eine Schnellefluktuation (beschrieben durch die FTF) durch das NRP-Plasma verändert wird. Dabei ist gerade die

Phasenbeziehung zwischen der Schnelle- und der Wärmefreisetzungsschwankung entscheidend für die Ausprägung der thermoakustischen Instabilität. Aus den gezeigten Ergebnissen könnte somit ein Einfluss der PRF auf die FTF abgeleitet werden, wodurch sich auch der Effekt auf die Druckamplitude erklären ließe.

Weiter zeigten die Untersuchungen mit dem Phasenregler an verschiedenen Quarzglasgeometrien, bei denen thermoakustische Instabilitäten beobachtet werden konnten, dass der Regelungserfolg abhängig von der in Kap. 4.6 definierten TF ist. So ließ sich lediglich bei entsprechend hohem Verstärkungsfaktor G_Q ein entsprechender Regelungserfolg mittels beider Regelungsansätze erzielen. Die maximale Druckreduzierung bei den hier untersuchten Flammenkonfigurationen ergab sich zu 30%. Bei den Regelungsversuchen in der Nähe eines lokalen Minimums des Verstärkungsfaktors G_Q konnte hingegen eine leichte Erhöhung der Druckamplitude als auch der Resonanzfrequenz ermittelt werden. Analog zu den Untersuchungen mit unmoduliertem NRP-Plasma ist hier anzunehmen, dass die Systemänderungen dem Gleichanteil der modulierten Plasmasequenzen zugesprochen werden kann. Relevante Einflussparameter sind dabei die zusätzliche Wärmefreisetzung sowie die Änderung der Flammensensitivität auf Druck- bzw. Wärmeschwankungen. Die Regelungsversuche mit der MPC bestätigten die bei der Phasenregelung gewonnenen Erkenntnisse.

Kapitel 7

Fazit und Ausblick

Moderne Gasturbinen decken aufgrund des hohen Wirkungsgrades sowie des flexiblen Leistungsausgangs auch zukünftig noch einen Großteil des Energiebedarfs ab. Um die stetig sinkenden Schadstoffgrenzwerte zu unterschreiten, werden Gasturbinen meist mit mageren Brennstoff-Luft-Gemischen befeuert. Jedoch ist gerade diese Brennstoffkonfiguration anfällig für thermoakustische Instabilitäten. Die dabei entstehenden Druck- und Wärmefreisetzungsfluktuationen erzeugen im Resonanzfall in der Brennkammer so starke Schwankungsamplituden, dass es zur Beeinflussung der Flamenstabilität und sogar zu Schäden an umliegenden Strukturen kommen kann. Aufgrund dessen müssen kritische Betriebsbereiche ausgeschlossen werden, was sich wiederum negativ auf die Effizienz auswirkt und zur Erhöhung der Schadstoffemissionen führt. Aktive Regelungsmethoden bieten dabei die Möglichkeit sich flexibel auf den jeweiligen Betriebspunkt einzustellen um so die Effekte der thermoakustischen Instabilitäten zu reduzieren. Dabei sind die Anforderungen an den jeweiligen Aktuator hoch. Neben der gewünschten Flexibilität muss dieser auch leistungsstark genug sein, um einen signifikanten Einfluss auf die Systemdynamik ausüben zu können. Zudem muss dieser den anspruchsvollen Bedingungen wie den hohen Temperaturen und Drücken der Brennkammer standhalten. Aktuelle Untersuchungen zeigen, dass NRP-Plasma eben diese Anforderungen erfüllt und zudem das Potenzial besitzt, die relevanten Verbrennungsprozesse mittels akustischer, thermischer und kinetischer Wirkmechanismen signifikant zu beeinflussen. Aufgrund der Komplexität der diversen Wirkmechanismen bei der plasmaunterstützten Verbrennung, sind diese jedoch noch immer Thema aktueller Studien. Das Ziel dieser Arbeit war es daher, das Verständnis über die komplexen Interaktionen des NRP-Plasmas mit dem Verbrennungsprozess zu erweitern und die Umsetzbarkeit eines auf NRP-Plasmasequenzen basierenden Regelungssystems zu untersuchen.

Während des Entladungsprozesses von NRP-Plasma kommt es neben der Produktion reaktiver Teilchen auch zur Wärmefreisetzung. Durch die Kopplung der Wärmefreisetzungsschwankung mit dem akustischen Feld kann so ein entscheidender Parameter zur Regelung der thermoakustischen Instabilitäten beeinflusst werden. Dabei behandeln bisherige Studien jedoch nur wesentlich kürzere Zeitskalen als für die Brennkammerakustik notwendig. Aufgrund dessen fokussierte sich der erste Teil dieser Arbeit auf die Wechselwirkungen von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen mit dem akustischen Feld. Hierzu wurde eine auf Kondensatormikrofonen basierende Methode zur Bestimmung der akustischen Quellamplitude im Impedanzrohr vorgestellt. Untersucht wurden zwei verschiedene Modulationsmethoden zur Generierung periodischer Pulssequenzen in dem für die Thermoakustik in Gasturbinen interessanten Frequenzbereich von 50 bis 1000 Hz. Die Pulssequenzen bestandenen jeweils aus 10 ns langen HV-Entladungen mit einer Pulsenergie von 2 bis 3 mJ, wobei mit einer mittleren elektrischen Leistung von ca. 35 W Druckamplituden von bis zu 126 dB im gesamten untersuchten Frequenzbereich erzeugt werden konnten. Bei der Annahme, dass die gesamte elektrische Leistung in den relevanten Zeitskalen von 0,1 bis 10 ms in Wärme

umgewandelt wird, konnte zudem die Quellamplituden mit Hilfe eines analytischen Modells im Rahmen des Erwartungswertes abgeschätzt werden. Das Modell basiert dabei auf der Energie und Phasenlage der jeweiligen HV-Pulse, wodurch die für den Entladungsprozess maßgeblichen Parameter wie Modulationsfrequenz, Pulswiederholfrequenz und Elektrodenkonfiguration über die Pulsenergie mit erfasst werden. Somit konnte erstmalig ein allgemeingültiges Modell zur Abschätzung der akustischen Quellamplitude von NRP-Funkenentladungen in Luft formuliert werden.

In einem weiteren Plasma-Flammen-Prüfstand konnten zudem durch Analyse der Lichtemissionen im Wellenlängenbereich von 300 bis 340 nm die dynamischen Interaktionen zwischen dem NRP-Plasma und einer turbulenten Drallflamme bei verschiedenen Flammenkonfigurationen untersucht werden. Die nach dem Funkenüberschlag in unmittelbarer Nähe des Entladungskanals zu beobachtenden Lichtemissionen (PSLE) ermöglichten dabei die Erfassung des periodischen Aufstiegsverhaltens des Entladungskanals am Flammenfuß. Bedingt durch die Konvektion der beim Entladungsprozess entstehenden reaktiven Teilchen und der Wärme, konnte dabei eine sukzessiv zunehmende Streckung des Entladungskanals beobachtet werden. Die Grenzen dieser Sequenz werden dabei durch den Abriss des alten und Bildung eines neuen Entladungskanals in Elektrodennähe definiert. Bislang wurden noch keine weiterführenden Untersuchungen zur Beschaffenheit dieser PSLE vorgenommen. Aufgrund der vergleichsweise langen Halbwertszeit der Lichtintensität von 25,5 µs können jedoch bei der Entladung entstandene OH-Radikale (Abklingzeit von weniger als 700 ns, (Lauer, 2011)), sowie andere vom Entladungsprozess verursachte Lichtemissionen (Abklingzeit weniger als 7 µs, Li et al. (2016)) ausgeschlossen werden. Da die PSLE nicht Teil der Flammenemission ist, wurde eine Methode zur Löschung der diskreten PSLE-Filamente vorgestellt.

Anhand der isolierten Flammenemission war es möglich die Flammenantwort bei verschiedenen Flammenkonfigurationen auf die periodische NRP-Plasmaanregung zu ermitteln. Dabei konnte eine zu den tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen korrelierende Schwankung der integralen Wärmefreisetzungsrate der Flamme sowie der mittleren Flammenposition beobachtet werden. Die Resultate zeigen dabei, dass sich die Amplitude der integralen Wärmefreisetzungsschwankung der Flamme, analog wie die akustischen Quellamplitude, mit dem Faktor $\sin(\mathrm{DC}\pi)$ proportional zum Arbeitszyklus der burst-modulierten Pulssequenzen ergibt. Wie die Studien von Lacoste et al. (2015) zeigen, beruht die Verschiebung der Reaktionszone bei laminaren Flammen dabei auf der Erhöhung der Brenngeschwindigkeit in Elektrodennähe. Basierend auf den hier dargestellten Ergebnissen kann davon ausgegangen werden, dass bei drallstabilisierten Flammen der selbe Wirkmechanismus Anwendung findet. Mit steigendem Arbeitszyklus und PRF zeigt sich zudem eine steigende Flammenauslenkung.

Des Weiteren ließ sich mit Hilfe der experimentell ermittelten Pulsenergie bei der Plasmaanregung einer Flamme feststellen, dass der positive Einfluss der in Richtung der Elektroden verschobenen Flammenfront über den in anderen Studien (Heitz et al., 2016) beobachteten Effekt der Aufenthaltszeit reaktiver Teilchen zwischen den Elektroden dominiert.

Weitere Analysen der frequenzabhängigen Flammenantwort bei periodischer Plasmaanregung zeigten das für Flammen typische Tiefpassverhalten. Zudem ergab sich ein mit der thermischen Flammenleistung steigender und mit dem Äquivalenzverhältnis sinkender Einfluss des NRP-Plasmas auf die Flammenantwort. Dabei konnte der Einfluss der Flammenkonfiguration auf die Flammenform mittels der über die Flammenlänge definierten Flammen-Strouhalzahl zuverlässig erfasst werden. Der Grund für die Abhängigkeit der Flammenantwort von der Flammenkonfiguration kann in den kinetischen Wirkmechanismen des NRP-Plasmas vermutet werden. Dabei dominieren nach Ju und Sun (2015a) bei geringen Temperaturen die neuen, schnelleren Reaktionswege, welche aufgrund der vom NRP-Plasma erzeugten reaktiven Teilchen zur Verfügung stehen. Mit steigender Temperatur nimmt der Einfluss dieser Reaktionswege jedoch ab, wodurch sich ebenfalls der hier ebenfalls beobachtete abnehmende Plasmaeinfluss mit steigender Flammenleistung erklären

lässt. Zudem lässt sich zeigen, dass im Vergleich zur stöchiometrischen Verbrennung, magere und fette vorgemischte Flammen eine relativ schwachen Reaktivität als auch geringe chemische Wärmefreisetzung besitzen. So ist anzunehmen, dass bei gleichbleibendem Wirkmechanismen, der Effekt des NRP-Plasmas mit von $\Phi = 1$ sinkendem bzw. steigendem Äquivalenzverhältnis zunimmt. Diese Annahme wird ebenfalls durch die hier gezeigten Werte der ermittelten Transferfunktionen bestätigt.

Analog zu den durchgeführten Untersuchungen zur Flammenantwort bei Lautsprecheranregung zeigte sich bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen eine deutliche Schwankung der integralen Wärmefreisetzungsrate der Flamme. Da durch den Entladungsprozess neben dem Strömungsfeld auch die chemischen Verbrennungsprozesse beeinflusst werden (Ju und Sun, 2015a), konnte im Gegensatz zur Lautsprecheranregung nach dem Einsetzten des NRP-Plasmas zudem eine deutliche Stromaufbewegung der dominierenden Wärmefreisetzungszone sowie eine kompaktere Flammenform beobachtet werden.

Qualitative Vergleiche der Flammenantwort zwischen Lautsprecher- und Plasmaanregung waren aufgrund von wechselnden Randbedingungen während der verschiedenen Anregungsarten nur bedingt möglich. Dabei existieren aufgrund der Relevanz für die Flammenstabilität diverse Studien zu den Wirkmechanismen eines schwankenden Geschwindigkeitsfeldes auf die Flammendynamik. Siehe hierzu beispielsweise die Arbeiten von Preetham et al. (2008) und Komarek und Polifke (2010) und Palies (2011). Basierend auf den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen über die akustische Quellamplitude von tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen besitzen weiterführende Studien der Flammenantwort beider Anregungsmethoden somit das Potenzial, einen tiefergehenden Einblick in die Wirkprozesse der plasmaunterstützten Verbrennung zu liefern.

Angewendet wurde das NRP-Plasma zudem als Aktuator zweier Regelungsansätze zur Reduktion der von thermoakustischen Instabilitäten erzeugten Druckschwankungen. Verglichen wurde dabei ein auf empirischen Parametern (Phasenreglung) sowie ein auf der Systemantwort basierender Regelungsansatz (modellprädiktive Regelung). In einem Heizgitter betriebenen Rijke-Rohr-Prüfstand wurden hierzu Druckschwankungen von über 700 Pa erzeugt. Dabei konnte mittels beider Regelungsstrategien die Druckamplitude auf unter 1% des initialen Wertes ohne Plasmaanregung reduziert werden. Die Wirkmechanismen des NRP-Plasmas mit der Systemdynamik beruhte aufgrund der vergleichbar geringen elektrischen Plasmaleistung gegenüber der Heizgitterleistung ausschließlich auf Interaktionen mit dem akustischen Feld.

Neben der Regelung idealisierter thermoakustischer Instabilitäten im Rijke-Rohr wurden zudem auch weitere Regelungsversuche an weitaus komplexeren selbsterregten Verbrennungsinstabilitäten im Flammenprüfstand durchgeführt. Dabei konnten durch Wahl einer geeigneten Brennkammergeometrie Druckamplituden von bis zu 100 Pa erzeugt werden. Bei der Anregung der instabilen Flamme mit unmodulierten NRP-Plasmasequenzen zeigte sich hierbei ein von der PRF abhängiger Einfluss auf die gemessene Druckamplitude. Für einen Großteil der untersuchten Flammenkonfigurationen ergab sich dabei eine mit der PRF steigende Druckamplitude. Für die Flammen mit den geringsten hier untersuchten Flammenleistungen und dem kleinsten Äquivalenzverhältnis reduziert sich die Druckamplitude jedoch zudem im mittleren PRF-Bereich signifikant. Die Untersuchungen von Lacoste et al. (Lacoste et al., 2013) zeigen, dass NRP-Plasma einen Effekt auf die für die Ausprägung von thermoakustischen Instabilitäten relevante Phasenbeziehung zwischen Schnelle- und Wärmefreisetzungsschwankung einer Flamme hat. Dabei lassen sich die hier beschriebenen Beobachtungen durch einen von der PRF abhängigen Einfluss des NRP-Plasmas auf eben diese Phasenbeziehung erklären, wobei das entsprechende Phasenverhältnis in einen für thermoakustische Instabilitäten günstigen bzw. ungünstigen Bereich verschoben wird.

Zur Charakterisierung der Sensitivität der Flamme auf die Plasmaanregung wurde in dieser Arbeit die Transferfunktion aus dem Quotienten der Wärmefreisetzungsschwankung und der Schwankungsamplitude der elektrischen Leistung definiert. Dabei konnte gezeigt werden, dass ein

entsprechend hoher Betragswert dieser Transferfunktion mindestens ein notwendiges Kriterium für die Regelung von Verbrennungsinstabilitäten mit tieffrequent-modulierten NRP-Plasmasequenzen darstellt.

Der Regelungserfolg bei den untersuchten Verbrennungsinstabilitäten mittels des Phasenreglers ergab sich dabei analog zu den Beobachtungen im Rijke-Rohr. Abhängig von der gesetzten Phasenverschiebung zwischen der Druckschwankung und der NRP-Plasmasequenz konnte in einem weiten Phasenbereich eine Reduzierung auf 13% der initialen Druckamplitude ohne Regelung erzielt werden. Eine vergleichsweise geringe Reduzierung der Druckschwankung auf 60% der initalen Druckamplitude ergab sich mit der MPC. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass aufgrund des gewählten Zustandsraummodells lediglich die aerodynamischen Wirkmechanismen berücksichtigt wird. Es kann daher vermutet werden, dass Mechanismen, welche über den aerodynaimschen Effekt hinausgehen, für den Regelungserfolg im Flammenprüfstand maßgeblich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Interaktionsmechanismen des NRP-Plasmas mit dem akustischen Feld analytisch beschrieben und experimentell validiert. Zudem konnten in einem anwendungsrelevanten Versuchsumfeld beachtliche Erfolge bei der Reduzierung der von thermoakustischen Instabilitäten verursachten Druckschwankungen erzielt werden. Zusammenfassend bieten die gewonnenen Erkenntnisse Einblick in die Plasma-Flammen-Interaktionen als auch in die akustische Quellamplitude von NRP-Plasmasequenzen. Dies bietet die Möglichkeit, zukünftige auf NRP-Plasma basierende Regelungsansätze noch effektiver auszulegen, um so die unerwünschten Effekte von thermoakustischen Instabilitäten in Brennkammern weiter zu reduzieren.

Anhang A

Methode zur Bestimmung der Fourierkoeffizienten aus der phasengemittelten Flammenantwort

Aufgrund der Eigenschaften der Phasenmittelung enthalten die gemittelten OH*-Bilder nicht nur Frequenzanteile der Grundfrequenz (f_{mod}), sondern auch Höherharmonische ($i \times f_{\mathrm{mod}}\ \forall\ i = 2,3,4\ldots$).

Zur Bestimmung des Fourierkoeffizienten bei der Grundfrequenz f_{mod} wird eine auf der Kosinus- und Sinus-Transformation basierende Darstellung der Fouriertransformation verwendet. Aus der Euler-Beziehung $e^x = \cos(x) + j\sin(x)$ ergibt sich:

$$\mathfrak{F}\{y(t)\} = \int_{\infty}^{\infty} y(t) e^{-j\omega t} \mathrm{d}t \tag{A.1}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} y(t)\cos(\omega t)\mathrm{d}t + j\int_{-\infty}^{\infty} y(t)\sin(\omega t)\mathrm{d}t \tag{A.2}$$

$$= F^{\mathrm{c}}(\omega) - jF^{\mathrm{s}}(\omega) \tag{A.3}$$

Die Rücktransformation in den Zeitbereich zeigt, dass dies einer Zerlegung in achsensymmetrische (cos-Term) und punktsymmetrische (sin-Term) Anteile der Funktion $y(t)$ entspricht:

$$y(t) = \int_0^{\infty} F^{\mathrm{c}}(\omega)\cos(\omega t)\mathrm{d}\omega + \int_0^{\infty} jF^{\mathrm{s}}(\omega)\sin(\omega t)\mathrm{d}\omega\ . \tag{A.4}$$

$F^{\mathrm{s}}(\omega)$ und $F^{\mathrm{c}}(\omega)$ sind die entsprechenden Koeffizienten der Sinus- bzw. Kosinus-Transformation. Die Koeffizienten sind rein reell. Ermittelt werden können diese aus der diskreten Sinus- und Kosinus-Transformation der phasengemittelten Daten:

$$F_k^{\mathrm{c}}(\omega) = -\frac{1}{\sum_{n=1}^{N}\cos^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right)}\sum_{n=1}^{N} f_n \cos\left(\frac{2\pi k n}{N}\right) \qquad \text{für } k = 1,\ldots,N \tag{A.5}$$

$$F_k^{\mathrm{s}}(\omega) = -\frac{1}{\sum_{n=1}^{N}\sin^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right)}\sum_{n=1}^{N} f_n \sin\left(\frac{2\pi k n}{N}\right) \qquad \text{für } k = 1,\ldots,N \tag{A.6}$$

Abbildung A.1 zeigt ein mittels Gl. (A.4) rekonstruiertes Signal für $N = 1,5$ und 14 (Abb. A.1a) aus einer repräsentativen, phasengemittelten OH*-Fluktuation ($f_{\mathrm{mod}} = 112\,\mathrm{Hz}$, DC=50%) sowie die dazugehörigen Fourierkoeffizienten [Gl. (A.3)] der ersten 10 Harmonischen (Abb. A.1b). Der Frequenzvektor wurde dabei mit der Modulationsfrequenz normiert. Aufgrund der Burst-Modulati-

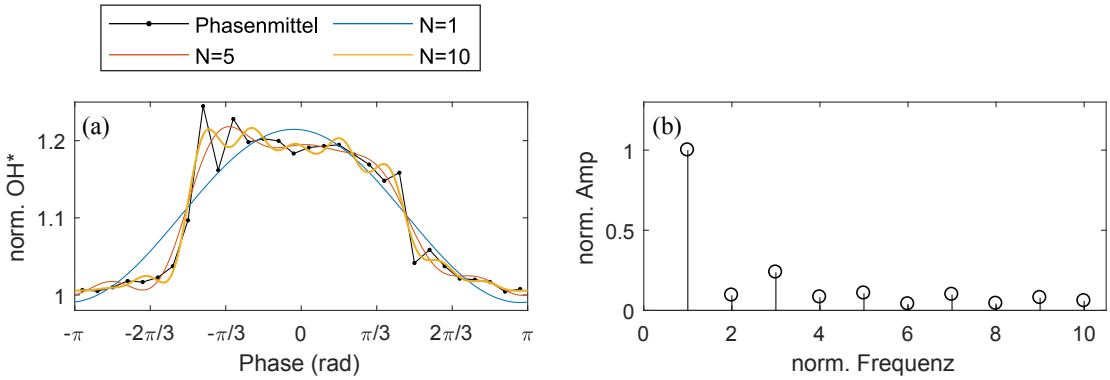


Abbildung A.1: Repräsentative Fourierreihenapproximation der phasengemittelten OH*-Fluktuation bei Anregung mit burst-modulierten NRP-Plasmasequenzen. (a): gemessene OH*-Intensität sowie Approximation nach Gl. (A.4) für N=1, 5 und 10; (b): Fourierkoeffizienten der ersten 10 Harmonischen; Frequenzvektor mit f_{mod} normiert.

on werden die ungeraden Harmonischen stärker betont. Ebenfalls zeigt sich ein stetiger Abfall der Amplitude mit steigender Frequenz, wodurch bereits ab $N = 5$ eine gute Übereinstimmung zum phasengemittelten Signal erkennbar ist. Die Amplitudenausprägung der Fourierkoeffizienten ist dabei abhängig von dem Arbeitszyklus.

Literaturverzeichnis

Abel, D. (2013), *Regelungstechnik und Ergänzungen (Höhere Regelungstechnik)*, Verlagsgruppe Mains GmbH Aachen.

Abel, N. H. (1826), "Auflösung einer mechanischen Aufgabe.", *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, **1**:153–157.

Åbom, M. (1992), "A note on the experimental determination of acoustical two-port matrices", *Journal of Sound and Vibration*, **155**(1):185–188.

Albach, M. (2015), "EMV in Theorie und Praxis - Störungen verstehen, messen, reduzieren, vermeiden", *VDI - Wissensforum*.

Aleksandrov, N. L., Kindysheva, S. V., Nudnova, M. M. und Starikovskiy, A. Y. (2010), "Mechanism of ultra-fast heating in a non-equilibrium weakly ionized air discharge plasma in high electric fields", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **43**(255201).

Andrews, G. E. und Bradley, D. (1972), "Determination of burning velocities: A critical review", *Combustion and Flame*, **18**(1):133–153.

Atig, M., Dalmont, J.-P. P. und Gilbert, J. (2004), "Termination impedance of open-ended cylindrical tubes at high sound pressure level", *Comptes Rendus - Mecanique*, **332**(4):299–304.

Bastien, F. (1987), "Acoustics and gas discharges: applications to loudspeakers", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **20**(12):1547–1557.

Beér, J. M. und Chigier, N. A. (1972), *Combustion Aerodynamics.* Krieger Publishing Company.

Bellucci, V., Flohr, P., Paschereit, C. O. und Magni, F. (2004), "On the use of helmholtz resonators for damping acoustic pulsations in industrial gas turbines", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **126**(2):271.

Bérard, P., Lacoste, D. und Laux, C. (2007), "Measurements and Simulations of the Ionic wind Produced by a DC Corona Discharge in Air, Helium and Argon", *38th Plasmadynamics and Lasers Conference*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, Reston, Virigina: American Institute of Aeronautics und Astronautics.

Bityurin, V. A. und Bocharov, A. N. (2008), "Numerical Simulation of the Discharge in Supersonic Flow", *Fluid Dynamics*, **43**(4):642–653.

Boccara, N. (2007), *Essentials of Mathematica*, Springer-Verlag.

Boeuf, J., Lagmich, Y., Calligari, T. und Pitchford, L. (2006), "Electrohydrodynamic Force and Acceleration in Surfaces Discharges", *AIAA paper 2006-3574*.

Candel, S. (2002), "Combustion Dynamics and Control: Progress and Challenges", *Combustion Institute*, **29**:1–28.

Cerfacs (2019), *GRIMech 3.0 zur Methan-Luft-Verbrennung*, URL: https://www.cerfacs.fr/cantera/mechanisms/meth.php (Stand: 20. 11. 2018).

Cho, J. H. und Lieuwen, T. (2005), "Laminar premixed flame response to equivalence ratio oscillations", *Combustion and Flame*, **140**:116–129.

Crighton, D. G., Dowling, A. P., Williams, J. E. F., Heckl, M. und Leppington, F. G. (1992), *Modern methods in analytical acoustics*, Springer-Verlag.

Dittmar, R. und Pfeiffer, B. (2004), *Modellbasierte prädiktive Regelung: Eine Einführung für Ingenieure*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag.

Dittmar, R. und Pfeiffer, B.-M. M. (2006), "Modellbasierte prädiktive Regelung in der industriellen Praxis", *At-Automatisierungstechnik*, **54**(12):590–601.

Dowling, A. P. und Mahmoudi, Y. (2015), "Combustion noise", *Proceedings of the Combustion Institute*, **35**(1):65–100.

Dowling, A. P. und Morgans, A. S. (2005), "Feedback Control of Combustion Oscillations", *Annual Review of Fluid Mechanics*, **37**(1):151–182.

Ducruix, S., Schuller, T., Durox, D. und Candel, S. (2003), "Combustion Dynamics and Instabilities: Elementary Coupling and Driving Mechanisms", *Journal of Propulsion and Power*, **19**(5):722–734.

Duddell, W. D. B. (1900), "Some Experiments on the Direct-Current Arc", *Nature*, **63**:182–183.

Durox, D., Schuller, T., Noiray, N. und Candel, S. (2009), "Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries", *Proceedings of the Combustion Institute*, **32**(1):1391–1398.

Durox, D., Moeck, J. P., Bourgouin, J. F., Morenton, P., Viallon, M., Schuller, T. und Candel, S. (2013), "Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control", *Combustion and Flame*, **160**(9):1729–1742.

Ehrenfried, K. (2003), "Skript zur Vorlesung Strömungsakustik I", *Technische Universität Berlin*, (November):1–177.

Elias, P.-Q., Chanetz, B., Larigaldie, S. und Packan, D. (2007), "Study of the Effect of Glow Discharges Near a M=3 Bow Shock", *AIAA Journal*, **45**(9):2237–2245.

Fanaca, D., Alemela, P. R., Ettner, F., Hirsch, C., Sattelmayer, T. und Schuermans, B. (2008), "Determination and Comparison of the Dynamic Characteristics of a Perfectly Premixed Flame in Both Signle and Annular Combustion Chambers", *ASME paper GT2008-50781*.

Föllinger, O. (2016), *Regelungstechnik*, 12. Auflag, VDE-Verlag.

Franz, J. (2011), *EMV - Störungssicherer Aufbau elektronischer Schaltungen*, Vieweg und Teubner.

Fridman, A. (2008), *Plasma Chemistry*, Cambridge University Press.

Fridman, G., Shereshevsky, A. A., Peddinghaus, M., Gutsol, A., Vasilets, V., Brooks, A., Balasubramanian, M., Friedman, G. und Fridman, A. (2006), "Bio-Medical Applications of Non-Thermal Atmospheric Pressure Plasma", *AIAA paper 2006-2902*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, Reston, Virigina: American Institute of Aeronautics und Astronautics.

García, C. E., Prett, D. M., Morari, M., Garcia, C. E., Prett, D. M. und Morari, M. (1989), "Model predictive control: Theory and practice-A survey", *Automatica*, **25**(3):335–348.

Gardiner, W. (1984), *Combustion Chemistry*, Springer-Verlag.

Gelbert, G. (2014), "Adaptive und modellbasierte Regelung von thermoakustischen Instabilitäten", Diss., Technische Universität Berlin.

Ghoniem, A. F., Park, S., Wachsman, A., Annaswamy, A., Wee, D. und Murat Altay, H. (2005), "Mechanism of combustion dynamics in a backward-facing step stabilized premixed flame", *Proceedings of the Combustion Institute*, **30**(2):1783–1790.

Gopalakrishnan, E. A. und Sujith, R. I. (2013), "Influence of System Parameters on the Hysteresis Characteristics of a Horizontal Rijke Tube", *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, **6**(3):293–316.

Hahne, E. (2010), *Technische Thermodynamik: Einführung und Anwendung*, Oldenbourg Verlag.

Han, J. und Yamashita, H. (2014), "Numerical study of the effects of non-equilibrium plasma on the ignition delay of a methane-air mixture using detailed ion chemical kinetics", *Combustion and Flame*, **161**(8):2064–2072.

Heitz, S. A., Moeck, J. P., Schuller, T., Veynante, D. und Lacoste, D. A. (2016), "Influence of air flow parameters on nanosecond repetitively pulsed discharges in a pin-annular electrode configuration", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **49**(15):155205.

Hirsch, C., Fanaca, D., Reddy, P., Polifke, W. und Sattelmayer, T. (2005), "Influence of the Swirler Design on the Flame Transfer Function of Premixed Flames", *ASME paper GT2005-68195*.

Huang, Y. und Yang, V. (2009), "Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion", *Progress in Energy and Combustion Science*, **35**(4):293–364.

Huber, A. und Polifke, W. (2009), "Dynamics of practical premixed flames, part I : model structure and identification", *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, **1**(2):169–198.

Huber, A. und Polifke, W. (2008), "Impact of fuel supply impedance on combustion stability of gas turbines", *ASME paper GT2008-51193*.

International Energy Agency (2019), *Total primary energy supply by source, World 1990-2017*, URL: https://www.iea.org/statistics/ (Stand: 02. 10. 2019).

Jang, S.-H. und Ih, J.-G. (1998), "On the multiple microphone method for measuring in-duct acoustic properties in the presence of mean flow", *The Journal of the Acoustical Society of America*, **103**(3):1520–1526.

Jarmolowitz, F., Groß-Weege, C., Lammersen, T., Shariati, S., Abel, D., Gross-Weege, C., Lammersen, T., Shariati, S. und Abel, D. (2012), "Modelling and Robust Model Predictive Control of an Unstable Thermoacoustic System with Constraints", *American Control Conference*, **8**(1):6588–6595.

Jiang, N., Lu, N., Shang, K., Li, J. und Wu, Y. (2013), "Effects of electrode geometry on the performance of dielectric barrier/packed-bed discharge plasmas in benzene degradation", *Journal of Hazardous Materials*, **262**:387–393.

Joos, F. (2006), *Technische Verbrennung*, Springer-Verlag.

Ju, Y. und Sun, W. (2015a), "Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry", *Progress in Energy and Combustion Science*, **48**(C):21–83.

Ju, Y. und Sun, W. (2015b), "Plasma assisted combustion: Progress, challenges, and opportunities", *Combustion and Flame*, **162**(3):529–532.

Kalman, R. E. (1960), "A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems", *Journal of Basic Engineering*, **82**(1):35.

Kim, D., Lee, J. G., Quay, B. D., Santavicca, D., Kim, K. und Srinivasan, S. (2008), "Effect of flame structure on the flame transfer function in a premixed gas turbine combustor", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **132**.

Kim, W., Snyder, J. und Cohen, J. (2015), "Plasma assisted combustor dynamics control", *Proceedings of the Combustion Institute*, **35**(3):3479–3486.

Komarek, T. und Polifke, W. (2010), "Impact of Swirl Fluctuations on the Flame Response of a Perfectly Premixed Swirl Burner", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **132**(6).

Küchler, A. (2009), *Hochspannungstechnik*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag.

Lacoste, D. A., Moeck, J. P., Durox, D., Laux, C. O. und Schuller, T. (2013), "Effect of Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges on the Dynamics of a Swirl-Stabilized Lean Premixed Flame", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **135**(10):101501.

Lacoste, D. A., Moeck, J. P., Roberts, W. L., Chung, S. H. und Cha, M. S. (2015), "Analysis of the step responses of laminar premixed flames to forcing by non-thermal plasma", *Proceedings of the Combustion Institute*, **36**(3):4145–4153.

Lacoste, D. A., Xiong, Y., Moeck, J. P., Chung, S. H., Roberts, W. L. und Cha, M. S. (2017a), "Transfer functions of laminar premixed flames subjected to forcing by acoustic waves, AC electric fields, and non-thermal plasma discharges", *Proceedings of the Combustion Institute*, **36**(3):4183–4192.

Lacoste, D. A., Lee, B. J., Satija, A., Krishna, S., Steinmetz, S. A., Alkhesho, I., Hazzaa, O., Lucht, R. P., Cha, M. S. und Roberts, W. L. (2017b), "Investigation of Gas Heating by Nanosecond Repetitively Pulsed Glow Discharges Used for Actuation of a Laminar Methane-Air Flame", *Combustion Science and Technology*, **189**(11):2012–2022.

Lauer, M. R. W. (2011), "Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging", Diss., Technische Universität München.

Lavrentjev, J., Åbom, M. und Bodén, H. (1995), "A measurement method for determining the source data of acoustic two-port sources", *Journal of Sound and Vibration*, **183**(3):517–531.

Law, C. K. (1993), "A Compilation of Experimental Data on Laminar Burning Velocities":15–26.

Law, C. K. (2006), *Combustion Physics*, Cambridge University Press.

Levchenko, I., Ostrikov, K. und Mariotti, D. (2009), "The production of self-organized carbon connections between Ag nanoparticles using atmospheric microplasma synthesis", *Carbon*, **47**(1):344–347.

Levine, H. und Schwinger, J. (1948), "On the Radiation of Sound from an Unflanged Circular Pipe", *Physical Review*, **73**(4):383–406.

Li, J., Durox, D., Richecoeur, F. und Schuller, T. (2015), "Analysis of chemiluminescence, density and heat release rate fluctuations in acoustically perturbed laminar premixed flames", *Combustion and Flame*, **162**(10):3934–3945.

Li, T., Adamovich, I. V. und Sutton, J. A. (2016), "Effects of non-equilibrium plasmas on low-pressure, premixed flames. Part 1: CH* chemiluminescence, temperature, and OH", *Combustion and Flame*, **165**:50–67.

Lieuwen, T. (2003), "Modeling Premixed Combustion-Acoustic Wave Interactions: A Review", *Journal of Propulsion and Power*, **19**(5):765–781.

Lieuwen, T. (2012), *Unsteady Combustor Physics*, Cambridge University Press.

Lieuwen, T., Torres, H., Johnson, C. und Zinn, B. (2001), "A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **123**(1):182–189.

Lieuwen, T. C. und Yang, V. (2005), *Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms and modeling*, the American Institute of Aeronautics und Astronautics.

Lighthill, M. J. (1952), "On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory", *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **211**(1107):564–587.

Lo, A., Cessou, A., Boubert, P. und Vervisch, P. (2014a), "Space and time analysis of the nanosecond scale discharges in atmospheric pressure air: I. Gas temperature and vibrational distribution function of N2 and O2", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47**(11).

Lo, A., Cessou, A. und Vervisch, P. (2014b), "Space and time analysis of the nanosecond scale discharges in atmospheric pressure air: II. Energy transfers during the post-discharge", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47**(11).

Massines, F., Sarra-Bournet, C., Fanelli, F., Naudé, N. und Gherardi, N. (2012), "Atmospheric pressure low temperature direct plasma technology: Status and challenges for thin film deposition", *Plasma Processes and Polymers*, **9**(11-12):1041–1073.

Mayne, D. Q., Rawlings, J. B., Rao, C. V. und Scokaert, P. O. M. (2000), "Constrained model predictive control: Stability and optimality", *Automatica*, **36**(6):789–814.

Mazzola, M. S. und Molen, G. (1987), "Modeling of a dc glow plasma loudspeaker", *The Journal of the Acoustical Society of America*, **81**(6):1972–1978.

McManus, K. R., Poinsot, T. und Candel, S. M. (1993), "A Review of Active Control of Combustion Instabilities", *Progress in Energy and Combustion Science*, **19**(1):1–29.

Mechel, F. P. (2009), *Formulas of Acoustics*, Springer-Verlag.

Moeck, J., Lacoste, D., Laux, C. und Paschereit, C. (2013), "Control of combustion dynamics in a swirl-stabilized combustor with nanosecond repetitively pulsed discharges", *AIAA paper 2013-0565*.

Montgomery Smith, L., Keefer, D. R. und Sudharsanan, S. I. (1988), "Abel inversion using transform techniques", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **39**(5):367–373.

Möser, M. (2009), *Technische Akustik*, Bd. 8, Springer-Verlag.

Nagaraja, S., Li, T., Sutton, J. A., Adamovich, I. V. und Yang, V. (2015), "Nanosecond plasma enhanced H2/O2/N2 premixed flat flames", *Proceedings of the Combustion Institute*, **35**(3):3471–3478.

Ombrello, T., Won, S. H., Ju, Y. und Williams, S. (2010a), "Flame propagation enhancement by plasma excitation of oxygen. Part I: Effects of O3", *Combustion and Flame*, **157**(10):1906–1915.

Ombrello, T., Qint, X., Ju, Y., Gutsol, A., Fridman, A. und Carter, C. (2006), "Combustion enhancement via stabilized piecewise nonequilibrium gliding arc plasma discharge", *AIAA Journal*, **44**(1):142–150.

Ombrello, T., Won, S. H., Ju, Y. und Williams, S. (2010b), "Flame propagation enhancement by plasma excitation of oxygen. Part II: Effects of O2(a1Δg)", *Combustion and Flame*, **157**(10):1916–1928.

Ostrikov, K., Cvelbar, U. und Murphy, A. B. (2011), "Plasma nanoscience: setting directions, tackling grand challenges", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **44**(17).

Pai, D. (2008), "Nanosecond Repetitively Pulsed Plasmas in Preheated Air at Atmospheric Pressure", Diss., Ecole Centrale Paris.

Pai, D. Z., Lacoste, D. A. und Laux, C. O. (2010a), "Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure - the spark regime", *Journal of Applied Physics*, **107**(9).

Pai, D. Z., Lacoste, D. A. und Laux, C. O. (2010b), "Transitions between corona, glow, and spark regimes of nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure", *Journal of Applied Physics*, **107**(9).

Pai, D. Z., Stancu, G. D., Lacoste, D. A. und Laux, C. O. (2009), "Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure - The glow regime", *Plasma Sources Science and Technology*, **18**(4).

Palies (2011), "Dynamique et instabilités de combustion des flames swirlées", Diss., École Centrale Paris.

Palies, P., Durox, D., Schuller, T. und Candel, S. (2010), "The combined dynamics of swirler and turbulent premixed swirling flames", *Combustion and Flame*, **157**(9):1698–1717.

Palies, P., Durox, D., Schuller, T. und Candel, S. (2011), "Experimental study on the effect of swirler geometry and swirl number on flame describing functions", *Combustion Science and Technology*, **183**(7):704–717.

Paschereit, C. O., Schuermans, B., Polifke, W. und Mattson, O. (2002), "Measurement of Transfer Matrices and Source Terms of Premixed Flames", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **124**(2):239–247.

Paschereit, C. O., Gutmark, E. und Weisenstein, W. (2000), "Excitation of thermoacoustic instabilities by interaction of acoustics and unstable swirling flow", *AIAA Journal*, **38**(6):1025–1034.

Paschereit, C. O., Gutmark, E. und Weisenstein, W. (1999), "Coherent structures in swirling flows and their role in acoustic combustion control", *Physics of Fluids*, **11**(9):2667–2678.

Peter Junglas (2008), "Simulation von Kalmanfiltern mit Simulink Einleitung", *Vorlesungsskript*.

Pierce, A. D. (1994), *Acoustics: An Introduction to its Physical Principles and Applications*, Acoustical Society of America.

Pilla, G., Galley, D., Lacoste, D. A., Lacas, F., Veynante, D. und Laux, C. O. (2006), "Stabilization of a Turbulent Premixed Flame Using a Nanosecond Repetitively Pulsed Plasma", *IEEE Transactions on Plasma Science*, **34**(6):2471–2477.

Poinsot, T. und Veynante, D. (2012), *Theoretical and Numerical Combustion*, R. T. Edwards.

Polifke, W. und Lawn, C. (2007), "On the low-frequency limit of flame transfer functions", *Combustion and Flame*, **151**(3):437–451.

Popov, N. A. (2001), "Investigation of the mechanism for rapid heating of nitrogen and air in gas discharges", *Plasma Physics Reports*, **27**(10):886–896.

Preetham und Lieuwen, T. (2004), "Nonlinear Flame-Flow Transfer Function Calculations: Flow Disturbance Celerity Effects", *AIAA paper 2004-4035*.

Preetham, Santosh, H. und Lieuwen, T. (2008), "Dynamics of laminar premixed flames forced by harmonic velocity disturbances", *Journal of Propulsion and Power*, **24**(6):1390–1402.

Qin, S. J. und Badgwell, T. A. (2003), "A survey of industrial model predictive control technology", *Control Engineering Practice 11*, **11**(7):733–764.

Raether, H. (1964), *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths.

Raizer, Y. P. (1991), *Gas discharge physics*, Springer-Verlag.

Raun, R. L., Beckstead, M. W., Finlinson, J. C. und Brooks, K. P. (1993), "A Review of Rijke Tubes, Rijke Burners and Related Devices", *Progress in Energy and Combustion Science*, **19**:313–364.

Rawlings, J. B. (2000), "Tutorial Overview of Model Predictive Control", *IEEE Control Systems*, **20**(3):38–52.

Rayleigh, J. W. S. (1878), "The explanation of certain acoustical phenomena", *Nature*, **18**:319–321.

Rossiter, J. (2003), *Model-Based Predictive Control: A Practical Approach*, CRC Press.

Rusterholtz, D. L., Lacoste, D. a., Stancu, G. D., Pai, D. Z. und Laux, C. O. (2013), "Ultrafast heating and oxygen dissociation in atmospheric pressure air by nanosecond repetitively pulsed discharges", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **46**(46).

Rusterholtz, D. (2012), "Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges in Atmospheric Pressure Air", Diss., Ecole Centrale Paris.

Santosh Kumar, C. H., Sarada, P., Sampath Reddy, C. H., Surendra Reddy, M., Nagasailaja, D. S. V., Kumar, S., Sarada, P., Reddy, S. S. S., Reddy, S. S. S. und Nagasailaja, D. S. V. (2014), "Plasmatorch toothbrush a new insight in fear free dentistry", *Journal of Clinical and Diagnostic Research*, **8**(6):7–11.

Scapinello, M., Martini, L. M., Dilecce, G. und Tosi, P. (2015), "Reforming of CH4 and CO2 by a nanosecond-pulsed discharge at atmospheric pressure", *International Symposium on Plasma Chemistry*.

Schadow, K. C. und Gutmark, E. (1992), "Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control", *Progress in Energy and Combustion Science*, **18**(2):117–132.

Schmidt, H. und Jiménez, C. (2010), "Numerical study of the direct pressure effect of acoustic waves in planar premixed flames", *Combustion and Flame*, **157**(8):1610–1619.

Schuller, T., Durox, D. und Candel, S. (2003), "A unified model for the prediction of laminar flame transfer functions: Comparisons between conical and V-flame dynamics", *Combustion and Flame*, **134**(1-2):21–34.

Semrock (2017), *Optical fitler design*, URL: www.semrock.com/TN-Notch-SpectrumvsAOI.aspx (Stand: 23. 05. 2016).

Shariati, S. (2017), "Modelling and Multi Mode Control of Thermoacoustic Instabilities", Diss., RWTH Aachen.

Shariati, S., Adamski, A., Noske, R., Brockhinke, A. und Abel, D. (2015), "Modelling a combustion chamber acting as a Helmholtz Resonator using the two-microphones-method and design of a LQR", *Conference on Control Applications*:1038–1043.

Shariati, S., Aguiar, A., Oezer, B., Noske, R., Abel, D. und Brockhinke, A. (2014), "Modeling and Model Predictive Control of Combustion Instabilities in a Multi-section Combustion Chamber Using Two-Port Elements", *Conference on Control Applications*:2108–2113.

Shinohara, K., Takada, N. und Sasaki, K. (2009), "Enhancement of burning velocity in premixed burner flame by irradiating microwave power", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **42**(18):7–11.

Sinai, Y. L. (1980), "The generation of combustion noise by chemical inhomogeneities in steady, low-Mach-number duct flows", *Journal of Fluid Mechanics*, **99**(2):383–397.

Smith, G., Golden, D., Frenklach, M., Moriarty, N., Eiteneer, B. und Goldenberg, M. (2019), *GRI-3.0 Mechanism*, URL: http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/ (Stand: 19. 06. 2019).

Starikovskaia, S. M. (2014), "Plasma-assisted ignition and combustion: nanosecond discharges and development of kinetic mechanisms", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47**(35).

Starikovskaia, S. M., Kukaev, E., Kiksin, A., Nudnova, M. und Starikovskii, A. (2004), "Analysis of the spatial uniformity of the combustion of a gaseous mixture initiated by a nanosecond discharge", *Combustion and Flame*, **139**(3):177–187.

Starikovskaia, S. M., Starikovskii, A. Y. und Zatsepin, D. V. (2001), "Hydrogen oxidation in a stoichiometric hydrogen-air mixture in the fast ionization wave", *Combust. Theory Modeeling*, **5**:97–129.

Starikovskii, A. Y., Nikipelov, A. A., Nudnova, M. M. und Roupassov, D. V. (2009), "SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge", *Plasma Sources Science and Technology*, **18**(3).

Starikovskii, A. Y., Anikin, N. B., Kosarev, I. N., Mintoussov, E. I., Nudnova, M. M., Rakitin, A. E., Roupassov, D. V., Starikovskaia, S. M., Zhukov, V. P., Zavialov, I. N. und Zhukov, V. P. (2008), "Nanosecond pulsed discharges for plasma assisted combustion and aerodynamics", *Journal of Propulsion and Power*, **24**(6):1182–1197.

Starikovskiy, A. und Aleksandrov, N. (2013), "Plasma-assisted ignition and combustion", *Progress in Energy and Combustion Science*, **39**(1):61–110.

Stauss, S., Imanishi, Y., Miyazoe, H. und Terashima, K. (2010), "High rate deposition of ZnO thin films by a small-scale inductively coupled argon plasma generated in open air", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **43**(15).

Stoffels, E., Flikweert, A. J., Stoffels, W. W. und Kroesen, G. M. W. (2002), "Plasma needle: a non-destructive atmospheric plasma source for fine surface treatment of (bio)materials", *Plasma Sources Science and Technology*, **11**(4):383–388.

Strutt, J. W. und Rayleigh, B. (1877), *The Theory of Sound*, Bd. 1, Macmillan und Co.

Sun, W., Uddi, M., Won, S. H., Ombrello, T., Carter, C. und Ju, Y. (2012), "Kinetic effects of non-equilibrium plasma-assisted methane oxidation on diffusion flame extinction limits", *Combustion and Flame*, **159**(1):221–229.

Sutton, Y. (2011), "Electro-acoustic coupling in a plasma gas", Diss., The Open University.

Tholin, F. (2013), "Numerical simulation of nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure: Application to plasma-assisted combustion", Diss., École Centrale Paris, 1–212.

Thumuluru, S. K. und Lieuwen, T. (2009), "Characterization of acoustically forced swirl flame dynamics", *Proceedings of the Combustion Institute*, **32**(2):2893–2900.

Truffaut, J.-M., Searby, G. und Boyer, L. (1998), "Sound emission by non-isomolar combustion at low Mach numbers", *Combustion Theory and Modelling*, **2**(4):423–428.

Wang, H. H., Krstic, M. und Krstić, M. (2000), "Extremum seeking for limit cycle minimization", *Transactions on Automatic Control*, **45**(12):2432–2437.

Wangher, A., Searby, G. und Quinard, J. (2008), "Experimental investigation of the unsteady response of premixed flame fronts to acoustic pressure waves", *Combustion and Flame*, **154**(1-2):310–318.

Warnatz, J., Maas, U. und Dibble, R. W. (2006), *Combustion*, Springer Verlag.

Welch, G. und Bishop, G. (2006), *An Introduction to the Kalman Filter*.

Williams, F. A. (1985), *Combustion Theory*, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc.

Wolk, B., DeFilippo, A., Chen, J. Y., Dibble, R., Nishiyama, A. und Ikeda, Y. (2013), "Enhancement of flame development by microwave-assisted spark ignition in constant volume combustion chamber", *Combustion and Flame*, **160**(7):1225–1234.

Xu, D. A., Shneider, M. N., Lacoste, D. A. und Laux, C. O. (2014), "Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in atmospheric pressure air", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47**(23).

Xu, D. (2013), "Thermal and Hydrodynamic Effects of Nanosecond Discharges in Air and Application to Plasma-Assisted Combustion", Diss., Ecole Centrale Paris.

Xu, D. A., Lacoste, D. A., Rusterholtz, D. L., Elias, P.-Q., Stancu, G. D. und Laux, C. O. (2011), "Experimental study of the hydrodynamic expansion following a nanosecond repetitively pulsed discharge in air", *Applied Physics Letters*, **99**(12):121502.

Zhang, C., Shao, T., Ma, H., Zhang, D., Ren, C., Yan, P., Tarasenko, V. und Schamiloglu, E. (2013), "Experimental study on conduction current of positive nanosecond-pulse diffuse discharge at atmospheric pressure", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, **20**(4):1304–1314.

Zinn, B. T. und Lieuwent, T. C. (2005), *Combustion Instabilities: Basic Concepts*, Bd. 210, American Institute of Aeronautics und Astronautics, 3–26.

Znamenskaya, I. A., Latfullin, D. F., Lutskiy, A. E., Mursenkova, I. V. und Sysoev, N. N. (2007), "Development of hydrodynamic disturbances from zone of distributed surface sliding discharge", *Zhurnal Tekhnicheskoi Fizik*, **77**.