

## Experimentelle Untersuchung der laserinduzierten Zündung von kryogenen Flüssigkeitsraketenbrennkammern

Michael Börner

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Raumfahrtantriebe  
Lampoldshausen



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



# Experimentelle Untersuchung der laserinduzierten Zündung von kryogenen Flüssigkeitsraketenbrennkammern

## Experimental Investigation of the Laser-induced Ignition of Cryogenic Liquid Rocket Combustors

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen  
Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen  
Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte  
Dissertation

vorgelegt von

**Michael Börner**

Berichter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Oswald  
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner

Tag der mündlichen Prüfung: 09. Februar 2022

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek  
online verfügbar.

# **Forschungsbericht 2022-29**

## **Experimentelle Untersuchung der laserinduzierten Zündung von kryogenen Flüssigkeitsraketenbrennkammern**

Michael Börner

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Raumfahrtantriebe  
Lampoldshausen

287 Seiten  
101 Bilder  
36 Tabellen  
224 Literaturstellen



DLR Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



*Herausgeber:*

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e. V.  
Wissenschaftliche Information  
Linder Höhe  
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454  
ISRN DLR-FB-2022-29  
Erscheinungsjahr 2022

DOI: <https://doi.org/10.57676/p7c7-dn53>

**D 82 (Diss. RWTH Aachen University, 2022)**

**Erklärung des Herausgebers:**

Als Manuskript gedruckt.

Abdruck oder sonstige Verwendung nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

*Raumfahrtantriebe, Laser, Zündung, Minimale Zündenergie, Wasserstoff, Methan, Sauerstoff, Zündtransienten*

Michael BÖRNER  
DLR, Institut für Raumfahrtantriebe, Lampoldshausen

***Experimentelle Untersuchung der laserinduzierten Zündung von kryogenen Flüssigkeitsraketenbrennkammern***  
*Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen 2022*

Flüssigkeitsraketentriebwerke nehmen bei der Erzeugung des notwendigen Schubs für Raumtransportsysteme eine zentrale Rolle ein. Eine Alternative zu etablierten Systemen stellt die Laserzündung dar. Darunter wird die Fokussierung von Laserpulsen in den Brennraum verstanden, sodass ein Plasmavolumen innerhalb der Brennkammer erzeugt wird und den Zündvorgang initiiert. Zielsetzung dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung des laserinduzierten Zündvorgangs in Flüssigkeitsraketenbrennkammern. Zunächst wurden die Integrationsoptionen von Laserzündern betrachtet und der Energieeintrag des Laserpulses in gasförmige Treibstoffe analytisch und numerisch untersucht. Danach wurden die minimal notwendigen Pulsenergien (MPE) in einer Modellbrennkammer am Teststand M3.1 des DLR-Standorts Lampoldshausen bestimmt. Die identifizierten MPE hängen vom Zündort und dem Brennkammerdruck vor Treibstoffeinströmung ab und liegen zwischen 0,8 und 33,2 Millijoule. Für Höhenbedingungen konnte keine Zündung nahe der Injektorstirnplatte erreicht werden, was auf hohe Brennstoffströmungsgeschwindigkeiten und unzureichende Treibstoffdurchmischung zurückgeführt werden konnte. Die geringen MPE ermöglichen die Untersuchung des faserbasierten Pulstransports. Anschließend wurde die Auswirkung der Sequenzierung der Treibstoffeinströmung auf den laserinduzierten Zündprozess in einer Brennkammer am Forschungs- und Technologieprüfstand P8 mit LOX/H<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> durchgeführt. Dadurch konnten Strömungsparameterintervalle identifiziert werden, die eine zuverlässige Zündung ermöglichen. Die Intervalle des Mischungsverhältnisses und des Impulsstromdichteverhältnisses für eine erfolgreiche Zündung sind dabei für LOX/GH<sub>2</sub> größer als für LOX/GCH<sub>4</sub>. Insbesondere für LOX/GCH<sub>4</sub> wurde die brennstoffseitige Einströmung als kritischer Parameter für die Flammenausbreitung anschließende Ankerung der Verbrennungszone herausgearbeitet. Eine Treibstoffsequenzierung mit kurzem Sauerstoffvorlauf wurde als notwendige Bedingung für erfolgreiche Zündung und geringe Zündüberdrücke festgestellt. Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zu Anwendungsszenarien der laserbasierten Zündung in kryogenen Flüssigkeitsraketenbrennkammern. Ebenso eröffnet diese Arbeit Perspektiven für faserbasierte Zündtechnologien im Raumfahrtantriebsbereich.

*Space propulsion, laser, ignition, minimum ignition energy, hydrogen, methane, oxygen, ignition transients*

*(Published in German)*

Michael BÖRNER

German Aerospace Center (DLR), Institute of Space Propulsion, Lampoldshausen

***Experimental Investigation of the Laser-induced Ignition of Cryogenic Liquid Rocket Combustors***

*Doctoral Thesis, RWTH Aachen University 2022*

Liquid rocket engines play a central role for space transportation systems to generate the needed thrust. An alternative to established ignition systems is the laser ignition concept, where a laser pulse is focussed into the combustion chamber to generate a plasma volume which initiates the combustion process. The goal of this work is the experimental investigation of the laser-induced ignition process in cryogenic liquid rocket engines. First, integration options of laser ignition systems into rocket engines were formalized. Then, the energy deposition within the propellants was analyzed analytically and numerically to determine the available energy for ignition. Afterwards, the minimum pulse energies needed for reliable ignition were determined experimentally in a thruster at the test bench M3.1 at the DLR Institute of Space Propulsion in

Lampoldshausen. The identified minimum pulse energies of 0,8 to 33,2 mJ varied significantly in function of the ignition location and pressure conditions before propellant injection. No ignition was achieved with the maximum laser energy for vacuum conditions at ignition locations close to the injector faceplate which can be attributed to the high fuel velocities after injection into the chamber and limited mixing at this location. The low pulse energies needed for ignition allow future investigation of fibre-based transportation of the laser pulses. Based on these test results, experiments have been realized to investigate into the effects of propellant sequence variations onto the ignition success. These tests were carried out at the research and technology test bench P8 using a subscale combustor with LOX/GH<sub>2</sub> and LOX/GCH<sub>4</sub>. As a result, intervals of propellant injection parameter like mixture ratio, momentum flux ratio and fuel injection characteristics were derived to ensure reliable ignition. The corresponding intervals are larger for LOX/GH<sub>2</sub> compared to LOX/GCH<sub>4</sub>. In particular for LOX/GCH<sub>4</sub>, the methane injection characteristics were found to be critical for the flame spreading and anchoring. Additionally, a propellant sequencing with short, oxygen rich pre-flow was identified as favorable for reliable ignition and low ignition overpressures. By these results, this thesis contributes to the application scenarios, sequencing strategies of laser-induced ignition for cryogenic liquid rocket engines. At the same time, it opens perspectives for fibre-based laser ignition systems for space transportation systems.

## Kurzfassung

Flüssigkeitsraketenantriebe nehmen bei der Erzeugung des notwendigen Schubs für Raumtransportsysteme eine zentrale Rolle ein. Eine Alternative zu etablierten Systemen stellt die Laserzündung dar. Darunter wird die Fokussierung von Laserpulsen in den Brennraum verstanden, sodass ein Plasmavolumen innerhalb der Brennkammer erzeugt wird und den Zündvorgang initiiert. Zielsetzung dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung des laserinduzierten Zündvorgangs in Flüssigraketenbrennkammern. Zunächst wurden die Integrationsoptionen von Laserzündern betrachtet und der Energieeintrag des Laserpulses in gasförmige Treibstoffe analytisch und numerisch untersucht. Danach wurden die minimal notwendigen Pulsenergien (MPE) in einer Modellbrennkammer am Teststand M3.1 des DLR-Standorts Lampoldshausen bestimmt. Die identifizierten MPE hängen vom Zündort und dem Brennkammerdruck vor Treibstoffeinströmung ab und liegen zwischen 0,8 und 33,2 Millijoule. Für Höhenbedingungen konnte keine Zündung nahe der Injektorstirnplatte erreicht werden, was auf hohe Brennstoffströmungsgeschwindigkeiten und unzureichende Treibstoffdurchmischung zurückgeführt werden konnte. Die geringen MPE ermöglichen die Untersuchung des faserbasierten Pulstransports. Anschließend wurde die Auswirkung der Sequenzierung der Treibstoffeinströmung auf den laserinduzierten Zündprozess in einer Brennkammer am Forschungs- und Technologieprüfstand P8 mit LOX/H<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> durchgeführt. Dadurch konnten Strömungsparameterintervalle identifiziert werden, die eine zuverlässige Zündung ermöglichen. Die Intervalle des Mischungsverhältnisses und des Impulsstromdichteverhältnisses für eine erfolgreiche Zündung sind dabei für LOX/GH<sub>2</sub> größer als für LOX/GCH<sub>4</sub>. Insbesondere für LOX/GCH<sub>4</sub> wurde die brennstoffseitige Einströmung als kritischer Parameter für die Flammenausbreitung anschließende Ankerung der Verbrennungszone herausgearbeitet. Eine Treibstoffsequenzierung mit kurzem Sauerstoffvorlauf wurde als notwendige Bedingung für erfolgreiche Zündung und geringe Zündüberdrücke festgestellt. Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zu Anwendungsszenarien der laserbasierten Zündung in kryogenen Flüssigraketenbrennkammern. Ebenso eröffnet diese Arbeit Perspektiven für faserbasierte Zündtechnologien im Raumfahrtantriebsbereich.

## **Abstract**

Liquid rocket engines play a central role for space transportation systems to generate the needed thrust. An alternative to established ignition systems is the laser ignition concept, where a laser pulse is focussed into the combustion chamber to generate a plasma volume which initiates the combustion process. The goal of this work is the experimental investigation of the laser-induced ignition process in cryogenic liquid rocket engines. First, integration options of laser ignition systems into rocket engines were formalized. Then, the energy deposition within the propellants was analyzed analytically and numerically to determine the available energy for ignition. Afterwards, the minimum pulse energies needed for reliable ignition were determined experimentally in a thruster at the test bench M3.1 at the DLR Institute of Space Propulsion in Lampoldshausen. The identified minimum pulse energies of 0,8 to 33,2 mJ varied significantly in function of the ignition location and pressure conditions before propellant injection. No ignition was achieved with the maximum laser energy for vacuum conditions at ignition locations close to the injector faceplate which can be attributed to the high fuel velocities after injection into the chamber and limited mixing at this location. The low pulse energies needed for ignition allow future investigation of fibre-based transportation of the laser pulses. Based on these test results, experiments have been realized to investigate into the effects of propellant sequence variations onto the ignition success. These tests were carried out at the research and technology test bench P8 using a subscale combustor with LOX/GH<sub>2</sub> and LOX/GCH<sub>4</sub>. As a result, intervals of propellant injection parameter like mixture ratio, momentum flux ratio and fuel injection characteristics were derived to ensure reliable ignition. The corresponding intervals are larger for LOX/GH<sub>2</sub> compared to LOX/GCH<sub>4</sub>. In particular for LOX/GCH<sub>4</sub>, the methane injection characteristics were found to be critical for the flame spreading and anchoring. Additionally, a propellant sequencing with short, oxygen rich pre-flow was identified as favorable for reliable ignition and low ignition overpressures. By these results, this thesis contributes to the application scenarios, sequencing strategies of laser-induced ignition for cryogenic liquid rocket engines. At the same time, it opens perspectives for fibre-based laser ignition systems for space transportation systems.

## Erweiterte Kurzfassung

Flüssigkeitsraketentriebwerke nehmen bei der Erzeugung des notwendigen Schubs für Raumtransportsysteme eine zentrale Rolle ein. Für Triebwerke mit kryogenen Treibstoffen muss die zuverlässige Zündung der Brennkammer durch ein Zündsystem sichergestellt werden. Dabei ist der Zündprozess eng verbunden mit der Systemarchitektur des Triebwerks und des Zünders, der Treibstoffförderung und -einströmung in die Brennkammer und der Verbrennungsdynamik. Das Zündsystem soll dabei möglichst leicht, zuverlässig und kosteneffizient sein. Eine Alternative zu etablierten Systemen wie pyrotechnischen Ladungen, pyrophoren Zündern oder Gasfackelzündern stellt die sogenannte Laserzündung dar. Darunter wird die Fokussierung von Laserpulsen in den Brennraum verstanden, sodass ein Plasmavolumen innerhalb der Treibstoffströmung ("laser-plasma ignition", LPI) oder an der Oberfläche eines Festkörpers innerhalb der Brennkammer ("laser-ablation ignition", LAI) erzeugt wird und den Zündvorgang initiiert.

Zielsetzung dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung des laserinduzierten Zündvorgangs in Flüssigraketenbrennkammern. Zunächst wurden die Integrationsoptionen von Laserzündern in Brennkammern betrachtet und anschließend der Energieeintrag des Laserpulses in gasförmige Treibstoffe analytisch und numerisch untersucht. Danach wurden die minimal notwendigen Pulsenergien (MPE) in einer optisch zugänglichen Modellbrennkammer am Teststand M3.1 des DLR-Standorts Lampoldshausen bestimmt. Dazu wurden zwei Einspritzköpfe getestet: Eine Konfiguration mit fünf Koaxialinjektoren und eine Konfiguration mit Brennstoffeinströmung durch eine poröse Injektorstirnplatte. Erstere wurde für die Treibstoffkombination Sauerstoff/Wasserstoff (LOX/GH<sub>2</sub>) unter Höhenbedingungen für LPI als auch für LAI erprobt, während letztere für LOX/GH<sub>2</sub> und Sauerstoff/Methan (LOX/GCH<sub>4</sub>) unter Höhenbedingungen und Bodenbedingungen für LPI getestet wurde. Die

identifizierten MPE hängen vom Zündort und dem Brennkammerdruck vor Treibstoffeinströmung ab und liegen zwischen 0,8 und 33,2 Millijoule. Für Höhenbedingungen konnte keine Zündung nahe der Injektorstirnplatte erreicht werden, was auf hohe Brennstoffströmungsgeschwindigkeiten und unzureichende Treibstoffdurchmischung zurückgeführt werden konnte. Die geringen MPE ermöglichen die Untersuchung des faserbasierten Pulstransports, der eine flexible Integration von Laserzündern in bestehende Triebwerksarchitekturen ermöglicht.

Anschließend wurde die Auswirkung der Sequenzierung der Treibstoffeinströmung auf den laserinduzierten Zündprozess in einer Forschungsbrennkammer mit 15 Scherkoaxialinjektoren für Bodenbedingungen und LPI erprobt. Hierfür wurden Tests am Forschungs- und Technologieprüfstand P8 mit LOX/H<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> durchgeführt. Dadurch konnten Strömungsparameterintervalle identifiziert werden, die eine zuverlässige Zündung ermöglichen. Die Intervalle des Mischungsverhältnisses und des Impulsstromdichteverhältnisses für eine erfolgreiche Zündung sind dabei für LOX/GH<sub>2</sub> größer als für LOX/GCH<sub>4</sub>. Insbesondere für LOX/GCH<sub>4</sub> wurde die brennstoffseitige Einströmung als kritischer Parameter für eine erfolgreiche Flammenausbreitung und die anschließende Ankerung der Verbrennungszone herausgearbeitet. Eine Treibstoffsequenzierung mit kurzem Sauerstoffvorlauf wurde als notwendige Bedingung für erfolgreiche Zündung und geringe Zündüberdrücke festgestellt.

Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zu Anwendungsszenarien und Limitierungen der laserbasierten Zündung in kryogenen Flüssigraketenbrennkammern sowie deren Zündsequenzierung. Ebenso eröffnet diese Arbeit Perspektiven für faserbasierte Zündtechnologien im Raumfahrtantriebsbereich.

## Extended abstract

Liquid rocket engines play a central role for space transportation systems to generate the needed thrust. For the successful operation of engines using non-hypergolic propellants, the ignition of the thrust chamber has to be guaranteed by an ignition system. This process is closely linked to the engine cycle, the propellant injection and the combustion dynamics within the combustion chamber. All technical concepts aim at a light, reliable and cost-efficient ignition system. An alternative to established ignition systems like pyrotechnical or pyrophoric igniter and gas torch systems is the so-called laser ignition concept, where a laser pulse is focussed either directly into the propellants ("laser-plasma ignition", LPI) or onto a solid target within the combustion chamber ("laser-ablation ignition", LAI) to generate a plasma volume which initiates the combustion process.

The goal of this work is the experimental investigation of the laser-induced ignition process in cryogenic liquid rocket engines. First, integration options of laser ignition systems into rocket engines were formalized. Then, the energy deposition within the propellants was analyzed analytically and numerically to determine the available energy for ignition. Afterwards, the minimum pulse energies needed for reliable ignition were determined experimentally in an optically accessible thruster at the test bench M3.1 at the DLR Institute of Space Propulsion in Lampoldshausen. In these tests, two injector head configurations were tested: an injector head with five shear-coaxial injector elements and an injector head with porous face plate for fuel injection. For the first one, LPI and LAI were tested with oxygen/hydrogen (LOX/GH<sub>2</sub>) under vacuum conditions. For the second injector head, LPI was tested with LOX/GH<sub>2</sub> and oxygen/methane (LOX/GCH<sub>4</sub>) under vacuum and ground conditions. The identified minimum pulse energies of 0,8 to 33,2 mJ varied significantly in function of the ignition location and pressure

conditions before propellant injection. In particular, no ignition was achieved with the maximum laser energy for vacuum conditions at ignition locations close to the injector faceplate which can be attributed to the high fuel velocities after injection into the chamber and limited mixing at this location. The low pulse energies needed for ignition allow future investigation of fibre-based transportation of the laser pulses which would facilitate the integration of such igniters into existing engine architectures.

Based on these fundamental test results, experiments have been realized to investigate into the effects of propellant sequence variations onto the ignition success and dynamics. These tests were carried out at the research and technology test bench P8 using a subscale combustor with 15 shear-coaxial injector elements. LPI was investigated for LOX/GH2 and LOX/GCH4 under ground conditions. As a result, intervals of propellant injection parameter like mixture ratio, momentum flux ratio and fuel injection characteristics were derived to ensure reliable LPI. The corresponding intervals are larger for LOX/GH2 compared to LOX/GCH4. In particular for LOX/GCH4, the methane injection characteristics were found to be critical for the flame spreading and anchoring of the combustion zone. Additionally, a propellant sequencing with short, oxygen rich pre-flow was identified as favorable for reliable ignition and low ignition overpressures.

By these results, this thesis contributes to the application scenarios, sequencing strategies and limitations of laser-induced ignition for cryogenic liquid rocket engines. At the same time, it opens perspectives for fibre-based laser ignition systems for space transportation systems.

## Vorwort und Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Raketenantriebe am Institut für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) am Standort Lampoldshausen.

Ich danke ganz herzlich meinem Doktorvater Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Oswald für die kontinuierliche, strukturelle und inhaltliche Unterstützung, das Vertrauen, die Wertschätzung und die Möglichkeit an dem spannenden Thema der laserbasierten Zündung von Raketenbrennkammern zu arbeiten. Für die Übernahme des Koreferats danke ich Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner. Ebenso danke ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Schröder für den Vorsitz der mündlichen Prüfung.

Meiner fachlichen Betreuerin Dr.-Ing. Chiara Manfletti möchte ich für die zielgerichtete Unterstützung und den gleichzeitigen Freiraum danken. Beides waren entscheidende Faktoren für die Realisierung dieser Arbeit. Für das Teilen ihrer Erfahrung und Expertise bin ich sehr dankbar.

Herrn Markus Dengler danke ich für die technische und handwerkliche Unterstützung bei den Vorbereitungen der Tests und deren Durchführung am Teststand M3.1. Gleiches gilt für Johann Fröse, Manuel Hofmann, Artur Waltz-Steinbach und Michael Zepmiesel. Herrn Joachim Sender danke ich für das vermittelte Wissen zu Aufbau, Betrieb und Wartung des M3.1 und zu IT-Fragestellungen. Die am M3.1 realisierten Untersuchungen wurden teilweise durch das Forschungsprojekt „Laser ignition technology“ der ESA ermöglicht, wofür ich mich herzlich bedanke.

Dr.-Ing. Justin Hardi, Dr.-Ing. Dmitry Suslov und Alex Grebe haben mit ihrer Erfahrung in experimentellen Untersuchungen am Prüfstand P8 die dort durchgeführten Versuchsaktivitäten und deren Vorbereitung maßgeblich möglich gemacht. Dem Prüfstandsteam des P8 danke ich für die Unterstützung bei der Realisierung

der Testkampagnen. Für die Unterstützung bei der Anwendung optischer Diagnostik möchte ich Bernhard Knapp und Dr. rer. nat. Robert Stützer meinen herzlichen Dank aussprechen.

Ich danke Herrn Gerhard Kroupa von Silicon Austria Labs GmbH für die hervorragende Zusammenarbeit und Diskussionen zu laserbasierten Zündsystemen und -methoden. Andreas Märklen danke ich für die präzise Fertigung diverser Bauteile.

Insbesondere möchte ich mich bei den früheren und aktuellen Mitarbeitenden der Abteilung für den kollegialen und motivierenden Arbeitsalltag bedanken.

Den von mir betreuten Studierenden danke ich für ihre Arbeiten im Kontext des Themenfelds. Ich hoffe, dass ich meine Begeisterung für wissenschaftliche und technische Fragestellungen an sie weitergeben konnte.

Meiner Frau Nicole, meinen Eltern und meinem Bruder danke ich für ihr Verständnis, ihre Geduld und Ermutigungen während der Erstellung dieser Dissertation: Ohne euren Rückhalt wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Lampoldshausen, 2021

Michael Börner

# Vorveröffentlichungen

Im Rahmen von mehreren Veröffentlichungen wurden Teilaspekte der vorliegenden Arbeit durch den Autor mit anderen Wissenschaftlern in wissenschaftlichen Fachzeitschriften und auf Konferenzen publiziert. Eine Auflistung dieser Arbeiten ist im folgenden zu finden:

## Begutachtete Zeitschriftenartikel als Erstautor

- 2017 **Börner**, M.; Manfletti, C.; Kroupa, G. ; Oswald, M.: Repetitive laser ignition by optical breakdown of a LOX/H<sub>2</sub> rocket combustion chamber with multi-injector head configuration. CEAS Space Journal, 2017, Nr. 9, S. 289-297
- 2017 **Börner**, M.; Manfletti, C.; Kroupa, G. ; Oswald, M.: Laser ignition of an experimental combustion chamber with a multi-injector configuration at low pressure conditions. CEAS Space Journal, 2017, Nr. 9, S. 299-311
- 2018 **Börner**, M.; Manfletti, C.; Hardi, J.; Suslov, D.; Kroupa, G.; Oswald, M.: Laser ignition of a multi-injector LOX/methane combustor. CEAS Space Journal, 2018, Nr. 10, S. 273-286
- 2019 **Börner**, M.; Deeken, J. C.; Manfletti, C.; Oswald, M.: Experimental Study of a Laser Ignited Thruster with a Porous Injector Head. International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion, Begell House, 2019, Nr. 17, S. 263-286

**Begutachtete Zeitschriftenartikel als Koautor**

- 2018 Hardi, J. S.; Traudt, T.; Bombardieri, C.; **Börner**, M.; Beinke, S. K.; Armbruster, W.; Blanco, P. N.; Tonti, F.; Suslov, D.; Dally, B.; Oswald, M.: Combustion dynamics in cryogenic rocket engines: Research programme at DLR Lampoldshausen. *Acta Astronautica*, Elsevier BV, 2018, Nr. 147, S. 251-258
- 2018 Stützer, R. G.; **Börner**, M. ; Oswald, M.: Optical Characterization of the Laser-Induced Ignition Spark in a Cryogenic Rocket Combustor. *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*, Begell House, 2018, Nr. 17, S. 337-347
- 2020 Klein, S.; **Börner**, M.; Hardi, J. S.; Suslov, D.; Oswald, M. Injector-coupled thermoacoustic instabilities in an experimental LOX-methane rocket combustor during start-up. *CEAS Space Journal*, 2020, Nr. 12, S. 267-279

## Konferenzbeiträge als Erstautor

- 2014 **Börner, M.**; Manfletti, C.: Status and perspectives of laser ignition of a research RCS thruster Space Propulsion Conference 2014, 19.-22. Mai 2014
- 2015 **Börner, M.**; Manfletti, C.; Grebe, A.; Gröning, S.; Hardi, J.; Stützer, R.; Suslov, D.; Oswald, M.: Experimental Study of a Laser-Ignited Liquid Cryogenic Rocket Engine. Th2A.5, Laser Ignition Conference 2015, Optical Society of America, 27.-30. April 2015
- 2015 **Börner, M.**; Manfletti, C.; Oswald, M.: Laser Re-Ignition of a Cryogenic Multi-Injector Rocket Engine. 6th European Conference for Aerospace Sciences - EUCASS, 29. Juni - 03. Juli 2015
- 2017 **Börner, M.**; Deeken, J. C.; Manfletti, C.; Oswald, M.: Determination of the minimum laser pulse energies for ignition in a subscale rocket combustion chamber. LThA4.2, Laser Ignition Conference 2017, Optical Society of America, 20.-23. Juni 2017
- 2017 **Börner, M.**; Manfletti, C.; Kroupa, G.; Oswald, M.: Laser ignition of a multi-injector research combustion chamber under high altitude conditions. 7th European Conference for Aerospace Sciences - EUCASS, 3.-7. Juli 2017
- 2018 **Börner, M.**; Manfletti, C.; Hardi, J.; Suslov, D.; Oswald, M.; Kroupa, G.: Comparison of laser ignition and torch ignition in a subscale rocket combustor. AIAA 2018-4946, 2018 Joint Propulsion Conference, 9.-11. Juli 2018



**Konferenzbeiträge als Koautor**

- 2014 Manfretti, C.; **Börner**, M.: Ignition Overpressure in Laser Ignited Reaction and Control Thrusters. AIAA 2014-3792, 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 28.-30. Juli 2014
- 2015 Manfretti, C.; **Börner**, M.: Laser Ignition for Space Propulsion Systems. Th2A.3, Laser Ignition Conference 2015, Optical Society of America, 27.-30. April 2015
- 2016 Wohlhüter, M.; Zhukov, V. ; **Börner**, M.: Methane/Oxygen Laser Ignition In An Experimental Rocket Combustion Chamber: Impact Of Mixing And Ignition Position. SPC2016-3124927, Space Propulsion Conference 2016, 2.-6. Mai 2016
- 2017 Manfretti, C. ; **Börner**, M.: Future Space Transportation, Propulsion Systems and Laser Ignition. LFA4.1, Laser Ignition Conference 2017, Optical Society of America, 20.-23. Juni 2017
- 2017 Stützer, R.; **Börner**, M.; Oswald, M.: Laser-induced breakdown spectroscopy on the ignition spark of a cryogenic rocket combustion. LFA4.2, Laser Ignition Conference 2017, Optical Society of America, 20.-23. Juni 2017
- 2018 Stützer, R.; **Börner**, M.; More, N. ; Oswald, M.: Optical spectroscopy and laser-induced ignition sparks and other space-relevant plasmas. Space Propulsion Conference 2018, 14.-18. Mai 2018
- 2019 Stützer, R.; **Börner**, M.; Oswald, M.: Laser Ignition of Cryogenic Propellants in Space Propulsion. AW3I.7, Conference on Lasers and Electro-Optics, Optical Society of America, 5.-10. Mai 2019
- 2019 Kroupa, G.; **Börner**, M.: A miniaturized high energy laser for ignition of rocket engines. Proc. SPIE 11180, International Conference on Space Optics - ICSO 2018, 111805I, 12. Juli 2019



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>XIX</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XXVIII</b>
Symbolverzeichnis . . . . .	XXXI
<b>1. Einleitung und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2. Die Zündung von Raketenbrennkammern</b>	<b>9</b>
2.1. Anforderungen an Zündtechnologien . . . . .	9
2.2. Zündtechnologien für Raketenbrennkammern . . .	11
2.3. Zündprozess und -sequenzierung . . . . .	12
<b>3. Laserinduzierte Zündung von Raketenbrennkammern</b>	<b>25</b>
3.1. Mechanismen der laserinduzierten Zündung . . . .	25
3.1.1. Thermische Zündung . . . . .	26
3.1.2. Photochemische Zündung . . . . .	27
3.1.3. Zündung durch resonante Ionisation . . . .	27
3.1.4. Zündung durch nichtresonante Photoioni- sation . . . . .	28
3.2. Übersicht zu Arbeiten zur laserbasierten Zündung .	28
3.3. Ablauf des Zündprozesses der laserbasierten Zündung	31
3.4. Ein 4-Schrittmodell der laserbasierten Zündung . .	36
3.4.1. Zeitskalen der Laserzündung in Raketen- brennkammern . . . . .	37
3.4.2. Schritt 1: Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas . . . . .	38

3.4.3.	Schritt 2: Übergang des Plasmas in eine Verbrennungszone . . . . .	53
3.4.4.	Schritt 3: Übergang in eine makroskopische Verbrennungszone . . . . .	64
3.4.5.	Schritt 4: Stabile Ankerung der Verbrennungszone . . . . .	67
3.5.	Vergleich der Kombinationen GOX/GH2 und GOX/GCH4	69
3.5.1.	Ablagerungen auf der Fokusoptik . . . . .	72
3.6.	LPI und LAI im Kontext von Raketenbrennkammern	72
3.7.	Untersuchungen zur minimalen Laserpulsenergie und zum Zündort für die Zündung von Raketenbrennkammern . . . . .	76
3.8.	Systemarchitekturen von Laserzündern und Integrationsoptionen . . . . .	79
3.9.	Stand der Lasertechnik . . . . .	84
3.9.1.	Miniaturisierte Laserzündsysteme . . . . .	84
3.9.2.	Numerische Untersuchungen . . . . .	85
3.9.3.	Doppelpulszündung und simultane Zündung an mehreren Orten . . . . .	87
3.10.	Zusammenfassung . . . . .	89
<b>4.</b>	<b>Numerische Untersuchung der Energiedeposition</b>	<b>93</b>
4.1.	Modellbeschreibung . . . . .	94
4.1.1.	Modell der Pulspropagation . . . . .	94
4.1.2.	Modellierung des Mediums . . . . .	95
4.1.3.	Laser-Plasma-Wechselwirkung . . . . .	96
4.2.	Numerische Implementierung . . . . .	100
4.3.	Validierung des Zündmodells . . . . .	101
4.3.1.	Validierung der integralen Energieabsorption	101
4.3.2.	Vergleich der räumlichen Ausdehnung des Plasmas . . . . .	103
4.3.3.	Validierung der räumlich und zeitlich aufgelösten Energieabsorption . . . . .	105

---

4.4.	Anwendung des Modells auf das verwendete Lasersystem . . . . .	109
4.4.1.	Energieabsorption für Standardbedingungen	109
4.4.2.	Einfluss der Treibstoffdichte auf die absorbierte Energie . . . . .	111
4.5.	Zusammenfassung . . . . .	112
<b>5.</b>	<b>Grundlagenuntersuchungen</b>	<b>117</b>
5.1.	Zielsetzung und Gliederung des Kapitels . . . . .	117
5.2.	Versuchsaufbau . . . . .	118
5.2.1.	Teststand M3.1 . . . . .	118
5.2.2.	Einspritzkopfkonfigurationen . . . . .	119
5.2.3.	Brennkammer . . . . .	121
5.2.4.	Laserzündsystem . . . . .	121
5.2.5.	Messtechnik . . . . .	124
5.2.6.	Sequenzierung der Versuche . . . . .	129
5.3.	Testkampagne 1: Koaxialinjektor-Konfiguration . .	131
5.3.1.	Zielsetzung . . . . .	131
5.3.2.	Versuchskonfiguration und Betriebsbedingungen . . . . .	132
5.3.3.	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	139
5.4.	Testkampagne 2: API-Konfiguration . . . . .	166
5.4.1.	Zielsetzung . . . . .	166
5.4.2.	Versuchskonfiguration und Betriebsbedingungen . . . . .	166
5.4.3.	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	168
5.5.	Zusammenfassung . . . . .	192
<b>6.</b>	<b>Laserzündung einer Forschungsbrennkammer</b>	<b>195</b>
6.1.	Zielsetzung und Gliederung des Kapitels . . . . .	195
6.2.	Versuchsaufbau . . . . .	196
6.2.1.	Forschungs- und Technologieprüfstand P8 .	196
6.2.2.	Forschungsbrennkammer „A“ und Messinstrumentierung . . . . .	196

6.2.3.	Eingesetzte Laserzünder . . . . .	201
6.2.4.	Versuchsparameter und Sequenzierung der Versuche . . . . .	203
6.2.5.	Definition einer erfolgreichen Zündung . .	204
6.2.6.	Visualisierung des Einspritzvorgangs des Sauer- stoffs . . . . .	206
6.2.7.	Bestimmung der zeitabhängigen Massenströ- me . . . . .	208
6.2.8.	Visualisierung des Zündvorgangs . . . . .	210
6.3.	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	210
6.3.1.	Globale, qualitative Zündtestergebnisse . .	210
6.3.2.	Einfluss zentraler Experimentparameter auf die Zündzuverlässigkeit . . . . .	220
6.3.3.	Zündverzug und Zündüberdruck . . . . .	222
6.3.4.	Anwendung des 4-Schrittmodells auf die Tests mit LOX/GH <sub>2</sub> . . . . .	228
6.3.5.	Anwendung des 4-Schrittmodells auf die Tests mit LOX/GCH <sub>4</sub> . . . . .	237
6.3.6.	Externe Zündung durch die Brennkammer- düse . . . . .	243
6.4.	Zusammenfassung . . . . .	244
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>253</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>261</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang</b>	<b>295</b>
	<b>Anhang</b>	<b>295</b>
A.1.	Minimale Pulsenergie zum dielektrischen Gaszuam- menbruch . . . . .	295
A.2.	Selbstzündtemperatur . . . . .	300
A.3.	Modenverteilung . . . . .	301
A.4.	Verifizierung der Schlierenaufnahmen . . . . .	303

---

A.5. Verfügbare Laserpulsenergien und Strahlqualität . .	307
A.6. Ausbreitungsgeschwindigkeiten . . . . .	309
A.7. Degradation der Linse . . . . .	312
A.8. Einströmungstests der BKA mit LN2 . . . . .	312



# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Foto und konzeptioneller Aufbau eines Laserzünders an einer Brennkammer . . . . .	4
1.2.	Foto eines laserinduziertes Plasmas vor einem Koaxialinjektor während der Treibstoffeinströmung und Abbildung des Vorgangs . . . . .	4
2.1.	Zündfähigkeitsdiagramm für H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> und CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>	15
2.2.	Vergleich von treibstoffreicher und sauerstoffreicher Sequenzierung eines Zündversuchs . . . . .	15
2.3.	Berechneter Leistungsdichte- und Temperaturverlauf für die Zündung eines idealen GOX/GH <sub>2</sub> -Gemischs	19
3.1.	Brennkammer mit Laserzünder und lateraten Fenstern zur Untersuchung des Zündprozesses am Teststand M3.1 . . . . .	32
3.2.	Bildsequenz für einen erfolgreichen Zündversuch in einer optisch zugänglichen Brennkammer mit Laserzünder am Teststand M3.1 . . . . .	32
3.3.	Schematischer Ablauf der Flammenausbreitung . .	35
3.4.	Zeitlicher Ablauf der Laserzündung auf Basis von [Lac09, TKW10, CRCB13, BLSB16] . . . . .	38
3.5.	Schematischer Ablauf der laserplasmainduzierten und laserablationsinduzierten Zündung . . . . .	39
3.6.	Reduktion der Durchbruchsschwelle $I_{thr}$ durch Wassertropfen auf die Schwelle von reinem Argon, Xenon und Helium . . . . .	43

3.7. Vergleich der Schwellintensitäten $I_{thr}$ für GOX, GCH4 und GH2 bei 300 K. . . . .	47
3.8. Theoretischer Intensitätsverlauf eines Laserpulses mit absorbiertem Anteil (grün) bei vollständiger Absorption ab Überschreitung des Intensitätsschwellwerts $I_{thr}$ . . . . .	55
3.9. Zeitlicher Verlauf der normierten Laserpulsintensitäten mit und ohne Plasmaerzeugung in Luft . . . . .	56
3.10. Experimentell bestimmte minimale Zündenergien für GOX/CH4 und GOX/GH2 . . . . .	62
3.11. Minimale Zündenergien für GOX/CH4 und GOX/GH2	62
3.12. Experimentell bestimmte Zündgrenzen für laserinduzierte Zündungen in gasförmigen Treibstoffen . . . . .	63
3.13. Zündgrenzen und Flammenankerung für koaxiale GOX/CH4 Einströmung . . . . .	70
3.14. Flammenankerung der für koaxiale GOX/CH4 und GOX/H2 Einströmung . . . . .	70
3.15. Vergleich der direkten Plasmaerzeugung und Laserablation in Luft bei Standardbedingungen . . . . .	74
3.16. Architekturen von Laserzündern mit radialer Integration in die Brennkammerwand . . . . .	79
3.17. Fasergebundener Pulstransport zur Zündung von mehreren Triebwerken . . . . .	82
3.18. Radiale (a & b) und axiale (c & d) Integrationsoptionen . . . . .	83
3.19. Zündsysteme und Konzepte zur gleichzeitigen Zündung an mehreren Orten innerhalb der Brennkammer	90
4.1. Beispiel eines groben, strukturierten, defomierten Gitters zur numerischen Untersuchung des Energieeintrags durch den Laser. . . . .	100
4.2. Vergleich von Energieabsorptionsmessungen durch Phuoc [Phu00a] und numerischen Ergebnissen . . . . .	102

---

4.3.	Laserinduziertes Plasma vor einem Koaxialinjektor und daraus abgeleitetes Falschfarbenbild der Intensität . . . . .	104
4.4.	Zeitlich gemittelte, freie Elektronendichte . . . . .	105
4.5.	Ergebnisse der numerischen Untersuchung der Plasmaerzeugung für Luft bei $P=1$ bar und $T=298$ K. . . . .	107
4.6.	Vergleich von experimentellen Daten von Lorenz et al. [LBH <sup>+</sup> 15] und den numerischen Ergebnissen für verschiedene Drücke in Luft bei Umgebungstemperatur. . . . .	108
4.7.	Vergleich der transmittierten Laserleistungen in Experimenten von Lorenz et al. [LBH <sup>+</sup> 15] und dem hier beschriebenen, numerischen Modell. . . . .	108
4.8.	Elektronendichte für homogene Mischungen verschiedener Mischungsverhältnisse. . . . .	115
4.9.	Auswirkung von unterschiedlich verteilten Masseanteilen auf die Verteilung der Elektronendichte $n_e$ . . . . .	116
5.1.	Teststand M3 mit Vakuumtank . . . . .	119
5.2.	Vergleich ein untersuchten Einspritzkopfkonfigurationen. Die numerischen Werte sind in Tabelle 5.2 gegeben. . . . .	122
5.3.	„Advanced porous injector“ mit Brennkammer . . . . .	123
5.4.	Schema der optischen Diagnostik am M3.1 . . . . .	125
5.5.	Ausschnitt der Belichtungszeiten der Schlierenkamera (blau) und der bildverstärkten Kamera (rot). . . . .	126
5.6.	Abbildungsdetails des Schlierenaufbaus . . . . .	129
5.7.	Schematische Abfolge einer Zündsequenz am M3.1 . . . . .	130
5.8.	Schlierenaufnahmen i zum Zeitpunkt $t_i$ während einer Zündsequenz . . . . .	131
5.9.	Zündorte der zwei Methoden LPI und LAI für den Koaxialinjektor . . . . .	133

5.10. Vergleich der Ablationskonfigurationen LAI1, LAI2, LAI3 . . . . .	138
5.11. Druckverläufe in den Treibstoffverteilern und der Brennkammer für einen Zündversuch . . . . .	140
5.12. Injektornahe Ausschnitte der Schlierenaufnahmen mit Anmerkungen (Bild 1 bis 5) und OH*-Aufnahmen (Bild 6). . . . .	143
5.13. Vergleich der Linsenoberfläche vor und nach den Versuchen . . . . .	144
5.14. Laserpuls, der zur Zündung führte, in Abhängigkeit der Laserpulseenergie. . . . .	146
5.15. Vergleich der Materialoberflächen vor und nach den Tests. . . . .	149
5.16. Vergrößerung des Laserablationsbereichs aus Bild 4 in Abb. 5.15 und räumliches Laserpulsprofil des CTR HiPoLas GenIV. . . . .	149
5.17. Zeitlicher Verlauf der relativen Intensität der OH*-Emission in Falschfarben bei $z=3,1$ mm stromab der Injektorstirnplatte. . . . .	152
5.18. OH*-Emission am Ort der Zündung . . . . .	152
5.19. Falschfarbenbilder der bildverstärkten Kamera von Zündungen für die Konfigurationen LPI . . . . .	153
5.20. Falschfarbenbilder der bildverstärkten Kamera von Zündungen für die Konfigurationen LAI mit CuCrZr . . . . .	154
5.21. Druckentwicklung für die in Abb. 5.19 und 5.20 gezeigten OH*-Bilder . . . . .	165
5.22. Zündorte für den API. Oben: Gemittelte Schlierenaufnahme, unten: Einzelbild. . . . .	168
5.23. Bildsequenz für einen erfolgreichen Zündversuch des API . . . . .	168
5.24. Gemittelte Schlierenaufnahme über 100 ms der Kaltgasströmung des Brennstoffs . . . . .	170

---

5.25. Vergleich der Kaltgasversuche für die vier Konfigurationen . . . . .	171
5.26. Vergleich der Flammenausbreitung für die LOX/GH2 Versuche des API . . . . .	179
5.27. Vergleich der Flammenausbreitung für LOX/GCH4 Versuche des API . . . . .	180
5.28. Fläche der Verbrennungszone $A_r$ relativ zur abgebildeten Brennraumfläche. . . . .	182
5.29. Vergleich von erfolgreicher und nicht erfolgreicher Zündung von LOX/GCH4 . . . . .	184
5.30. Definition der Vektoren der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Verbrennungszone. . . . .	185
5.31. Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront in Richtung der Injektorstirnplatte . . . . .	186
5.32. Fehlgeschlagene Zündung aufgrund zu geringem LOX-Massenstroms bei Konfiguration 3 an Zündort L1 . . . . .	188
5.33. Intensität am Ort der Zündung . . . . .	189
5.34. Ankerung der Verbrennungszone am API für Konfiguration 3 und Zündort L1 . . . . .	190
5.35. Druckentwicklung für die in Abb. 5.26 und 5.27 gezeigten Versuche . . . . .	191
6.1. Forschungsbrennkammer A . . . . .	197
6.2. Instrumentierung der Forschungsbrennkammer A . . . . .	199
6.3. Laserzünder der Brennkammer „A“ . . . . .	202
6.4. Positionen des Gasdurchbruchs vor dem jeweiligen Koaxialinjektor . . . . .	203
6.5. Visualisierung der Einströmung des Einspritzkopfes mit LN2 als Ersatzmedium für LOX . . . . .	207
6.6. Brennkammerdruck für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2).212	
6.7. Brennkammerdruckentwicklungen für verschiedene Testverläufe der LOX/GCH4-Tests . . . . .	213

6.8. Übersicht und Details der LOX/GCH4-Versuchsläufe am P8 . . . . .	214
6.9. Übersicht und Details eines kompletten Versuchslauf am P8 mit LOX/GH2. . . . .	216
6.10. Details eines Zündversuchs aus Abb. 6.9. . . . .	217
6.11. Aufnahmen durch eine Kamera stromab der Düse in Richtung der Injektorstirnplatte . . . . .	218
6.12. Druckentwicklung in der Brennkammer und Signalverlauf der optischen Sonde 1 am Ort des laserinduzierten Plasmas für einen exemplarischen Zündtest: Der Drucksensor zeigt keinen Zündüberdruck. . . . .	219
6.13. Vergleich des dynamischen Drucks und der Signale der optischen Sonden . . . . .	219
6.14. Verteilertemperaturen zum Zeitpunkt der Zündung	222
6.15. Druckentwicklung in der Brennkammer und Signalverlauf der optischen Sonde 1 für einen Zündtest . . . . .	225
6.16. Vergleich des dynamischen Drucks und der Signale der optischen Sonden mit initialen hohen Drucksitzen . . . . .	225
6.17. Auswirkung der Verzögerung der Zündung und der Sauerstoffverteilterperatur auf den Zündüberdruck	227
6.18. Auswirkung der Verzögerung der Zündung auf den Zündüberdruck für LOX/GCH4 . . . . .	227
6.19. Zeitpunkte der Druckanstiege der dynamischen Drucksensoren um $\Delta P = 1,5$ bar bezogen auf den Anstiegszeitpunkt des ersten Drucksensors. . . . .	232
6.20. Mischungsverhältnisdynamik und Impulsstromdichteverhältnisdynamik für die einzelnen Zündversuche	235
6.21. Schalldurchgangparameter für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs . . . . .	236
6.22. ROF-Verläufe und deren schematisierte Darstellung für LOX/GCH4 Versuche ohne Rückzündungen durch die Düse . . . . .	246

---

6.23. Zündungsrelevante Parameter des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run09' (LOX/GCH4) ohne Rückzündungen . . . . .	247
6.24. Schalldurchgangparameter für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs . . . . .	248
6.25. Unterschiedliche Dynamik der Ankerung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte für die Versuche mit LOX/GCH4 . . . . .	249
6.26. ROF-Verläufe und deren Impulsstromdichteverhältnisverläufe des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run10' (LOX/GCH4) . . . . .	250
6.27. Schalldurchgangparameter für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs . . . . .	251
6.28. Zeitpunkte der Druckanstiege in $\mu\text{s}$ der dynamischen Drucksensoren . . . . .	252
A.1. Schwellwert des dielektrischen Gaszusammenbruchs ( $I_{thr}$ ) in $[\text{TW}/\text{cm}^2]$ in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GH2 . . . . .	296
A.2. Schwellwert des dielektrischen Gaszusammenbruchs ( $I_{thr}$ ) in $[\text{TW}/\text{cm}^2]$ in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GCH4 . . . . .	297
A.3. Minimale Pulsenergie zum dielektrischen Gaszusammenbruch (MPE-B) in [mJ] in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GH2 . . . . .	298
A.4. Minimale Pulsenergie zum dielektrischen Gaszusammenbruch (MPE-B) in [mJ] in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GCH4 . . . . .	299
A.5. Notwendige Energie, um das Volumen eines inhomogenen Gemisches auf Selbstzündtemperatur anzuheben . . . . .	300

A.6. Vergleich der radial segmentierten Pulsprofile in Vakuum in Experimenten von Lorenz et al. [LBH <sup>+</sup> 15] und der in dieser Arbeit verwendeten Profile. . . . .	302
A.7. Strahlausbreitungsroutine . . . . .	305
A.8. Strahlausbreitung durch das halbe Brechungsindexfeld eines Koaxialinjektors mit ankernder Verbrennungszone. . . . .	305
A.9. Ausschnitt des Schlierenbilds und Markierung des Linienprofils in Abb. A.10 . . . . .	306
A.10. Vergleich der Grauwerte der Schlierenaufnahmen und der simulierten Schlierenaufnahme auf Basis der Strahlausbreitung. . . . .	306
A.11. Vergleich der Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Brennkammer . . . . .	309
A.12. Vergleich der Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Brennkammer . . . . .	310
A.13. Flammenausbreitungsgeschwindigkeit für die Konfigurationen 3 mit Zündort L1 bei fehlgeschlagener Zündung. . . . .	311
A.14. Degradation der Fokuslinse durch die LOX/CH <sub>4</sub> -Versuche am Prüfstand P8 . . . . .	312
A.15. Über 50 ms gemittelte Aufnahmen der LN <sub>2</sub> -Einströmungstests im LOX-Verteilssystem der BKA . . . . .	313

# Tabellenverzeichnis

2.1. Zündzyklen für verschiedene Treibwerksanwendungen in der Raumfahrt . . . . .	22
2.2. Eingruppierung relevanter Zündertechnologien für Raumfahrtantriebe. . . . .	23
3.1. Exponent $b$ der Druckabhängigkeit des Laserintensitätsschwellwerts für dielektrischen Zusammenbruch von Gasen . . . . .	44
3.2. Durchbruchsschwellen in $10^{10}$ W/cm <sup>2</sup> für nichtresonanten Zusammenbruch . . . . .	45
3.3. Experimentell bestimmte und theoretische Ablationsschwellen von Wolfram W, Kupfer Cu und Chrom Cr . . . . .	51
3.4. Übergang von laserinduziertem Plasma in eine selbst erhaltende Verbrennung . . . . .	54
3.5. Vergleich der zündungsrelevanten Eigenschaften von GOX/GH <sub>2</sub> (ROF=5) und GOX/GCH <sub>4</sub> (ROF=3.4) . . . . .	71
3.6. MPE-I für unterschiedliche Treibstoffkombinationen und Versuchsaufbauten . . . . .	78
3.7. Auswahl aktueller, gepulster Laserquellen für Zündersysteme . . . . .	86
4.1. Koeffizienten der Ratengleichung der freien Elektronendichte (4.6) . . . . .	97
4.2. Stoffparameter der verwendeten Medien basierend auf den Referenzen in Tabelle 4.1. . . . .	98

4.3. Vergleich der transmittierten Pulsenergie in N <sub>2</sub> und O <sub>2</sub> . . . . .	110
4.4. Absorbierte Laserpulsenergie [mJ] für die untersuchten Konfigurationen in Abbildung 4.8 und 4.9. . . . .	111
4.5. Absorbierte Laserpulsenergie [mJ] für den linearen Massenanteilsgradienten und Treibstofftemperaturen der Versuche in Kapitel 6 aus Abbildung 6.14. . . . .	113
5.1. Maße der Injektorkonfiguration des Einspritzkopfes	155
5.2. geometrische Brennkammerparameter . . . . .	156
5.3. Eigenschaften des Lasers . . . . .	156
5.4. Eigenschaften der Linsen . . . . .	157
5.5. Kameraeigenschaften . . . . .	158
5.6. Testbedingungen für die Tests mit Pentainjektor am M3.1 . . . . .	159
5.7. Eigenschaften der LAI Konfigurationen . . . . .	160
5.8. Einströmungseigenschaften für den Pentainjektor . . . . .	161
5.9. Minimale Pulsenergien MPE-I zur Zündung der Brennkammer für LPI . . . . .	162
5.10. Minimale Pulsenergien MPE-I zur Zündung der Brennkammer für LAI . . . . .	163
5.11. Übersicht der kritischen Schritte für die Zündung der Brennkammer für die getesteten Konfigurationen. Zeile 1: MPE-I, Zeile 2: Höchste Pulsenergie mit $E_p < \text{MPE-I}$ . . . . .	163
5.12. Testbedingungen für die Tests mit API am M3.1 . . . . .	167
5.13. Vergleich der stationäre Einspritzeigenschaften für den API in Konfiguration 1 und 3 . . . . .	170
5.14. Minimale Pulsenergien, berechnete maximale Pulsintensitäten und verfügbare Energie zur Zündung der API Konfigurationen mit LOX/GH2 . . . . .	172

---

5.15. Minimale Pulsenergien, berechnete maximale Pulsintensitäten und verfügbare Energie zur Zündung der API Konfigurationen mit LOX/GCH4 . . . . .	172
5.16. Übersicht der kritischen Schritte für die Zündung der Brennkammer für die getesteten Konfigurationen (Brennstoff, Druck vor Zündung, Zündort) . .	174
6.1. Eigenschaften der Brennkammer und des Einspritzkopfs sowie Testparameter . . . . .	198
6.2. Brennkammersensoren . . . . .	201
6.3. Eingesetzte Laserzündsysteme . . . . .	205
7.1. Vergleich der experimentell bestimmten minimalen Pulsleistungen und der maximalen fasertransportierten Pulsleistung von Dumitrache et al. [DRY14]. . .	258
A.1. Stoffeigenschaften der vier Bereiche zur Simulation der Schlierenaufnahmen . . . . .	304
A.2. Einstellbare Laserenergien durch die Kombination von zwei Neutraldichtefiltern. . . . .	308



## Symbolverzeichnis

### Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
API	advanced porous injector
ATV	automated transfer vehicle
BAK	Forschungsbrennkammer A
CALLISTO	Cooperative Action Leading to Launcher Innovation in Stage Toss back Operations
CH <sub>4</sub>	Methan
CH <sub>6</sub> N <sub>2</sub> , MMH	Monomethylhydrazin
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	Ethanol
CTR AG	Carinthian Tech Research AG
ECA	Evolution Cryotechnique Type A
EAP	Étage d'Accélération à Poudre
EKI	Elektronenkaskadenionisation
ESA	European Space Agency
DLR	Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
GCH <sub>4</sub>	gasförmiges Methan
GCO	gasförmiges Kohlenstoffmon- oxid
GH <sub>2</sub>	gasförmiger Wasserstoff
GOX	gasförmiger Sauerstoff
HR	hochreflektierend
ITAR	International Traffic in Arms Re- gulations
LAI	laserablations-induzierte Zün- dung
LCH <sub>4</sub>	flüssiges Methan
LED	light-emitting diode
LH <sub>2</sub>	flüssiger Wasserstoff
LNG	liquefied natural gas

Abkürzung	Bedeutung
LOX	flüssiger Sauerstoff
LPI	laserplasma-induzierte Zündung
M3.1	Modellbrennkammerprüfstand M3.1
MON	mixtures oxides of nitrogen
MPI	Multiphotonenionisation
N <sub>2</sub>	Stickstoff
N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	Hydrazin
N <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , NTO	Distickstofftetroxid
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium- Aluminium-Granat
O <sub>2</sub>	Sauerstoff
OMS	orbital maneuvering system
OP1, OP2	Optische Sonde 1, Optische Son- de 2
OZG	obere Zündgrenze
P8	Forschungs- und Technologie- prüfstand P8
PDyn <sub>cc</sub>	piezoelektrischer Drucksensor an der Brennkammer
PDyn-Xi	dynamischer Drucksensor in Segment X an Winkelpostion i der BKA
RCS	reaction control system
REACH	Registration, Evaluation, Autho- risation and Restriction of Che- micals
RP-1	Rocket Propellant 1
STP	Standardtemperatur und -druck
tbd	to be decided
TEA-TEB	Triethylaluminium- Triethylboran
TRL	Technology Readiness Level
UV	ultraviolett
UZG	untere Zündgrenze



## Lateinische Symbole

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$A$	-	Konstante
$A_r$	-	Pixelanzahlverhältnis
$A_{CH4}$	$m^2$	Methaneintrittsfläche
$A_O$	$m^2$	Sauerstoffeintrittsfläche
$a$	$m^2/s$	Temperaturleitfähigkeit
$B$	-	Konstante
$b$	-	Konstante
$b_{API}$	-	Breite der Brennstoffeinströmfläche des API
$c$	$m/s$	Lichtgeschwindigkeit
$c_p$	$J/kg/K$	Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_j$	$mol/m^3$	Stoffmengenkonzentration von Stoff j
$C, C_i$	-	Konstante, $i \in \{1,2,3,4,5\}$
$d$	$m$	Linsendurchmesser, Spiegeldurchmesser
$D_0, D_1$	$mm$	Durchmesser
$d_0$	$m$	Innendurchmesser des LOX-Injektors
$d_1$	$m$	Außendurchmesser des LOX-Injektors
$d_2$	$m$	Innendurchmesser der Brennstoffhülse
$D_O$	$m$	radialer Abstand der LOX-Injektoren
$D_H$	$m$	radialer Abstand der Brennstoffhülsen
$D_{ii}$	$m$	radialer Injektor-Injektorabstand
$D_{rr}$	$m$	Brennstoffhülsenabstand
$D$	$m^2/s$	Diffusionskoeffizient
$e$	$C$	Elementarladung

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$e^-$	-	Elektron
$E_0$	V/m	Amplitude der lokale elektrische Feldstärke
$E_{eff}$	V/m	Effektivwert der lokale elektrische Feldstärke
$E_{a,i}$	J	Aktivierungsenergie
$E_{abs}$	J	absorbierte Laserpulsenergie
$E_p$	J	Pulsenergie
$E_{p,thr}$	J	Minimale Laserpulsenergie für den dielektrischen Zusammenbruch („minimum pulse energy for breakdown“)
$E_{ph}$	J	Photonenenergie
$E_{ion}$	J	Ionisationsenergie
$E_{trans}$	-	transmittierte Laserpulsenergie
$E_v$	J	verfügbare Energie
$E_{Verlust}$	J	Energieverluste
$f$	m	Brennweite der Linse
$F_{ph}$	$J/m^2$	Photonenfluenz
$F_{thr}$	$J/cm^2$	Ablationsschwelle
$F_{max}$	$J/cm^2$	maximaler Photonenfluenz
$h$	Js	Plancksches Wirkungsquantum
$h_{API}$	-	Höhe der Brennstoffeinströmfläche des API
$h_a$	-	Anlagerungskoeffizient
$h_i$	J	Bildungsenthalpie von Spezies i
$h_O$	J/kg	Verdampfungsenthalpie von LOX
$I$	$W/cm^2$	Laserpulsintensität
$I_{thr}$	$W/cm^2$	Intensitätsschwellwert
$I_{max}$	$W/cm^2$	maximale Laserpulsintensität auf Basis von $M^2$
$I_{max}^*$	$W/cm^2$	maximale Laserpulsintensität auf Basis von $M^{2,*}$

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$J$	-	Impulsstromdichteverhältnis
$J_{thr,o}$	-	oberer Schwellwert des Impulsstromdichteverhältnis
$J_{thr,u}$	-	unterer Schwellwert des Impulsstromdichteverhältnis
$K$	$\text{m}^3/\text{kg}$	Gladstone-Dale-Konstante
$k$	-	Isentropenexponent
$K_F$	$\text{kg}/\text{m}/\text{s}^2$	Brennstoffimpulsstrom ( $K_{H_2}$ oder $K_{CH_4}$ )
$k_B$	J/K	Boltzmannkonstante
$Le$	-	Lewis-Zahl
$L_v$	J/kg	Verdampfungswärme
$L^*$	m	charakteristische Brennkammerlänge
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
$\dot{m}_{O,T}(t)$	kg/s	durch eine Messturbine bestimmter Sauerstoffmassenstrom
$m$	kg	Masse
$m_e$	kg	Elektronenmasse
$m_i$	-	minimale Anzahl der zur Ionisation benötigten Photonen
$M^2$	-	Strahlqualität
$M^{2,*}$	-	modifizierte Strahlqualität
Ma	-	Machzahl
MIE	J	Zündenergie
MPE-B	J	Minimale Laserpulsenergie für den dielektrischen Zusammenbruch („minimum pulse energy for breakdown“)
MPE-I	J	Minimale Laserpulsenergie für erfolgreiche Zündung („minimum pulse energy for ignition“)
$n$	-	Brechungsindex
$n_0$	-	Brechungsindex bei STP

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$n_e$	$1/\text{cm}^3$	Elektronendichte
$n_{e,krit}$	$1/\text{cm}^3$	kritische Elektronendichte
$n_N$	$1/\text{cm}^3$	Neutralteilchendichte
$N$	-	Molekül
$N^+$	-	einfach ionisiertes Molekül oder Atom
$N_{mol}$	-	Molzahl
$P$	Pa	Druck
$P_{BK}$	bar	Brennkammerdruck
$P_{max}$	bar	Maximaler Brennkammerdruck während des Zündprozesses
$P_{ref}$	Pa	Referenzdruck
$P_{H_2,V}$	bar	Druck im H <sub>2</sub> -Verteiler
$q$	$\text{W}/\text{m}^3$	Leistungsdichte
$r$	m	Radius, Ortskoordinate im zylindrischen Koordinatensystem
$r_c$	m	kritischer Radius
$r_p$	$\text{m}^2$	Strahldurchmesser vor der Fokussierung
$r_{trans}$	-	transmittierter Anteil der Laserpulsenergie
$r_{trans}^{num}$	-	numerisch bestimmter, transmittierter Anteil der Laserpulsenergie
$r_{trans}^{exp}$	-	experimentell bestimmter, transmittierter Anteil der Laserpulsenergie
$R$	$\text{J}/\text{mol}/\text{K}$	allgemeine Gaskonstante
ROF	-	massenbasiertes Mischungsverhältnis von Sauerstoff zu Brennstoff
$\text{ROF}_{thr,o}$	-	oberer ROF-Schwellwert
$\text{ROF}_{thr,u}$	-	unterer ROF-Schwellwert

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$ROF_{st}$	-	stöchiometrisches ROF
$ROF_{thr}^{ref}$	-	Referenzwert des ROF-Schwellwerts
$S$	-	Grauwert
$S_L$	m/s	laminare Flammgeschwindigkeit
$t$	s	Zeit
$t_{cd}$	s	Zeitpunkt des Beginns der Vor- kühlung
$t_F$	s	Zeitpunkt des Beginns der Brennstoffeinströmung
$t_{ign}$	s	Zündzeitpunkt
$t_O$	s	Zeitpunkt des Beginns der Sau- erstoffeinströmung
$t_{PW}$	s	Zeitpunkt des Phasenwechsels des Sauerstoffs
$t_v$	s	Zeitpunkt des Beginns des Druckanstiegs im Verteiler
$t_V$	s	Zeitpunkt der Abschaltung des Vakuumsystems
$t_{ZV}$	s	Zündverzug
$T$	K	Temperatur
$T_{ad}$	K	Adiabate Verbrennungstempera- tur
$T_{auto}$	K	Selbstzündtemperatur
$T_b$	K	Temperatur des verbrannten Treibstoffgemischs
$T_e$	K	Elektronentemperatur
$T_u$	K	Temperatur des unverbrannten Treibstoffgemischs
$u_c$	m/s	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit
$u_f$	m/s	turbulente Flammenausbrei- tungsgeschwindigkeit

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$u_f^-, u_f^+$	m/s	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit axial zur Strömungsrichtung
$u_k$	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in Richtung k
$u_s$	m/s	Betrag des Strömungsgeschwindigkeitsvektors
$u'$	m/s	Geschwindigkeitsfluktuationen
$\bar{u}$	m/s	zeitlich gemittelte Geschwindigkeit
$V$	m <sup>3</sup>	Volumen
$v_c$	m/s	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit
$v_f$	m/s	Brennstoffeinströmungsgeschwindigkeit
$v_f^-, v_f^+$	m/s	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit radial zur Strömungsrichtung
$v_O$	m/s	Sauerstoffeinströmungsgeschwindigkeit
$v_r$	m/s	Geschwindigkeitsverhältnis von Brennstoff zu Oxidator
$v_{thr}$	m/s	Geschwindigkeitsgrenzwert
$We$	-	Weberzahl
$W_i$	mol/m <sup>3</sup> /s	Reaktionsgeschwindigkeit
$w$	m	Strahlradius
$w_0$	m	Strahltaille
$w_i$	-	Massenanteil
$x_k$	m	Ortskoordinate k
$\vec{x}$	m	Ortsvektor
$\vec{x}_{ign}$	m	Ort der Zündung
$z$	m	Ortskoordinate im zylindrischen Koordinatensystem



## Griechische Symbole

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$\alpha$	1/m	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{abs}$	-	Absorptionsgrad
$\alpha_{IB}$	1/m	Absorptionskoeffizient durch inverse Bremsstrahlung
$\beta$	°	Winkel
$\chi$	-	massebasierter Gasanteil
$\delta$	m	Flammenfrontbreite
$\epsilon_0$	F/m	elektrische Feldkonstante
$\epsilon_r$	-	relative Permittivität
$\phi$	rad	Winkel
$\gamma$	-	Photon
$\kappa$	W/m/K	Wärmeleitungskoeffizient
$\lambda$	m	Wellenlänge
$v_{att}$	1/s	Anlagerungsrate
$v_{dr}$	1/s	Rate der dissoziativen Rekombination
$v_{ec}$	1/s	Ionisationsrate durch elastische Kollision
$v_{en}$	1/s	Elektron-Neutralteilchen-Stoßfrequenz
$v_{EKI}$	1/s	Kaskadenionisationsrate
$v_{MPI}$	1/s	Multiphotonenionisationsrate
$v_r$	1/s	3-Körper-Rekombinationsrate
$v_{st}$	1/s	Stoßfrequenz
$\omega_{krit}$	1/s	kritische Plasmafrequenz
$\omega_L$	1/s	Laserkreisfrequenz
$\mathcal{O}$	-	Größenordnung
$\pi$	-	Kreiszahl
$\rho$	m <sup>-3</sup>	Dichte
$\rho_b$	m <sup>-3</sup>	Dichte der umgesetzten Treibstoffe

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$\rho_f$	$m^{-3}$	Dichte des Brennstoffs
$\rho_O$	$m^{-3}$	Dichte des Sauerstoffs
$\sigma$	$m^{-2}$	Wirkungsquerschnitt
$\sigma_{en}$	$m^{-2}$	Streuquerschnitt der Elektronen und Neutralteilchen
$\sigma_O$	N/m	Oberflächenspannung
$\sigma_{MPI}$	$m^{-2}$	Wirkungsquerschnitt der MPI
$\tau_i$	s	Zeit zwischen Ventilöffnung bis Zündung
$\tau_{ind}$	s	Induktionszeit
$\tau_V$	s	Verweildauer des Plasmas im Detektionsvolumen der Sonde
$\tau_p$	s	Pulsdauer (Halbwertsbreite)
$\tau_r$	s	Aufenthaltsdauer der Treibstoffe in der Brennkammer
$\theta$	rad	Öffnungswinkel
$\Theta$	-	Heaviside-Funktion
$\zeta$	-	Schalldurchgangparameter
$\zeta_{thr,o}$	-	oberer Schwellwert des Schalldurchgangparameters
$\zeta_{thr,u}$	-	unterer Schwellwert des Schalldurchgangparameters

# 1. Einleitung und Zielsetzung

Für die Zuverlässigkeit von Trägerraketen und den Missionserfolg in der Raumfahrt ist die Kontrolle des Zündprozesses von Raketenbrennkammern bedingungslose Voraussetzung. Der Zündvorgang ist dabei elementarer Bestandteil des Hochfahrprozesses und somit eng verknüpft mit der Treibstoffförderung im Triebwerk und dem Themenfeld der Verbrennungsdynamik in der Brennkammer.

Daher ist die Erprobung des Hochfahr- und Zündprozesses ein zentraler Aspekt während der Entwicklung aller Triebwerksklassen. Dass die Zündung bei Hauptstufen von Trägerraketen kritisch und gleichzeitig missionsentscheidend ist, macht folgender Umstand deutlich: Um einen erfolgreichen Start der europäischen Trägerrakete Ariane 5 sicherzustellen, wird das Hauptstufentriebwerk Vulcain2 schon 6,05 Sekunden vor dem Zünden der Feststoffbooster hochgefahren und der kritische Zündprozess bis zum Erreichen des Zielbrennkammerdrucks überwacht [Lag16].

Neben der einmaligen Zündung ist die Wiederzündung nach dem Herunterfahren von Raketenantrieben eine technische Herausforderung. Für Trägerraketen bedeutet aber schon eine geringe Anzahl von Wiederzündungen des Oberstufentriebwerks eine entscheidende Zunahme an Missionsflexibilität, wie zum Beispiel die Möglichkeit mehrere Nutzlasten in einen zirkularen Zielorbit zu bringen. Im Kontext aktueller Trägerraketenentwicklungen ist die Wiederzündung von Raketenbrennkammern auch für die Rückführung und Wiederverwendung von Raketenunterstufen notwendig.

Vor allem die zeitlich exakte Sequenzierung des Zündvorgangs

ist technisch anspruchsvoll: Eine verspätete Zündung kann aufgrund von Treibstoffakkumulation in der Brennkammer vor der Zündung zu Druckspitzen im Brennkammerraum führen. Dieser Vorgang, der als *harte Zündung* bezeichnet wird, kann mit der Beschädigung oder der Zerstörung von Brennkammerkomponenten wie dem Einspritzkopf enden [HH92]. Alternativ kann eine solche harte Zündung auch zu einer signifikanten Abnahme der Treibstoffförderung in die Brennkammer führen, da die Treibstoffeinspritzung durch den kurzzeitig zu hohen Brennkammerdruck blockiert wird. Daraus können entweder die Verlöschung der Verbrennung oder Schäden im Treibstoffzuführungssystem resultieren. Als eine weitere Konsequenz von Druckspitzen können Verbrennungsinstabilitäten in der Brennkammer und Druckschwankungen im Treibstoffördersystem induziert werden, die ebenso zur Zerstörung des Triebwerks führen können.

Eine etablierte Zündtechnologie für nicht-hypergole Flüssigkeitsraketenantriebe ist der Gasfackelzünder. Dieser besteht aus einer an die Hauptbrennkammer angebrachten, kleinen Brennkammer. Entweder werden hypergole Treibstoffkombinationen eingesetzt, die sich dort bei Kontakt selbst entzünden oder nicht-hypergole Treibstoffkombinationen werden durch Zündkerzen zur Reaktion gebracht, sodass eine Hochspannungselektronik für den Zünder notwendig wird. Das in dieser separaten Brennkammer erzeugte Heißgas wird durch ein Zündrohr in die Hauptbrennkammer geleitet und dient im Anschluss zur Zündung der Hauptbrennkammer. Gasfackelzünder ermöglichen die Wiederzündung der Brennkammern, solange die für den Zünder notwendigen Treibstoffe zur Verfügung stehen. Sogenannte Hochdruckgasfackelzünder verfügen über eine eigene, separate Hochdrucktreibstoffversorgung, wodurch zusätzliche Ventile und Leitungen und je nach Anwendung ein Bedrückungssystem für die Treibstofftanks notwendig werden. Dadurch besitzt ein solches System ein hohes Gesamtgewicht. Die Komplexität der Zündsequenzierung der separaten Brennkammer

in Kombination mit der Treibstoffeinspritzung in der Hauptbrennkammer ist hoch. Ebenso anspruchsvoll ist die Sequenzierung bei Niederdruckgasfackelzündern, da deren Treibstoffe aus den Hauptversorgungsleitungen der Brennkammer abgezweigt wird, wodurch Zünder und Treibstoffzuführung der Brennkammer fluiddynamisch gekoppelt sind.

Eine weitere etablierte Zündertechnologie sind katalytische Zünder, die die Aufspaltung eines Oxidators durch einen Katalysator nutzen, um Heißgas zu erzeugen. Dieses Heißgas wird wiederum in die Hauptbrennkammer geleitet und so das Triebwerk gezündet. Diese Katalysatoren müssen jedoch vorgeheizt werden und unterliegen signifikanter Degradation. Dennoch ermöglichen diese Zünder die Wiederzündung von Brennkammern. Für kleine Triebwerksklassen, die ohne hypergole Treibstoffe arbeiten sollen, sind solche Zünder aufgrund der hohen Komplexität relativ zum Triebwerksgewicht nicht effizient.

Pyrotechnische Zünder erlauben nur die einmalige Zündung von Triebwerken und erfordern aufgrund der darin enthaltenen Pyrotechnik umfangreiche Sicherheitsvorkehrungen am Prüfstand und an der Startrampe. Bei einem abgebrochenen Startvorgang müssen diese entsprechend aufwendig ausgetauscht werden.

Als mögliche Alternative zu etablierten Systemen wird seit einigen Jahren die Zündung mit Hilfe von Lasern untersucht. Erste experimentelle Arbeiten im Labormaßstab mit der Anwendung der laserbasierten Zündung auf Raketenbrennkammern wurden von Liou im Jahr 1994 dargestellt [Lio94]. Bei der laserbasierten Zündung werden ein oder mehrere Laserpulse mittels einer optischen Komponente wie einer Linse fokussiert und so ein Zündfunke innerhalb der Brennkammer erzeugt. Der konzeptionelle Aufbau eines solchen Laserzünders für eine radiale Integration in die Brennkammerwand ist exemplarisch in Abbildung 1.1 gezeigt.

Dabei hat das Thema in den vergangenen zwei Jahrzehnten eine starke Dynamik erfahren, wobei in den zurückliegenden Jahren be-

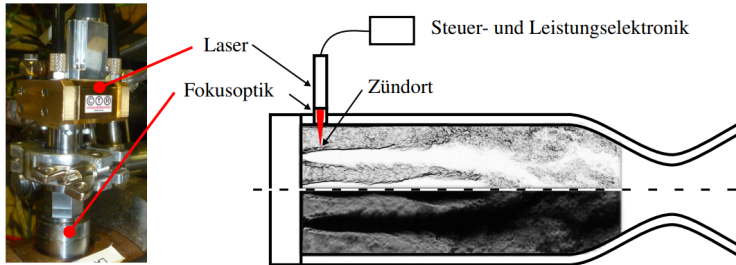


Abbildung 1.1.: Foto und konzeptioneller Aufbau eines Laserzünders an einer Brennkammer

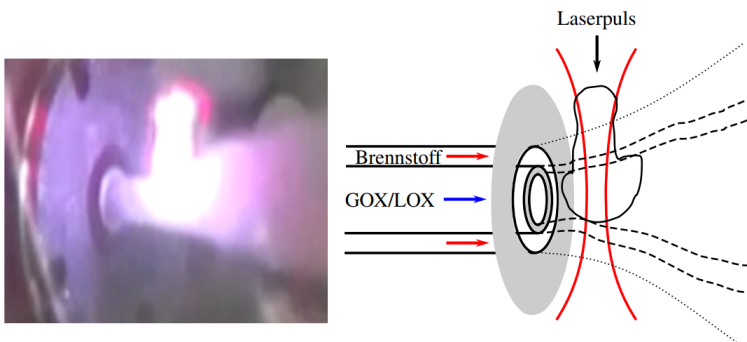


Abbildung 1.2.: Foto eines laserinduzierten Plasmas vor einem Koaxialinjektor während der Treibstoffeinströmung und Abbildung des Vorgangs entsprechend der Konfiguration in Abbildung 1.1.

reits die technische Anwendung für das Trägersystem Soyuz [SCL<sup>+</sup>16] und für zukünftige europäische Trägersysteme [FMK<sup>+</sup>19] erprobt wurden. Potentielle Vorteile der Laserzündung sind unter anderem die freie Wahl des Zündortes innerhalb der Brennkammer, die zeitliche Kontrolle des Zündzeitpunkts und die Möglichkeit der Wiederzündung von Brennkammern bei gleichzeitig kleinem Bauraum und geringem Gewicht des Zündsystems [MK13]. Darüber hinaus liegen die elektromagnetischen Interferenzen unterhalb der für den Raumflug zulässigen Grenzwerte [Lio94]. Wird ein Laserzünder verwendet, um eine Hauptbrennkammer zu zünden, ist keine Vorbrennkammer mit eigener Treibstoffversorgung, Ventilen und Spühlmedien notwendig wie es bei Gasfackelzündern der Fall ist. Zudem ist der Betrieb des Lasers im Gegensatz zu Gasfackelzündern unabhängig von anderen Triebwerkskomponenten wie dem Treibstoffversorgungssystem.

Nachteile der Laserzündung stellen vor allem die Notwendigkeit von robusten, miniaturisierten Laserzündsystemen und dem optischen Zugang zum Brennraum dar, um den Laserpuls in den Brennraum fokussieren zu können. Der optische Zugang zum Brennraum ist darüber hinaus den Brennraumbedingungen wie Temperatur- und Druckgradienten und Ablagerungen bei Verbrennung von Methan oder Flüssigerdgas ausgesetzt. Ebenso ist die Möglichkeit der Kondensation von Wasser an der Linse oder bei kryogenen Treibstoffen deren Vereisung eine Gefahr für die Funktionalität eines Laserzünders, weil dadurch der Laserpuls gestreut oder blockiert wird. Auch die zeitliche und räumliche Präzision eines einzelnen Laserpulses und damit der Energieeinbringung zur Zündung ist eine Herausforderung, da für den kurzen Zeitraum im Bereich von Mikrosekunden und für räumliche Dimensionen im Bereich von Kubikmillimetern die für die Zündung notwendigen Bedingungen bereitgestellt werden müssen (siehe Abb. 1.2). Dieser Herausforderung kann durch wiederholte Laserpulserzeugung, sogenannten Laserpulsketten, begegnet werden, setzt aber ein Lasersystem voraus, das in der Lage

ist eine hohe Pulsfrequenz mit ausreichender Laserpulsenergie bereitzustellen. Nicht zuletzt muss ein Laserzünder auch die mechanischen Belastungen am Ort der Integration tolerieren und wie ein Gasfackelzünder mit elektrischer Leistung versorgt werden.

Entscheidende Entwicklungen von miniaturisierten Lasersystemen wurden in den letzten 15 Jahren für den Einsatz in stationären Gasturbinen und im Automobilbereich motiviert, da Laserzünder auch magere Treibstoffgemische und bei hohen Brennkammerdrücken zuverlässig zünden können [Wei06].

Darüber hinaus wird intensiv an Fasern zur Leitung hochenergetischer Laserpulse gearbeitet [SGK<sup>+</sup>04, ERG07, BGW<sup>+</sup>12, JWY12]. Dadurch ergibt sich zusätzlich die Möglichkeit Laserpulse an verschiedene Orte zu transportieren und den Laser entfernt von der Brennkammer zu installieren. Ein weiterer Vorteil durch die fasergebundene Transportmöglichkeit ist die Zündung mehrerer Brennkammern durch die Verteilung der Laserpulse über ein Multiplexingsystem [Win07]. Für Trägerraketen mit mehreren Hautbrennkammern stellt dieses Laserzündkonzept zusätzliches Potential für Gewichtseinsparungen gegenüber den etablierten Systemen dar.

Obwohl in den vergangenen Jahren grundlegende Untersuchungen zur laserbasierten Zündung von Raketenbrennkammern durchgeführt wurden [BGI04, Man14a, SRPK16], fehlen bis heute Forschungsergebnisse zur minimal notwendigen Laserpulsenergie in kryogenen Raketenbrennkammern mit mehreren Injektorelementen und zur detaillierten Untersuchung des Zündprozesses von der Erzeugung des laserinduzierten Plasmas bis hin zur stabilen Ankerung der Verbrennungszone an den Injektoren. Darüber hinaus ist die Erprobung der Zündzuverlässigkeit für wiederholte Zündungen von Raketenbrennkammern für die beiden Treibstoffkombinationen LOX/H<sub>2</sub> und LOX/CH<sub>4</sub> von entscheidender Bedeutung. Insbesondere die Auswirkungen der Sequenzierungen des Zündvorgangs auf den Zünderfolg, den Zündverzug und den Zündüberdruck sind hierbei von hoher Relevanz für die Beurteilung der laserbasierten Zünd-

methode in kryogenen Raketenbrennkammern.

Diese Aspekte sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit, die wie folgt strukturiert ist: Im folgenden Kapitel 2 wird die Zündung von Raketenbrennkammern mit Fokus auf Zündtechnologien und dem Zündprozess und dessen Sequenzierung betrachtet. Danach folgt eine theoretische Einführung in die laser-basierte Zündung von Treibstoffen in Raketenbrannkammern sowie die Darstellung des aktuellen Stands der Forschung. Daran schließt sich die numerische Untersuchung der Energiedeposition des Laserpulses in die zu zündenden Treibstoffgemische in Kapitel 4 an. In Kapitel 5 werden die Experimente und Ergebnisse der Grundlagenuntersuchungen zum laserinduzierten Zündprozess und den minimal notwendigen Laserpulsenergien in einer optisch zugänglichen Forschungsbrennkammer dargestellt. Darauf folgt in Kapitel 6 die Untersuchungen der Zuverlässigkeit der Laserzündung und der Auswirkung von Sequenzierungsvariationen auf den Zündprozess in einer Forschungsbrennkammer mit 15 Scherkoaxialinjektoren. Diese Arbeit endet mit der Zusammenfassung und einem Ausblick auf Forschungsaktivitäten, die sich aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit ableiten lassen.



## **2. Die Zündung von Raketenbrennkammern**

Dieses Kapitel beleuchtet die für diese Arbeit relevanten Aspekte der Zündung von Raketenbrennkammern, die mit kryogenen Treibstoffen betrieben werden. Nach der Formulierung der Anforderungen an Zündsysteme und einer kurzen Übersicht über aktuelle und in Entwicklung befindlicher Zündtechnologien für Raketenbrennkammern wird auf den Zündprozess und dessen Sequenzierung bezüglich der Treibstoffzuführung eingegangen.

### **2.1. Anforderungen an Zündtechnologien**

Die grundlegende Aufgabe eines Zündsystems ist die zuverlässige Zündung der Treibstoffe innerhalb der Brennkammer. Dem entspricht ein notwendiger Energieeintrag innerhalb einer gegebenen Zeitspanne in das System, das die Transformation des Stoffgemischs von einem nicht reagierenden Zustand in einen selbsterhaltenden Verbrennungszustand sicherstellt. Dabei ist in Raketenbrennkammern diese Funktionalität insbesondere im Hinblick auf die Treibstoffzuführung sicherzustellen, die eng mit dem Zündprozess verknüpft ist und maßgeblich die Dynamik der Treibstoffmassenströme, der Temperatur- und Druckgradienten bei Einspritzung in die Brennkammer definieren.

Neben dieser Anforderung ergeben sich aus den Einsatzszenarien der zu zündenden Antriebe unterschiedliche Anforderungen an die zulässige Komplexität und die notwendige Flexibilität des Zünd-

systems. Die erforderliche Anzahl der Zündungen ist anwendungsabhängig und reicht von einmaliger Zündung von Feststoffraketen oder der einmaligen Wiederzündung innerhalb weniger Stunden bei Oberstufentriebwerken über mehrere Zündungen bei wiederverwendbaren Trägersystemen bei vertikalem Start und Landung [DEC<sup>+</sup>18] bis hin zu einer Millionen Wiederzündungen über Jahre verteilt bei Lageregelungstriebwerken von Satelliten. In Tabelle 2.1 ist die Anzahl der Zündungen für unterschiedliche Triebwerke und Anwendungsszenarien aufgeführt. Im Kontext der Systemintegration muss das Zündsystem kompatibel sein mit dem zulässigen Gewicht, der verfügbaren Bauraumgröße, den thermodynamischen Randbedingungen, insbesondere den Druck- und Temperaturgradienten und deren Absolutwerten, den Triebwerksvibrationen, den elektromagnetischen Randbedingungen und den verfügbaren Betriebsmitteln wie elektrischer Leistung und Versorgungsmedien. Zusätzlich ist der Kostenfaktor ein wichtiger werdender Aspekt aller Subsysteme geworden, der auch das Zündsystem betrifft [IGR<sup>+</sup>17].

Weiterführende Kompatibilitätsanforderungen betreffen die rechtlichen Einschränkungen von Bauteilen (ITAR) und nutzbarer Medien (REACH, [Eur18]) bei der Integration, Lagerung und der Nutzung an Startplätzen von Trägerraketen. Aus technischer Sicht gibt es folgende Anforderungen an das Gesamtsystem „Triebwerk“ für eine erfolgreiche Zündung der Brennkammer(n):

- Bereitstellung und Aufbereitung eines zündfähigen Treibstoffgemisches am Ort und zum Zeitpunkt der Zündung durch das Treibstoffversorgungssystem und den Einspritzkopf
- Bereitstellung von ausreichend Energie oder Radikalen durch das Zündsystem am Ort und zum Zeitpunkt der Zündung
- Sicherstellung von Einspritzbedingungen der Treibstoffe, die eine Flammenausbreitung und Stabilisierung der Verbrennung ermöglichen.

Unter diesen Aspekten müssen etablierte und neu entwickelte Zündsysteme erprobt werden, um den Einsatz in neuen oder existierenden Triebwerken zu beurteilen.

## 2.2. Zündtechnologien für Raketenbrennkammern mit kryogenen Treibstoffen

Zündtechnologien lassen sich durch eine Vielzahl von Parametern gruppieren. Eine Möglichkeit ist die Einordnung nach technologischem Entwicklungsstand („in Entwicklung“ (TRL<9) oder „flugerprobte Komponente“ (TRL=9)) und der Art der Energieeinbringung in die Brennkammer („direkt“ oder „indirekt“). Die direkten Zündsysteme bringen den Energieeintrag direkt in der Brennkammer ein. Die indirekten Zündsysteme hingegen generieren Heißgase in einer vorgelagerten Kammer und bringen die Energie als Pilotflamme in die Hauptbrennkammer ein. Die Übersicht für eine Auswahl von Technologien ist in Tabelle 2.2 gezeigt. Zu den fluggetriebenen Zündtechnologien gehören die pyrotechnischen Zündung, die funkenbasierte Gasfackelzündung, die katalytische Zündung und die hypergole bzw. pyrophore Zündung. Detaillierte Beschreibungen der verschiedenen etablierten Systeme wurden beispielsweise von Hurlbert et al. [HMC04], Oswald [Osc17] und Welland et al. [WBV10] formuliert. Pyrotechnische Zünder finden in Europa als indirekte Systeme Anwendung, während in russischen Triebwerken auch Pyroladungen an hölzernen Strukturen direkt in der Brennkammer angebracht werden. Neben der Resonanzzündung, der plasmaunterstützten Zündung, der Mikrowellenzündung und der Zündung mittels einer direkt in die Hauptbrennkammer realisierten Hochspannungsentladung („coil-on-plug“) stellt die laserbasierte Zündung eine in den letzten zwei Jahrzehnten intensiv untersuchte Zündtechnologie dar, die zentrales Thema der vor-

liegenden Arbeit ist. Die technisch-physikalischen Grundlagen der laser-basierte Zündung werden in Kapitel 3 detailliert dargestellt. Auf die möglichen Systemarchitekturen von Laserzündern und Integrationsoptionen wird in Abschnitt 3.8 eingegangen.

### **2.3. Zündprozess und -sequenzierung**

Der Vorgang der Zündung als Teilprozess des Hochfahrens eines Raketentriebwerks ist aufgrund der signifikanten räumlichen und zeitlichen Gradienten der Massenströme und thermodynamischen Größen ein instationärer Zustand. Als Konsequenz finden die chemischen Reaktionen im Nichtgleichgewicht statt. In kryogenen Raketentriebwerken wird der Zündprozess durch eine große Anzahl von Parametern beeinflusst. Dazu zählen die Triebwerksarchitektur und der Triebwerkszyklus, die Treibstoffkombination, die Art der Treibstoffförderung z.B. durch Turbopumpen und die Zuleitungen zur Brennkammer. Die Dynamik der Treibstoffeinspritzung in die Brennkammer wird durch den Triebwerkszyklus und das Einspritzkonzept, die Spezifikationen der Ventile, die Zuleitungslängen und die Sequenzierung beeinflusst. Daraus resultieren die für die Zündung relevanten thermofluidodynamischen Zustände im Brennraum wie Strömungsfeld, Mischungsverhältnisverteilung und thermodynamische Zustände zum Zeitpunkt der geplanten Zündung. Dabei besitzt der Zündvorgang selbst starke Wechselwirkung mit anderen transienten Brennkammerprozessen wie der Treibstoffeinspritzung und -aufbereitung und der mit der Zündung der Treibstoffe verbundene Verbrennungsdynamik.

Die Zündsequenz von kryogenen Raketenbrennkammern unterteilt sich in mehrere Schritte, die sich nach der verwendeten Zündertechnologie und dem Triebwerkszyklus richtet. Zentraler Aspekt ist dabei die Kontrolle der Treibstoffmassenströme sowie die Aktivierung des Zünders. Betrachtet man die Abfolge für LOX/LH<sub>2</sub>-Hauptbrennkammern, die mit einem Gasfackelzünder gezündet wer-

den, kann dieser Prozess in mehrere Phasen unterteilt werden [BDH91, Roc14, Osc18]:

1. Spülung und Vorkühlung der Treibstoffleitungen mit Helium um das Verblocken der Leitungen durch starkes Verdampfen der kryogenen Treibstoffe zu verhindern und eventuell vorhandene Luftfeuchtigkeit zu verdrängen.
2. Aktivierung des Gasfackelzünders, der meist sauerstoffreich betrieben wird [FVBB02].
3. Brennstoffeinspritzung
4. Sauerstoffeinspritzung
5. Zündung der Brennkammer
6. Abschalten des Gasfackelzünders

Die Sequenzierung der Treibstoffeinspritzung in die Brennkammer und die Aktivierung des Zünders hat maßgeblichen Einfluss auf den Erfolg der Zündung in Punkt 5 unter dem eine Vielzahl von physikalischen Vorgängen bis hin zur Stabilisierung der Verbrennung subsummiert sind.

Dieser Aspekt lässt sich für die Treibstoffkombination GOX/GCH<sub>4</sub> und GOX/GH<sub>2</sub> in Bezug auf die jeweiligen Zündgrenzen in N<sub>2</sub> veranschaulichen, die in Abb. 2.1 dargestellt sind. Vergleicht man zunächst die Zündgrenzen wird deutlich, dass GOX/GH<sub>2</sub> für einen größeren Mischungsbereich zündfähig ist, während für GOX/GCH<sub>4</sub> vor allem im treibstoffreichen Bereich keine Zündfähigkeit vorliegt. Daraus ergibt sich eine höhere Sensitivität des Zündvorgangs innerhalb der Brennkammer bezüglich der Sequenzierung. Unter der stark vereinfachenden Annahme der homogenen Mischung der Treibstoffe in der Brennkammer unter Standardbedingungen kann der Verlauf für eine Sequenzierung mit treibstoffreichem und sauerstoffreichem Vorlauf dargestellt werden (siehe Abb. 2.2). Dabei

wird angenommen, dass Stickstoff anstatt Helium als Spülmedium für LOX/CH<sub>4</sub>-Systeme verwendet werden kann, was einen potentiellen Vorteil dieser Treibstoffkombination darstellt. Ausgehend von reiner Stickstoffatmosphäre wird auf der linken Seite der Verlauf des Mischungsverhältnisses und der Massenanteile der Treibstoffe zeitlich aufgelöst dargestellt. Auf der rechten Seite ist der jeweilige Verlauf im Zündfähigkeitsdiagramm mit unterlegter Zündgrenze bei Standardbedingungen gezeigt. Die roten bzw. grünen Quadrate deuten aufeinander folgende, diskrete Zündzeitpunkte im Abstand von 20 ms an. Rote Quadrate repräsentieren Zeitpunkte, zu denen aufgrund der Mischung keine Zündung möglich ist, während grüne Quadrate Mischungsverhältnisse repräsentieren, die eine Entzündung des Gemischs erlauben. Der Ausgangspunkt der Trajektorie ist entsprechend der Konditionierung des Brennraums festgelegt: Für Treibstoffvorlauf oder Sauerstoffvorlauf verschieben sich die Ausgangskordinaten entsprechend und ermöglichen so ein früheres oder späteres Erreichen der Zündfähigkeit. Diese Form der Darstellung repräsentiert jedoch nicht die tatsächlichen Bedingungen im Brennraum einer Raketenbrennkammer, da die typischerweise koaxiale Einströmung der Treibstoffe sowie Effekte der Druck- und Temperaturänderungen und der turbulenten, nicht vorgemischten Strömung unberücksichtigt bleiben. Diese haben jedoch auf die Zündgrenzen einen großen Einfluss (siehe Kapitel 3). Dennoch verdeutlicht dieses Gedankenexperiment den Effekt der Sequenzierung als auch der Brennstoffwahl auf die Auslegung und Kontrolle des Zündprozesses in Raketenbrennkammern. Daher kann es für gegebene Triebwerkskonfigurationen auch ein Mischungsverhältnis für optimale Zündbedingungen geben, das sich vom Mischungsverhältnis des stationären Betriebs unterscheidet [HH92].

Neben umfangreichen Testkampagnen zur Auslegung und Qualifizierung von Zündsequenzen werden vermehrt numerische Werkzeuge wie 0D oder 1D-Simulationen für Triebwerkstransienten verwendet, um den Zündsequenzen mit reduziertem Testaufwand si-

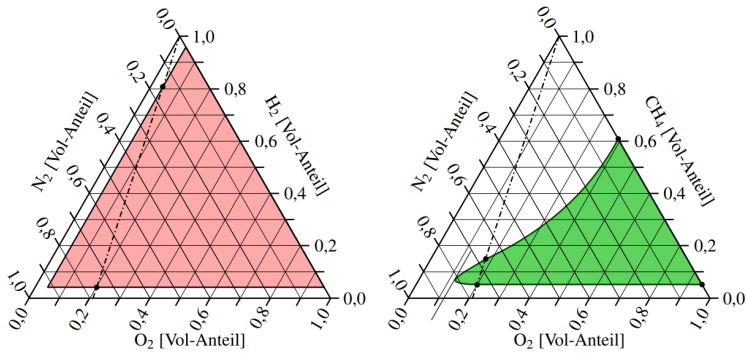


Abbildung 2.1.: Zündfähigkeitsdiagramm für H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> auf Basis von Dwyer [DJHP03] und für CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> von Zabetakis [Zab64] bei homogener Mischung in Ruhe und P=1 bar und T=293 K.

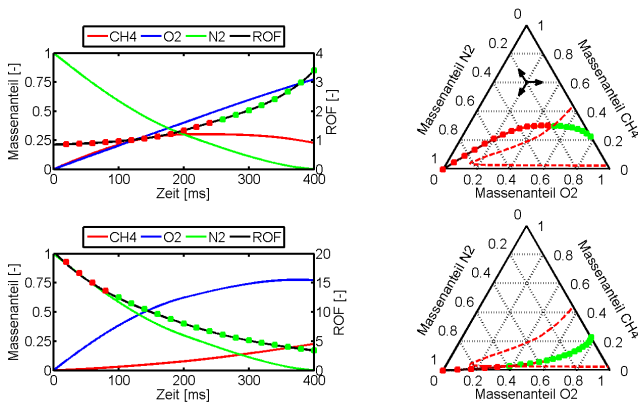


Abbildung 2.2.: Vergleich von treibstoffreicher (oben) und sauerstoffreicher (unten) Sequenzierung eines Zündversuchs. Rote Quadrate repräsentieren Zeitpunkte, zu denen aufgrund des Mischungsverhältnisses keine Zündung möglich ist, grüne Quadrate repräsentieren Zeitpunkte, die eine Entzündung des Gemischs erlauben.

cherzustellen [Man10, DM12]. Für den Brennkammerzündprozess sind trotz stetig steigender Rechenkapazitäten numerische Simulationen der transienten Strömungs- und Zündprozesse in Raketen-triebwerken mit kryogenen Treibstoffen weiterhin sehr anspruchsvoll sowie zeit- und ressourcenintensiv. Insbesondere wenn die Treibstoffe unterkritisch vorliegen und daher beim Hochfahren Phasengrenzen überschreiten, wird die Modellbildung komplex, insbesondere durch die thermische Wechselwirkung der Treibstoffen mit der Triebwerksstruktur [Roc14, Lac09]. Daher sind für das Erproben des sicheren Hochfahrens von Triebwerken weiterhin Grundlagenexperimente und Versuchskampagnen zur Qualifizierung von Raketen-triebwerken essentiell.

Zur Charakterisierung eines Zündvorgangs in Raketenbrennkammern werden häufig zwei Eigenschaften herangezogen, um eine Bewertung der Kombination aus Sequenzierung und Zündmethode vorzunehmen: Die Induktionszeit bzw. Zündverzug und der Zündüberdruck [HMC04].

**Induktionszeit und Zündverzug** Die Induktionszeit  $\tau_{ind}$  ist der Zeitabstand von Energieeintrag bis zum detektierbaren Anstieg eines betriebsrelevanten Parameters wie Temperatur, OH\*-Emission oder Druck. Je nach technischer Anwendung und verfügbarer Diagnostik wird der Parameter und dessen Schwellwert zur Definition dieser Zeit jedoch unterschiedlich festgelegt und in der Literatur inkonsistent verwendet. Dagegen wird der Begriff „Zündverzug“ häufig definiert als Zeitspanne zwischen dem Aktivierungsbefehls des Zünders und dem Anstieg eines betriebsrelevanten Parameters. Für hypergole Triebwerke wird die Zeitspanne zwischen Ventilöffnung und Anstieg eines betriebsrelevanten Parameters genutzt.

Im Allgemeinen ist die Induktionszeit eine Funktion der Temperatur  $T$ , Drucks und Zusammensetzung des zu zündenden Mediums. Entsprechend der Reaktionsgeschwindigkeit  $W_i$  auf Basis des Arr-

heniusgesetzes für zwei Reaktionspartner

$$W_i = C_i \cdot T^\beta \cdot c_{1,i} \cdot c_{2,i} \cdot \exp(-E_{a,i}/RT) \quad (2.1)$$

mit  $c_{1,i}$  und  $c_{2,i}$  der Stoffmengenkonzentration der zwei Edukte und  $E_{a,i}$  der Aktivierungsenergie, hängt die Induktionszeit  $\tau_{ind}$  exponentiell von der inversen Temperatur ab [WMD16]:

$$\tau_{ind} \propto \exp(C_2/T) \quad (2.2)$$

Betrachtet man den Zündprozess bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten, sodass viskose Heizprozesse und akustische Interaktionen vernachlässigt werden können, lässt sich nach Mastorakos [Mas09] die Leistungsdichte innerhalb der Brennkammer für inhomogene Treibstoffverteilung darstellen als:

$$c_{p,m} \left\{ \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_k T)}{\partial x_k} \right\} = \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) - \sum_{i=1}^N h_i W_i + \rho D \frac{\partial T}{\partial x_k} \sum_{i=1}^N c_{p,i} \frac{\partial w_i}{\partial x_k} + q_{Z\underline{u}nder} - q_{Verluste} \quad (2.3)$$

Darin sind  $c_{p,m}$  die massenanteilgemittelte Wärmekapazität des Gemischs,  $h_i$  die absolute Enthalpie von Spezies  $i$ ,  $W_\alpha$  die Bildungsrate von Spezies  $i$ ,  $D$  der für alle Spezies als konstant angenommene Diffusionskoeffizient,  $q_{Z\underline{u}nder}$  die durch den Z\underline{u}nder eingebrachte Leistungsdichte und  $q_{Verluste}$  die Verlustleistung \u00fcber die Systemgrenze, hier die Brennkammerstruktur. Insbesondere ist die Dynamik abh\u00e4ngig vom Anfangsdruck.

Mehrere Aspekte werden durch diese Darstellung deutlich:

- Die Temperatur im Brennraum sinkt nach dem Ende eines lokalisierten Energieeintrags des Z\underline{u}nders  $q_{Z\underline{u}nder}$  zun\u00e4chst durch W\u00e4rmeleitung und Diffusion, da der Reaktionsw\u00e4rmeterm  $\sum_{i=1}^N h_i W_i$  bei geringen Temperaturen sehr klein ist und die exothermen Kettenverzweigungsreaktionen noch nicht dominieren

(siehe Gleichung 2.1). Da die chemische Reaktionsrate exponentiell mit der Temperatur steigt, kann es ab einem bestimmten Zeitpunkt durch Turbulenz, der Ausdehnung der Verbrennungszone und den Kettenfortpflanzungsreaktionen zum exponentiellen Anstieg der Temperatur in der Brennkammer kommen, falls die Temperatur nach der Induktionszeit noch hinreichend hoch ist. Dieser Vorgang in einem System wird als sogenannter „chemical runaway“ oder „chain explosion“ bezeichnet [WMD16] und wurde für die thermische Zündung in geschlossenen Volumen erstmals durch Semenov beschrieben [GY08]. Beispielhaft ist der berechnete Temperatur- und Leistungsdichteverlauf für eine Zündung eines GOX/GH<sub>2</sub>-Gemischs mittels Zündkerze in Abbildung 2.3 dargestellt, der von Lacaze [Lac09] simuliert wurde.

- Der Ablauf der Zündung ist stark von den lokalen Stoffmengenkonzentrationen  $c_i(\vec{x}, t) = \frac{w_i \rho}{m_i}$  im Brennraum und der räumlichen und zeitlichen Verteilung des Energieeintrags in die Brennkammer abhängig. Für funkenbasierte Zündungen breitet sich die Verbrennungszone zunächst lokal aus, während bei Einströmung von heißen Gasen durch einen Gasfackelzünder oder eine pyrotechnische Ladung ein größeres Volumen auf die Selbstzündtemperatur gebracht wird oder durch Radikale der Zündprozess induziert wird.

Allein bei dieser Darstellung wird deutlich, dass die Verwendung des Begriffs der Induktionszeit oder des Zündverzugs nicht vergleichbar auf unterschiedliche Zündsysteme anzuwenden ist. Für ein gegebenes Zündsystem beeinflusst die Treibstoffwahl und die Sequenzierungsstrategien den Zünderfolg und den Zündverzug maßgeblich: Beispielsweise wurden für laserinduzierte Zündvorgänge von Liou et al. [Lio94] Zündverzugszeiten in GOX/GH<sub>2</sub>-Gemischen und GOX/GCH<sub>4</sub>-Gemischen verglichen, wobei der Zündverzug  $\Delta t_{ZV}$  als Zeit zwischen Laserpulserzeugung und Druckanstieg definiert

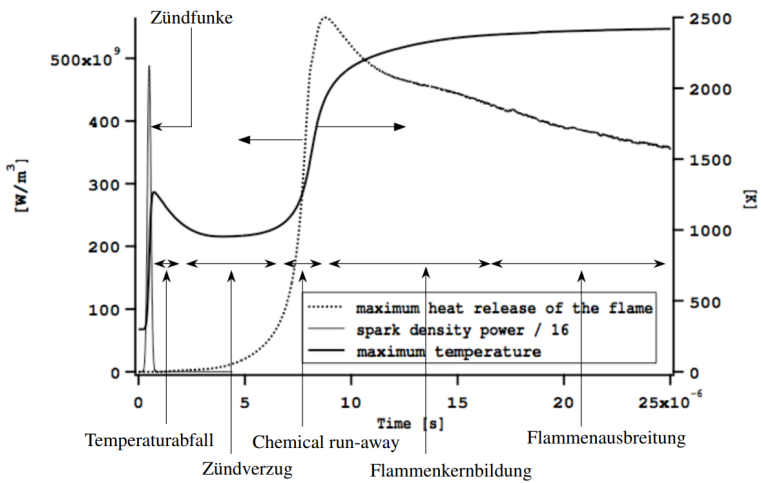


Abbildung 2.3.: Berechneter Leistungsdichte- und Temperaturverlauf für die Zündung eines idealen GOX/GH<sub>2</sub>-Gemischs ( $T=300\text{K}$ ,  $P=1,87$  bar,  $\text{ROF}=4$ ) durch Energiedeposition von Lacaze [Lac09].

wurde. Dabei ergaben sich folgende Unterschiede des Zündverzugs:

$$0,4 \text{ ms} < \Delta t_{ZV} < 1 \text{ ms} \quad \text{für GOX/GH}_2 \quad (2.4)$$

$$1,2 \text{ ms} < \Delta t_{ZV} < 4 \text{ ms} \quad \text{für GOX/GCH}_4 \quad (2.5)$$

Die Intervalle resultierten aus den Mischungsverhältnisvariationen mit einem jeweiligen Minimum der Zündverzugszeiten für stöchiometrische Mischungsverhältnisse.

**Zündüberdruck** Eine weitere Eigenschaft der Zündung in Brennkammern ist der Zündüberdruck, der als maximaler Druck über dem Zielbrennkammerdruck bei stationärem Betrieb definiert ist. Idealerweise wird ein Überdruck durch die angepasste Sequenzierung und Zündstrategie vermieden oder minimiert, da durch zu große Druckdifferenzen die strukturelle Integrität der Brennkammer oder des Einspritzkopfs nicht gewährleistet werden kann. Zudem werden Druckspitzen als mögliche Ursache von nieder- oder hochfrequenten Instabilitäten beschrieben, die sich bis in das Treibstoffversorgungssystem fortpflanzen können. In Bezug auf den Zündüberdruck werden Zündvorgänge in sogenannte *harte* Zündungen mit hohen Überdrücken und *weiche* Zündungen mit geringen oder ohne Überdrücken aufgeteilt. In der Literatur existiert für diese zwei Gruppen allerdings keine konsistente Abgrenzung, zumal die Identifikation der entsprechenden Druckdynamiken an die verfügbare Messtechnik gebunden ist [HH92].

In einem stark vereinfachenden Modell nach Barrère et al. [BJVV60] kann der Zündüberdruck  $P_{max}$  mittels der Treibstoffakkumulation zwischen dem Beginn der Einströmung der Treibstoffe und dem Zeitpunkt der Zündung abgeschätzt werden. Dabei wird eine lineare Interpolation zwischen Überdruck und Zielbrennkammerdruck  $P_{Ziel}$  durch das Verhältnis der akkumulierten Treibstoffmasse vor Zündung ( $\bar{m}_i \tau_i$ ) zur Masse in der Brennkammer im stationären Be-

triebszustand ( $\bar{m}\tau_r$ ) angenommen:

$$P_{max} = P_{Ziel} \cdot \frac{\bar{m}_i \tau_i}{\bar{m} \tau_r} \quad (2.6)$$

Darin sind  $\bar{m}_i$  der mittlere Massenstrom von Ventilöffnung bis Zündung nach der Zeit  $\tau_i$ ,  $\bar{m}$  der Gleichgewichtsmassenstrom bei stationärem Betrieb,  $\tau_r = m_{total}/\dot{m}_e$  die Aufenthaltsdauer der Treibstoffe in der Brennkammer bei stationärem Betrieb,  $m_{total}$  die Gesamtmasse in der Brennkammer und  $\dot{m}_e$  der Massenstrom durch die Düse.

Diese Darstellung beschreibt den Zündprozess nicht auf reaktionskinetischer Skala, sondern als Ansatz in Bezug auf die Ventilöffnungszeiten und dem Druckanstieg in der Brennkammer. Dabei finden Aspekte wie die Induktionszeit  $\tau_{ind}$ , strömungsdynamische Effekte, die Art der Energieeinbringung und der Mischungsverhältnisdynamik keine Berücksichtigung. Dennoch verdeutlicht dieser Ansatz, dass eine Treibstoffanreicherung in der Brennkammer zu hohen Druckspitzen führen kann.

Beide Parameter werden in Abschnitt 6.3.3 zur Charakterisierung der laserbasierten Zündung herangezogen.

Anwendung/Triebwerk	Schub	Anzahl Zündungen	Zünderart
Ariane 5 Booster / EAP P238	5500 kN	1	pyrotechnisch
Ariane 5 Hauptstufe / Vulcain 2	1359 kN	1	pyrotechnisch
Ariane Next 1. Stufe / Prometheus	1000 kN	3	tbd
Ariane Next 2. Stufe / Prometheus	1000 kN	2	tbd
Falcon 9 / Merlin 1D	690 kN	≥3	pyrophor (TEA-TEB)
CALLISTO VTVL / RSR2	40 kN	≥3	tbd
Ariane 6 Oberstufe / Vinci	180 kN	5	Hochdruckgasfackel
Apogäumstriebwerk	400 N	135	hypergol (MMH/NTO)
Ariane 5 / RCS	400 N	6000	hypergol (MON/MMH)
Teleskop Herschel / OMS	20 N	93130	Einstoffsystem (N2H4)
ATV / RCS	200 N	270000	hypergol (MMH/NTO)
Satelliten / RCS	10 N	1000000	hypergol (MMH/NTO)

Tabelle 2.1.: Zündzyklen für verschiedene Treibwerksanwendungen in der Raumfahrt [Osc18, DEC<sup>+</sup>18, SMD05, Man12, FVBB02, Tur09, DMC<sup>+</sup>19, IGR<sup>+</sup>17, ADK<sup>+</sup>19]

		Entwicklungsstatus	
		in Entwicklung (TRL<9)	flugerprobt (TRL=9)
Energieeintrag	direkt	Laserzünder [BGV16] Mikrowellenzündung [BGV16] Plasmaunterstützte Z. [JCB <sup>+</sup> 08, CSD81] Koronazündung ( <i>direct spark</i> ) [MS16]	Hypergole Zündung [WBV10] Pyrophore Zündung [See13] Pyrotechnische Ladung
	indirekt	Resonanzzünder [PP71] Bodenzündung [SMM <sup>+</sup> 19]	Pyrotechnischer Zünder [WBV10] Gasfackelzünder [Rep94, Kwa12] Katalytischer Zünder [Gre89]

Tabelle 2.2.: Eingruppierung relevanter Zündertechnologien für Raumfahrtantriebe.



# **3. Laserinduzierte Zündung von Raketebrennkammern**

Dieses Kapitel beginnt mit einer Kurzübersicht der verschiedenen Mechanismen der laserinduzierten Erzeugung von Plasmen und einer Übersicht zu bisherigen Arbeiten im Themenfeld. Anschließend wird der Ablauf des laserbasierten Zündprozesses in Raketebrennkammern beschrieben und hierfür ein vierstufiges Modell formuliert sowie deren Zeitskalen diskutiert. Darauf folgt die Beschreibung der zwei technischen Umsetzungen: der laserplasma-induzierten Zündung (LPI) und der laserablations-induzierten Zündung (LAI). Weiterhin werden die relevanten Systemarchitekturen von Laserzündern und deren Integrationsoptionen in Schubkammern diskutiert. Das Kapitel endet mit einer Übersicht miniaturisierter Laserzündsysteme und numerischer Untersuchungen.

## **3.1. Mechanismen der laserinduzierten Zündung**

In den meisten Übersichtsartikeln zu den Grundlagen der laserinduzierten Zündung von Treibstoffen werden vier verschiedene Mechanismen der laserinduzierten Zündung formuliert [TKW10, BSSW04, Phu06], wobei umfassende Darstellungen von Morsey [Mor12] und George [Geo17] gegeben werden: Bei der „Thermischen Zündung“ und der „Photochemischen Zündung“ kommt es

vor der Zündung nicht zu einem dielektrischen Zusammenbruch des zu zündenden Mediums während bei der „resonanten Zündung“ sowie der „nicht-resonanten Zündung“ eine dielektrischer Zusammenbruch durch die Photonen herbeigeführt wird. In den oben genannten Arbeiten wird jedoch nicht zwischen der laserinduzierten Erzeugung von Plasmen und dem Begriff der Zündung unterschieden. Auf diesen Aspekt wird in Abschnitt 3.4 nochmals eingegangen.

### 3.1.1. Thermische Zündung

Bei der thermischen Zündung erhöhen die Photonen die Temperatur eines Festkörpers oder regen die Rotations- oder Vibrationsmoden von Treibstoffmolekülen in Flüssigkeiten oder Gasen an, bis die Selbstzündtemperatur des Treibstoffgemisches im Kontakt mit dem Festkörper überschritten wird. Für diesen Prozess werden jedoch häufig CO<sub>2</sub>-Laser oder Diodenlaser im Dauerstrichbetrieb verwendet, um die notwendige Photonenfluenz bzw. Energieflächendichte in der Größenordnung von  $F_{ph} \approx 1 \text{ J/m}^2$  zu erreichen. Dieser Mechanismus wird hauptsächlich auf Feststoffe angewendet, da die Absorption hierbei signifikant höher ist als für Gase oder Flüssigkeiten. Beispielsweise untersuchten Dyrda et al. [DMC<sup>+</sup>20] die Zündung von Polymethylmethacrylat (PMMA) und GOX in Hybridtriebwerken mittels Fokussierung eines Laserstrahls eines Multimodendiodenlaser auf den Brennstoff PMMA. Dabei identifizierten die Autoren Zündverzugszeiten im Bereich von 0,7 bis 4,3 s.

Ein Spezialfall der thermischen Zündung ist die Ablationszündung für kryogene Treibstoffe, die durch eine Fokussierung des Laserpulses auf einen Festkörper realisiert wird: Übersteigt die Intensität die Ablationsschwelle, so wird das Ablationsmaterial in flüssige oder gasörmige Phase überführt und in die umgebende Atmosphäre geschleudert. Dadurch wird die Schwelle für den nichtresonanten, dielektrischen Zusammenbruch des Mediums abgesenkt,

sodass es zu einer Plasmabildung oberhalb des Festkörpers kommt. Auf Aspekte dieses Mechanismus wird in Abschnitt 3.6 gesondert eingegangen.

### 3.1.2. Photochemische Zündung

Bei der photochemischen Zündung dissoziieren Moleküle durch die Absorption eines Photonen ohne dass es zur Photionisation kommt. Sobald die Produktionsrate der Radikale höher als deren Rekombinationsrate ist und diese mit dem umgebenden Gas durch Kettenverzweigungsreaktionen reagieren, setzt die Verbrennung ein. Nachteil dieser Zündart ist die notwendige präzise Abstimmung der Laserwellenlänge auf die Absorptionswellenlänge der Moleküle, die meist im UV-Bereich liegt und damit eine kompakte Bauweise von Lasersystemen für technische Anwendungen mit begrenztem Bauraum ausschließt.

### 3.1.3. Zündung durch resonante Ionisation

Bei der resonanten Anregung werden Moleküle durch die Absorption von mehreren Photonen nichtresonant angeregt und dissoziieren (Photodissoziation). Die so entstandenen Atome werden durch ein oder mehrere Photonen resonant ionisiert (Photoionisation), sodass ungebundene Elektronen und Ionen erzeugt. Durch inverse Bremsstrahlung werden die Elektronen weiter beschleunigt und durch Stöße mit Molekülen werden neue Ionen und Elektronen erzeugt. Für die resonante Anregung z.B. für Sauerstoff durch 2-Photonen Ionisation wird ein abstimmbarer UV-Laser bei 225,6 nm benötigt, sodass wiederum eine technische Anwendung bei gegenwärtigem Stand der Lasertechnik aufgrund der Baugrößen und Robustheit des Lasers nicht umsetzbar ist.

### 3.1.4. Zündung durch nichtresonante Photoionisation

Bei der nichtresonanten Zündung wird ein Laserpuls fokussiert, sodass die Intensität  $I$  bzw. die lokale elektrische Feldstärke  $E$  groß genug ist, um einen dielektrischen Zusammenbruch im Medium zu erreichen. Diese Durchbruchsschwelle liegt laut Phuoc [Phu00a] in Luft unter Standardbedingungen bei  $I_{thr} = 2 \text{ TW/cm}^2$ . Dies entspricht einer elektrischen Feldstärkenamplitude von

$$E_{0,thr} = \sqrt{\frac{2}{n\epsilon_0 c}} \cdot I_{thr} \approx 38,8 \text{ MV/cm}$$

mit dem Effektivwert von  $E_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_{thr} = 27,5 \text{ MV/cm}$ . Das durch den Laser erzeugte Plasma induziert bei ausreichender Energiedichte den Verbrennungsprozess. Dieser Prozess und dessen Abhängigkeit von triebwerksrelevanten Parametern werden im nächsten Abschnitt dargestellt. In Bezug auf die Anzahl der Veröffentlichungen ist dieser laserinduzierte Zündmechanismus der am meistuntersuchtete für Verbrennungskraftmaschinen [PBH<sup>+</sup>18] als auch für Luft- und Raumfahrtantriebe [BGV16]. Dieser Umstand ist auf die weite Verbreitung von gepulsten Nd:YAG-Lasersystemen zurückzuführen, sodass im Labormaßstab mittels einer Linse ein Plasma in Luft bei Standardbedingungen realisiert werden kann. Die Miniaturisierung dieser Lasersysteme hat darüber hinaus die technische Anwendbarkeit in anwendungsnahen Aufbauten ermöglicht, worauf in Abschnitt 3.8 eingegangen wird.

## 3.2. Übersicht zu Arbeiten zur laserbasierten Zündung in Raketenbrennkammern

Die im folgenden zusammengefassten Arbeiten zur laserbasierten Zündung in Raketenbrennkammern dienen dem Überblick im The-

menfeld in chronologischer Abfolge. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Details dieser Veröffentlichungen werden anschließend in den darauf folgenden Abschnitten beschrieben.

Erste, grundlegende Untersuchungen zur laserbasierten Zündung in Raketenbrennkammern wurden für die Treibstoffkombinationen GOX/GH<sub>2</sub>, GOX/GCH<sub>4</sub>, GOX/RP-1 und GOX/GCO von Liou [Lio94] durchgeführt. Hierfür wurde ein Nd:YAG-Laborlaser und eine zylindrische Brennkammer mit einem, drei sowie fünf Einspritzelementen verwendet. In dieser Arbeit wurde die Anwendbarkeit der Laserzündung für GOX/GH<sub>2</sub> und GOX/GCH<sub>4</sub> festgestellt und die jeweiligen Zündgrenzen und Zündverzugszeiten identifiziert (siehe Abschnitt 3.4). Für GOX/RP-1 wurden höhere Laserpulsenergien benötigt, was auf eine Streuung des Laserpulses durch die RP-1-Tropfen erklärt wird. Für GOX/GCO wurde festgestellt, dass nur durch eine zusätzliche Einspritzung einer kleinen Menge Wasser die Zündung induziert werden konnte. Liou formuliert, dass der Grund hierfür aufgrund fehlender Diagnostiken nicht angegeben werden kann<sup>a</sup>. Die vermessenen elektromagnetischen Emissionen des Laserzünders waren dabei unterhalb der für den Raumfahrtbereich spezifizierten Grenzwerte.

Trinh et al. [TEO<sup>+</sup>03] nutzten unterschiedliche Lasersysteme und bewiesen die Anwendung eines faseroptisch gekoppelten Lasers für GOX/RP-1 in einer Laborbrennkammer mit 31,8 mm Durchmesser und Triplet-Injekoren. Zusätzlich zeigten sie die Anwendung von zwei zeitlich abgestimmten Laserpulsen zur Zündung (Doppelpulsszündung). Details zum Aufbau dieses Laserzünders sind in der Veröffentlichung nicht dokumentiert.

Hasegawa et al. [HKK<sup>+</sup>03] verglichen die Zündeigenschaften

---

<sup>a</sup>Im folgenden Kapitel wird gezeigt werden, dass kleine Wassertropfen eine Verringerung der Durchbruchschwelle um mehrere Größenordnungen zur Folge haben. Dies kann in diesen Versuchen mit Wassereinspritzung zu einer Erhöhung der verfügbaren Energie für den Zündprozess und somit zum Zünderfolg geführt haben.

von GOX/GH<sub>2</sub> und GOX/GCH<sub>4</sub> für eine Anwendung in RCS-Systemen und formulierten eine Lasersystemarchitektur mit Verteilereinheit („laser distributor“) zur Zündung mehrerer Brennkammern durch einen Laser. Bei den Versuchen wurde der Laserpuls auf eine Oberfläche fokussiert, um durch Ablation an dieser Oberfläche die benötigte Pulsenergie zu reduzieren und identifizierten Pulsenergien von 30  $\mu\text{J}$  für GOX/GH<sub>2</sub> und 230  $\mu\text{J}$  für GOX/GCH<sub>4</sub>. Darauf aufbauend veröffentlichten Kumakawa et al. [KKS<sup>+</sup>04] eine Arbeit zur laserbasierten Zündung von zwei RCS-Kammern, die mittels eines Laborlasers und Strahlteilern gezündet wurden.

Am Institut für Raumfahrtantriebe des DLR wurden insbesondere die Zündvorgänge für die Treibstoffkombinationen LOX/H<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> ab dem Jahr 2001 untersucht [SSO01b]. Zunächst stellten die kurzen Laserpulse eine geeignete Methode zur Sicherstellung von präzisen Randbedingungen für die Untersuchung des Zündprozesses selbst dar [SSO01b, SSO01a]. Später verlagerten sich die Forschungsaspekte auf die Untersuchung des Zündprozesses unter Vakuumbedingungen ([RRS<sup>+</sup>05, RSZO06]) und auf die Aspekte der laserbasierten Zündung wie die Zündfähigkeit der Treibstoffmischungen und die Durchführbarkeit der Laserzündung in RCS-Brennkammern ([Man09]). 2013 publizierten Manfletti und Kroupa [MK13] Versuche mit einem miniaturierten Lasersystem mit der Zielsetzung der Technologieentwicklung für Fluganwendungen von RCS- und Oberstufentriebwerken.

Rebrov et al. veröffentlichten in einer Reihe von Arbeiten die Anwendung und numerische Untersuchung der Laserzündung in Versuchsbrennkammern für GOX/CH<sub>4</sub>, GOX/C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH und GOX/Kerosin [RGG12, RGGR12, RKY14]. Die Fortschritte dieser Aktivitäten sind in der Veröffentlichung von 2017 zusammengetragen [RGG17] und resultierten in der Erprobung der Laserzündung des flugqualifizierten Triebwerks RD107 (LOX/Kerosin) durch Sudakov et al. [SCL<sup>+</sup>16]) sowie in einem Konzept zur Zündung aller 32 Triebwerke eines Soyuz-Trägersystems.

Erstmals erprobten und dokumentierten Li et al. [LFY<sup>+</sup>15] die laserbasierte Zündung für die Treibstoffkombination LOX/LCH<sub>4</sub> mittels Tripel-Prallinjektor in einer optischen zugänglichen Brennkammer.

Parallel zu diesen Aktivitäten und zur Erstellung dieser Arbeit wurde durch die europäische Raumfahrtagentur ESA und Ariane-Group die Laserzündtechnologie auf Demonstratortriebwerken untersucht: Soller et al. [SRPK16, Sol17] zeigten als Ergebnis die Anwendung für Expander- und Gasgeneratortriebwerken auf Anwendungsskala für LOX/LH<sub>2</sub> während Fuhrmann et al. [FMK<sup>+</sup>19] die Anwendung für zukünftige Oberstufentriebwerke mit einem Technologiereifegrad (TRL) 6 vorstellten.

### **3.3. Ablauf des Zündprozesses der laserbasierten Zündung in Raketebrennkammern**

Die laserbasierte Zündung in Raketebrennkammern umfasst die Erzeugung des Laserpulses, die Fokussierung des Pulses, die Laser-Plasma-Wechselwirkung, die reaktionskinetischen Prozesse der Treibstoffe infolge der Plasmaerzeugung und die Interaktion des entstehenden Flammenkerns mit dem Strömungsfeld innerhalb der Brennkammer und damit eine hohe Anzahl unterschiedlicher physikalischer Prozesse auf unterschiedlichen Zeitskalen. Zur Veranschaulichung des Ablaufs ist in Abb. 3.2 eine laser-induzierte Zündung in einer optisch zugänglichen Brennkammer (Abb. 3.1) dargestellt, wie sie im Kapitel 5 beschrieben wird. Der Ablauf des Zündprozesses von Raketebrennkammern wurde an Einzelinjektorversuchen für LOX/GH<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> unter anderem von Schmidt et al. [SKH<sup>+</sup>03, SWHO04] sowie Gurliat et al. [GSHO03] für Standardbedingungen in der Brennkammer vor Brennstoffeinspritzung untersucht. De Rosa et al. [RSZO06], Lacaze et al. [LSO09] und

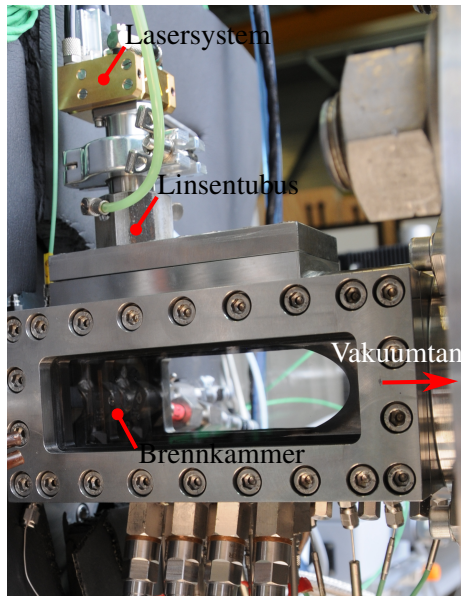


Abbildung 3.1.: Brennkammer mit Laserzünder und lateralen Fenstern zur Untersuchung des Zündprozesses am Teststand M3.1



Abbildung 3.2.: Bildsequenz für einen erfolgreichen Zündversuch in einer optisch zugänglichen Brennkammer mit Laserzünder am Teststand M3.1

Manfletti [MSO09] erweiterten diese Untersuchungen für Grobvakuumbedingungen durch Schlieren- und Chemilumineszenzaufnahmen in optisch zugänglichen Modellbrennkammern.

Zusammenfassend werden in diesen Arbeiten vier Phasen der Flammenausbreitung formuliert, die in Abb. 3.3 schematisch dargestellt werden:

1. Die initiale Zündphase, in der der Energieeintrag in die Brennkammer, eine Flammenkernbildung sowie ein Transport des Kerns durch Konvektion im Strömungsfeld der Brennkammer stromab stattfindet. Diese Phase dauert etwa 0,5 ms.
2. Die Flammenpropagationsphase, in der die Treibstoffe in den Rezirkulationszonen umgesetzt werden und durch einen Anstieg des Drucks und der Flammenintensität charakterisiert sind. Diese Phase dauert etwa 0,1 bis 2 ms. Dabei wurden *harte* und *weiche* Zündungen unterschieden, die sich nach dem maximalen Brennkammerdruck unterscheiden, ohne eine eindeutige Schwelle für die Abgrenzung zu nennen. Die Ursache dieser zwei Verläufe waren nach Gurliat et al. [GS-HO03] die sich in den Rezirkulationszonen eingestellten Mischungsverhältnisse, die sich aus der Sequenzierung vor der Zündung ergaben. Wohlhüter [Woh] identifizierte experimentell und numerisch für Tests mit GOX/GCH<sub>4</sub>, dass eine sauerstoffreiche Sequenzierung und damit Rezirkulationszonen zu harten Zündungen führen können. Manfletti et al. [MSO09] formulierten die Relevanz der Weberzahl, der Einspritzgeschwindigkeit des LOX, und der Kombination von Ohnesorgezahl und Reynoldsnummer als Unterscheidungsgröße für *harte* oder der *weiche* Zündung. Demnach traten *harte* Zündungen für hohe Weberzahlen ( $We \approx 40000$ ) und kleine Impulsstromdichteverhältnisse ( $J \approx 0,5$ ) auf bei gleichzeitigen hohen Massenströmen. Alle hier genannten Arbeiten wurden dabei an Einzelinjektoren durchgeführt.

3. Das Abheben der Verbrennungszone durch Konvektion und das Verlöschen der Verbrennung in den Rezirkulationszonen. Während dieser bis zu 5 ms andauernden Phase sinkt die Flammenintensität wie auch der Brennkammerdruck.
4. Die Flammenankerungsphase, die bis zu 50 ms andauerte. Während dieser Phase entwickelt sich die Verbrennungszone wiederum in Richtung Injektor und ankert entweder am Injektor oder aber an einer Position stromab der Injektorstirnfläche, wo sich ein Gleichgewicht aus Konvektionsgeschwindigkeit und Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten einstellt.

In diesen Betrachtungen werden die Prozesse des Energieeintrags durch den Laser und der Übergang des Laserplasmas zum Flammenkern jedoch nicht betrachtet, können dafür aber für beliebige Zündtechnologien mit lokalisiertem Energientrag angewendet werden.

Aus diesen vier Phasen wurden 3 Szenarien für den Ablauf eines Zündversuchs entwickelt:

1. Das Ausblasen der Verbrennungszone nach Phase 2
2. Das Szenario in 3 Phasen, bei der das Abheben der Verbrennungszone (Phase 3) nicht stattfindet, sondern die Flamme direkt ankert und sich stabilisiert.
3. Das Szenario in den oben beschriebenen 4 Phasen.

Bei diesen Untersuchungen mit Hochenergielasersystemen für den Laborbetrieb wurde die Energieeinbringung durch hinreichende (d.h. maximale) Pulsenergien sichergestellt. Aufgrund der limitierten Laserpulsenergie von miniaturisierten Systemen und damit der verfügbaren Zündenergie, ist die Flammenkernbildung jedoch eine kritische Phase während der Zündung. Diese Aspekte der minimal notwendigen Pulsenergie wurden von Manfretti et al. detailliert [Man09, Man14b, Man14a] und zu dem Szenario des Ausblasen der Flamme

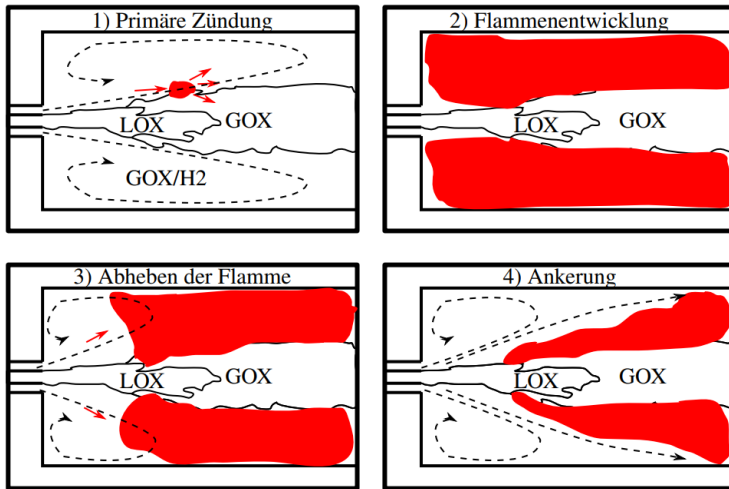


Abbildung 3.3.: Schematischer Ablauf der Flammenausbreitung in 4 Phasen nach Gurliat et al. [GSHO03] für einen Scherkoaxialinjektor.

wurde das Szenario der ausbleibenden Flammenkernentwicklung hinzugefügt.

Neben der Zündung von Raketenbrennkammern wurde der Prozess der Zündung in anderen technischen Anwendungen ebenfalls formalisiert: Die Abfolge der funkenbasierten Zündung in Gasturbinen wird durch Mastorakos [Mas17] in vier Phasen beschrieben: der Flammenkernerzeugung („kernel generation“), dem Flammenwachstum („flame growth“), der Injektorelementzündung („burner ignition“) und final der Zündung weiterer Injekoren („light around“). Entsprechend werden für die erzwungene Zündung von turbulenten Sprays drei verschiedene Kategorien des Zündversagens abgeleitet: Der „short mode of ignition failure“ findet statt, wenn der Zündfunke zu wenig Energie an das Medium überträgt, durch zu starke Scherung oder zu starke Wärmeleitung in das umgebende Medi-

um verlöscht oder der Zündfunke in lokal ungünstigen Mischungsverhältnissen verlöscht. Der „long mode of ignition failure“ wird durch langsame Treibstofftropfenverdampfung und daraus folgende Wärmeleitung verursacht. Bei dem „third mode of ignition failure“ wird die Flamme nach unvollständigem Umsatz der Treibstoffe in den Rezirkulationszonen ausgeblasen.

Modelle zur Bestimmung von Zündwahrscheinlichkeiten für nicht vorvermischte Strömungen wurden von Eyssartier et al. [ECGP13] für Luft/Kerosin-Gemische in Luftfahrtantrieben und von Neophytou et al. [NRM12] mittels Monte-Carlo-Methoden vorgeschlagen. Erstere formulieren 5 konsekutive Bedingungen zur Zündung: C1-Zündfähigkeit der Treibstoffverteilung; C2-hinreichender Energieeintrag; C3-Flammenkernwachstum; C4-hinreichende Größe des Flammenkerns, um ein Verlöschen durch Scherung und Wärmeleitung an der Brennkammerwand zu vermeiden; C5- Hinreichende Ausbreitungsbedingungen in Richtung der Injektoren. Eine Anwendung dieser Modelle setzt jedoch immer eine numerische Untersuchung bei etablierter Strömung voraus, bildet also nicht die Dynamik der Treibstoffmassenströme und -temperaturen bei der Einspritzung in Raketenbrennkammern ab.

### **3.4. Ein 4-Schrittmodell der laserbasierten Zündung von Raketenbrennkammern**

Auf Basis der oben beschriebenen ersten Versuche zur laserbasierten Zündung in optisch zugänglichen Brennkammern sowie den grundlegenden Abhandlungen zur Zündung von Sprays [Mas09, Mas17] und funkenbasierter Zündungen von vorgemischten Treibstoffströmungen [CRCB13, Car13], lässt sich die laserbasierte Zündung von Raketenbrennkammern zusammenfassend in vier konsekutive, erfolgskritische Abschnitte einteilen, wobei der Zündungsprozess von der Laserpulseinkopplung in die Brennkammer bis zum

Erreichen eines stabilen Betriebspunkts betrachtet wird:

1. Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas durch Gasdurchbruch im Medium oder durch Ablation
2. Transformation des Plasmas in eine lokale, selbsterhaltende Verbrennungszone
3. Übergang in eine makroskopische Verbrennungszone, insbesondere die Ausbreitung der Verbrennungszone auf die Strömungsfelder der restlichen Injektorelemente
4. Stabile Ankerung der Verbrennungszone an allen Injektorelementen.

Die Abfolge der physikalischen Phänomene ist in Abb. 3.5 dargestellt.

### **3.4.1. Zeitskalen der Laserzündung in Raketenbrennkammern**

Die einzelnen physikalischen Phänomene der laserbasierte Zündung finden auf unterschiedlichen Zeitskalen statt, beginnend mit dem Laserpuls mit  $\tau_p \sim \mathcal{O}(10^{-9} \text{ s})$  bis zum Erreichen der Ankerung und Stabilisierung der Flamme  $\tau_{S4} \sim \mathcal{O}(10^{-1} \text{ bis } 10 \text{ s})$ . In Abbildung 3.4 sind die zeitlichen Skalen der auftretenden Phänomene angegeben. Die Zeitskalen sind dabei stark von den Treibstoffen, Druck, Temperatur und technischer Anwendung und damit mit der Anzahl der Injektoren abhängig. Für die stabile Ankerung spielt die Injektorgeometrie eine wichtige Rolle, insbesondere ob es sich um einen Einzelinjektor oder eine große Anzahl von Injektoren wie bei Hauptstufentriebwerken mit mehreren Hundert Elementen handelt. Der Vergleich der Zeitskalen auf Basis der Simulation von Lacaze (siehe Abb. 2.3) für GOX/GH2 und den Zeitskalen, die Cardin für Luft/Kerosin formuliert ergeben dabei Unterschiede von bis

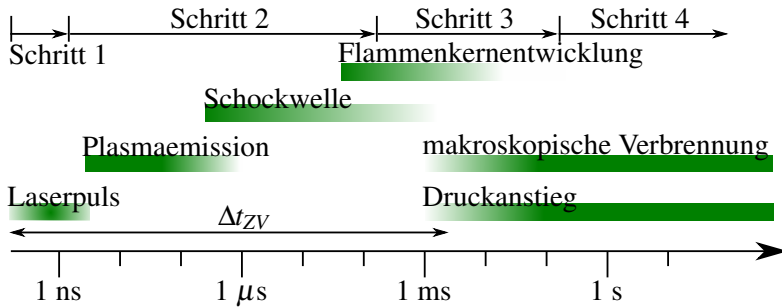


Abbildung 3.4.: Zeitlicher Ablauf der Laserzündung auf Basis von [Lac09, TKW10, CRCB13, BLSB16]

zu zwei Größenordnungen für die Erzeugung des Flammenkerns. Liou [Lio94] ermittelte Zündverzugszeiten von 0,4 bis 1 ms für GOX/GH<sub>2</sub> und 1,2 bis 4 ms für GOX/GCH<sub>4</sub>, definiert als Zeit zwischen Laserpulsenerzeugung und Druckanstieg. Dabei wurden die minimalen Werte für stoichiometrische Mischungen identifiziert. Wiederum werden die höheren Aktivierungsenergien und langsamere Reaktionskinetik für GOX/GCH<sub>4</sub> als Grund für den Unterschied angeführt.

Diese vier Schritte mit den zugehörigen Erfolgskriterien werden in den folgenden vier Abschnitten detailliert und dienen als Grundlage für die Diskussion der in dieser Arbeit realisierten Experimente.

### 3.4.2. Schritt 1: Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas

Die Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas durch nichtresonante Photoionisation des Mediums wird erreicht, wenn die Laserpulssintensität  $I$  die Durchbruchschwelle des Mediums  $I_{thr}$  übersteigt:

$$I \stackrel{!}{>} I_{thr} \quad (3.1)$$

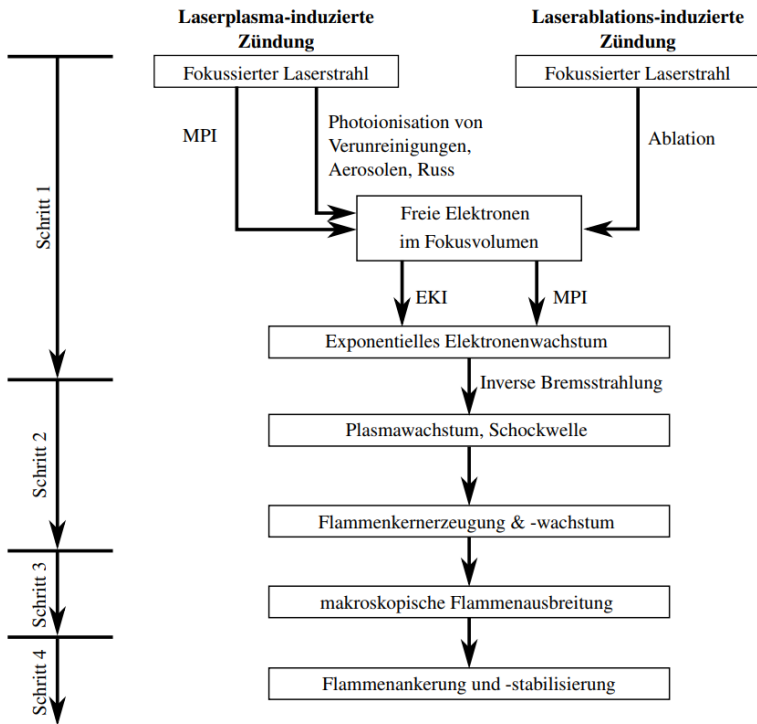


Abbildung 3.5.: Schematischer Ablauf der laserplasmainduzierten und laserablationsinduzierten Zündung

Die Plasmaerzeugung basiert dabei auf den zwei Prozessen Multiphotonenionisation (MPI) und Elektronenkaskadenionisation (EKI), die zu einem Anstieg der Dichte der freien Elektronen im Medium führen [Phu06]. Durch die Fokussierung des Laserpulses werden über Multiphotonenionisation die Atome oder Moleküle ionisiert. Dabei werden von einem Molekül  $N$  mehrere Photonen absorbiert, sodass in der Summe genügend Energie für die Ionisation aufgebracht wird: Für eine benötigte Ionisationsenergie  $E_{ion}$  ist die minimal notwendige Anzahl an Photonen  $m_i$  der Energie  $E_{ph} = hc/\lambda$

durch  $m_i = E_{ion}/E_{ph} + 1$  bestimmt:



Die Ionisationsenergien für die in kryogenen Raketentriebwerken verwendeten Treibstoffe betragen  $E_{ion,O_2} = 12,07$  eV,  $E_{ion,H_2} = 15,42$  eV,  $E_{ion,CH_4} = 12,61$  eV [Lid04], sodass sich für Nd:YAG-Laser mit Wellenlänge  $\lambda = 1064$  nm und entsprechender Photonenenergie von  $E_{ph} = 1,17$  eV ein Wert von  $m_i > 10$  ergibt. Diese hohe Anzahl von gleichzeitig aufgenommenen Photonen pro Atom ergibt einen geringen Wirkungsquerschnitt für diesen Mechanismus verglichen mit im nächsten Absatz beschriebenen Elektronenkaskadenionisationsprozess [Mor75]. Ein anderer Ursprung von freien Elektronen sind Verunreinigungen im Medium und Aerosole oder Russpartikel, die mit geringerer Energie ionisiert werden können als molekularer Wasserstoff, Methan oder Sauerstoff [BI04]. Andererseits liegen solche Verunreinigungen in den Treibstoffen von kryogenen Raketentriebwerken nur in sehr geringen Mengen im Bereich von  $10^{-6}$  Molanteilen vor. Daher wird ebenso die Hintergrundstrahlung als Ionisationsquelle genannt, um freie Elektronen zu erzeugen. In Brennstoffen wie RP-1 oder LNG sind längerkettige Kohlenwasserstoffe vorhanden, die eine geringere Ionisationsschwelle erwarten lassen.

Im Anschluss an die Erzeugung der ersten freien Elektronen folgt der Gasdurchbruch durch den exponentiellen Anstieg der Elektrodendichte via Elektronenkaskadenionisation oder aber durch weitere Multiphotonen-Ionisation. Bei der Elektronenkaskadenionisation werden die freien Elektronen durch inverse Bremsstrahlung beschleunigt. Überschreitet durch diese Energieaufnahme die kinetische Energie der Elektronen das Ionisationspotential der Atome/Moleküle, werden die Moleküle bei der Kollision ionisiert. Die zugehörige Reaktion der Stoßionisation lautet:



Diese erzeugten freien Elektronen werden wiederum beschleunigt und ionisieren weitere Moleküle. Da die Bildungsrate der freien Elektronen von der aktuellen Dichte der freien Elektronen abhängt, kommt es bei ausreichenden Photonenflüssen zum exponentiellen Anstieg der Dichte der freien Elektronen. Die Elektronendichte, die nach dem Laserpuls im Fokusvolumen existiert, hängt stark von der Laserpulsintensität, -dauer und Druck und Temperatur des Mediums ab. Durch Spektroskopie und Interferometrie wurden Dichten von  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bis  $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt [KMF<sup>+</sup>10, DeM69, HBI<sup>+</sup>97] sowie Temperaturen im Bereich von  $10^6 \text{ K}$  [Phu00b, DeM69] und Drücke von  $10^3 \text{ bar}$  [PW99] in gasförmigen Medien, während die Temperaturen in Wasser beispielsweise mit  $10^4 \text{ K}$  abgeschätzt werden [NV99].

Die Dynamik der freien Elektronendichte kann durch folgende Ratengleichung beschrieben werden [KHR97, NV99, VV03]:

$$\frac{dn_e}{dt} = v_{MPI} \cdot n_N + (v_{EKI} - v_{ec} - v_r - v_{att} - v_{dr}) \cdot n_e + \frac{dn_{diff}}{dt} \quad (3.4)$$

Auf die einzelnen Terme wird in Kapitel 4 gesondert eingegangen.

Die Koeffizienten in Gleichung 3.4 sind aufgrund der Abhängigkeit von der Stoßfrequenz der Elektronen und Neutralteilchen während der Elektronenkaskadenionisation druck- und temperaturabhängig. Beispielsweise werden die Diffusionsverluste für geringe Dichten signifikant, da die Elektronen das Fokusvolumen verlassen, bevor sie andere Atome ionisieren. Gleiches gilt für zu geringe Laserintensitäten, wodurch die Elektronen nicht genug Energie aufnehmen können, um bei Stößen eine Ionisation der Atome zu erreichen. Da eine ausreichend hohe Stoßrate notwendig ist, um eine ausreichend hohe Ionisationsrate zu generieren, steigt die Effizienz der Elektronenkaskadenionisation mit steigendem Druck. Für Drücke  $P < 0,01 \text{ bar}$  finden nicht genügend Stöße statt und die Multiphotonen-Ionisation wird der dominierende Ionisationsprozess [BG66]. Zur genaueren Abtrennung der MPI-dominierten und der EKI-dominierten Bereiche kann das Produkt aus Laserpulsdauer

und Druck herangezogen werden: Ist der Druck zu gering steigt die mittlere freie Weglänge der Elektronen über die charakteristische Länge des Laserfokus, sodass die Elektronen nicht durch Stöße zur Ionisation beitragen können. Für einen EKI-dominierten Ionisationsprozess wird von Morgan [Mor75] folgender Bereich angegeben:

$$P \cdot \tau_p \geq 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s} \quad (3.5)$$

Unterhalb dieser Grenze ist der Zündvorgang MPI-dominiert.

Für die Zündung mit Laserpulsdauern von  $\tau_p = 3 \text{ ns}$  ergibt sich ein Druck von  $P_{ref} \geq 40 \text{ mbar}$  und damit für Tests von kryogenen Flüssigraketentriebwerken in Grobvakuum  $P \geq 50 \text{ mbar}$  ein EKI-dominiertes Prozess, der mit steigendem Druck entsprechend an Relevanz zunimmt.

#### 3.4.2.1. Intensitätsschwellwert $I_{thr}$ für den dielektrischen Durchbruch

Die Durchbruchsschwelle ist von den Parametern Dichte, der Medienzusammensetzung, dem Phasenzustand des Mediums und der Laserwellenlänge abhängig. Für Nanosekundenpulse mit  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  liegt die Schwelle für gasförmige und flüssige Medien in der Größenordnung von  $10^{10}$  bis  $10^{12} \text{ W/cm}^2$  (siehe Tabelle 3.2). Eine Dispersion von Wassertropfen mit Durchmessern von  $50 \mu\text{m}$  in Xe, Ar, He oder Luft ergab eine weitere Reduktion des Schwellwerts [CJSP90] im Vergleich zu reinem Wasser aufgrund der zusätzlichen Fokussierung des Laserpulses durch die Tropfen und der damit einhergehenden Felderhöhung [CJS<sup>+</sup>87]. Die Messergebnisse sind in Abb. 3.6 dargestellt. Dabei ist der Effekt unabhängig vom Hintergrunddruck durch die Gase, was auf die Inkompressibilität des Wassers und damit auf die Teilchenzahldichte zurückzuführen ist. Darüber hinaus hat die Wassertröpfchengröße zwischen  $18$  und  $46 \mu\text{m}$  keinen Einfluss auf den Schwellwert [CJCP86]. Im Folgenden wird angenommen, dass diese Eigenschaften von Wasser auf LOX

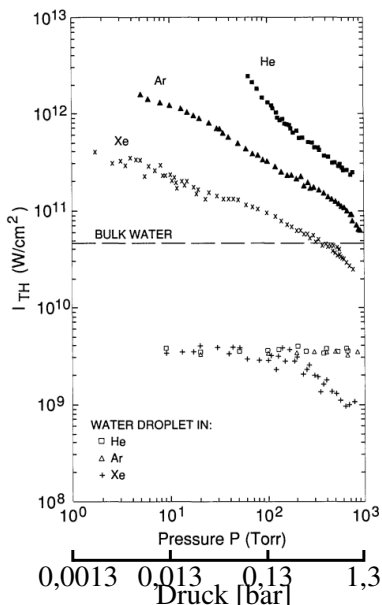


Abbildung 3.6.: Effekt von Wassertropfen mit 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser auf die Druckbruchschwelle  $I_{thr}$  von Argon, Xenon und Helium. Adapted from [CJS<sup>+</sup>87] © The Optical Society.

übertragbar sind. Brieschenk et al. [BKO13] stellten heraus, dass in verschiedenen Arbeiten signifikante Unterschiede von bis zu Faktor 5 für die Schwellwerte veröffentlicht wurden und dass diese Unterschiede aufgrund von unvollständigen Informationen zu den experimentellen Laserparametern nicht geklärt werden können.

Die Druckabhängigkeit der Durchbruchschwelle wurde in einer Vielzahl von Arbeiten experimentell untersucht und für die Relation

$$I_{thr} \propto P^{-b} \cdot \lambda^{-2} \quad (3.6)$$

der Exponent  $b$  bestimmt, der selbst wiederum eine Funktion der Laserwellenlänge und des Mediums ist [CJSP90, SGF<sup>+</sup>10, Phu06].

Wellenlänge	Luft	N2	O2	H2	CH4
1064 nm	0,65	0,67	0,55	0,78	0,55
532 nm	0,40	0,40	0,40	0,69	0,40

Tabelle 3.1.: Exponent  $b$  der Druckabhängigkeit des Laserintensitätsschwellwerts für dielektrischen Zusammenbruch von Gasen [Geo17, Phu06]

Inbesondere kann dieser Exponent als Übergang der Schwellwerte von der MPI  $I_{thr}^{MPI} \propto p^{-1/C}$  für kleine Drücke zur EKI  $I_{EKI} \propto p^{-2}$  für größere Drücke betrachtet werden. Diese Werte sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Die Schwellwerte unterscheiden sich dementsprechend der Druckabhängigkeit um bis zu einer halben Größenordnung für Drücke von 60 mbar bis 4 bar (siehe Tabelle 3.2). Der Effekt der Medientemperatur wurde im Vergleich zur Druckabhängigkeit nur in wenigen Arbeiten betrachtet, da eine Temperaturänderung eine Teilchenzahldichte darstellt und den inversen Effekt wie eine Druckänderung aufweist: Mit steigender Temperatur erhöht sich aufgrund des geringeren Drucks die Durchbruchsschwelle [BI04].

Der Einfluss der Laserwellenlänge ergibt sich durch die Anti-proportionalität der inversen Bremsstrahlung im EKI-Prozess sowie durch die Photonenergie bei der MPI. Gleichzeitig bedingt die Wellenlänge auch das Fokusvolumen des Laserstrahls (siehe nächster Abschnitt). Durch Experimente von Schwarz et al. [SGF<sup>+</sup>10] mit Kompensation für die wellenlängenabhängige Strahltille wurde gezeigt, dass die Schwellwerte für Drücke über 1 bar um bis zu 100% höher sind für  $\lambda = 532$  nm im Vergleich zu  $\lambda = 1064$  nm. Durch die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Lasersysteme ist die Wellenlänge von  $\lambda = 1064$  nm aufgrund des Bauraums und der notwendigen Robustheit des Systems festgelegt.

Mewes et al. [MRK16] nutzten ein Modell von Brumme [Bru78], um die MPE-B („minimum pulse energy for breakdown“) für Gas-mischungen zu bestimmen. Dieses Modell basiert auf der Elektro-

Druck [bar]	Medium									
	Luft	N2	O2	H2	CH4	H2O	LOX	Luft & H2O (d=50 $\mu$ m)		
0,06	800	800	n/a	n/a	500	4,7	n/a	0,35		
0,2	435	513	694	807	337	4,7	4,9 (T=77,3 K)	0,35		
1	200	250	250	250	150	4,7	n/a	0,35		
2	175	200	220	150	115	n/a	n/a	n/a		
3	150	180	175	130	110	n/a	n/a	n/a		
4,1	140	145	141	112	105	n/a	n/a	n/a		

Tabelle 3.2.: Durchbruchsschwellen in  $10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> für nichtresonanten Zusammenbruch für eine Zusammenbruchswahrscheinlichkeit von 50% bei  $\lambda = 1064$  nm und Umgebungstemperatur [Phu00a, VNTN96, BK81, CJSP90]

nenkaskadenionisation, Diffusionsverlusten und Verlusten durch elastische und inelastische Stöße. Daraus folgt eine Bestimmung der Schwellintensität als Funktion der Teilchendichte  $\frac{N_{mol}}{V} = \frac{P}{k_B T}$  und der Stoßfrequenz  $v_{st}$

$$v_{st} = \frac{P}{k_B T} \cdot \sqrt{\frac{E_{ion}}{2m}} \cdot \sigma \quad (3.7)$$

$$I_{thr}^{EKI} = \frac{\epsilon_0 c m E_{ion}}{e^2} \cdot \{C_1 \cdot v_{st}^2 + C_2 \cdot v_{st} + C_3 + C_4 \cdot v_{st}^{-1} + C_5 \cdot v_{st}^{-2}\} \quad (3.8)$$

Dabei wurden der Schwellwert von Gasmischungen als molanteil-basierter Mischwert bestimmt. Für die Darstellung des umfassenden Modells und der Koeffizienten  $C_i$ , die von den Laserparametern und Stoffeigenschaften abhängig sind, wird an dieser Stelle auf die oben genannte Referenz verwiesen. Als Obergrenze für diesen Schwellwert wird durch Brumme der Schwellwert für den dielektrischen Zusammenbruch durch MPI ( $I_{thr}^{MPI}$ ) beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde jedoch ein linearer Übergang der Schwellwerte von MPI und EKI in Funktion des Abstands vom Druck  $P_{ref}$  entsprechend Gleichung 3.5 verwendet, da beide physikalischen Prozesse nicht unabhängig voneinander ablaufen.

Für die Medien GOX, GCH4 und GH2 sind die so bestimmten Schwellintensitäten in Abb. 3.7 gegeben und mit den experimentell bestimmten Werten von Phuoc verglichen. Dabei konnten die absoluten Werte von Phuoc für die jeweiligen Medien nur durch eine Anpassung des Korrekturfaktors für inelastische Stöße reproduziert werden, analog zu der Vorgehensweise von Brumme für dessen Vergleichsexperimente.

### 3.4.2.2. Laserintensität $I$ am Ort der Zündung

Während die Eigenschaften des zu zündenden Mediums und damit die zu überschreitende Intensitätsschwelle von den verwendeten Treibstoffen und der Zündsequenzierung abhängig ist und nur in

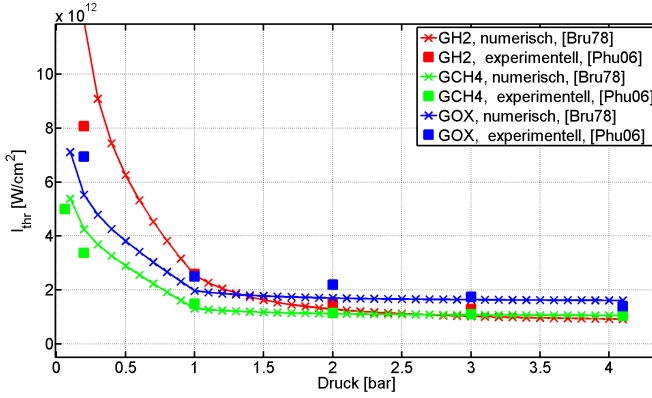


Abbildung 3.7.: Vergleich der Schwellintensitäten  $I_{thr}$  für GOX, GCH4 und GH2 bei 300 K.

gewissen Grenzen modifizierbar ist, können auf Seiten des Lasers verschiedene Parameter *a priori* modifiziert werden, sodass die erzielte Laserintensität  $I$  gegebenenfalls erhöht werden kann. Die relevanten Laserparameter sind die Pulsenergie  $E_p$ , die Wellenlänge  $\lambda$ , Pulsdauer  $\tau_p$ , Strahlqualität  $M^2$ , Strahldurchmesser vor der Fokussierung  $r_p$  und die Abbildungseigenschaften des fokussierenden optischen Bauteils (Brennweite  $f$ , Abbildungsfehler, Reflektivität). Aus diesen Größen lässt sich die mittlere Laserintensität  $\bar{I}$  berechnen:

$$\bar{I} = \frac{E_p}{\tau_p \cdot A} \quad (3.9)$$

mit der Querschnittsfläche der Strahltaile in paraxialer Näherung [Mes08]:

$$A = \pi \cdot w_0^2 = \pi \cdot \left( \frac{M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot r_p} \right)^2 \cdot f^2 = \pi \cdot \theta^2 \cdot f^2 \quad (3.10)$$

Wie von Mewes et al. [MRK16] dargestellt, resultiert aus einem Gausschen Strahl in zeitlicher und räumlicher Dimension mit dem

Intensitätsprofil

$$I(\vec{x}, t) = I(r, z, t) = I(r=0, z=-f, t=0) \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \cdot \exp\left[\frac{-2t^2}{\tau_p^2}\right] \cdot \exp\left[\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right] \quad (3.11)$$

und einer entsprechenden Pulsenergie

$$E_p = \iiint I(\vec{x}, t) r dr d\varphi dz dt \quad (3.12)$$

die maximale Intensität  $I_{max}$  im Fokus von

$$I_{max} = \frac{4 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\pi^{1.5} \cdot \tau_p \cdot w_0^2} \cdot E_p \quad (3.13)$$

Diese ist um den Faktor

$$\frac{I_{max}}{\bar{I}} = 4 \cdot \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \approx 1.88 \quad (3.14)$$

größer als die mittlere Intensität  $\bar{I}$ , die üblicherweise in Veröffentlichungen angegeben wird (siehe Abbildung 3.8).

Für ein gegebenes Lasersystem mit fester Pulsdauer und Fokussoptik ergibt sich für die Bedingung  $I > I_{thr}$  durch Gleichung 3.13 eine minimale Pulsenergie, die notwendig ist, um einen Plasma zu erzeugen:

$$I_{max} = I_{thr} \iff E_{p,thr} = \frac{\pi^{1.5} \cdot \tau_p \cdot w_0^2}{4 \cdot \sqrt{\ln(2)}} \cdot I_{thr} \equiv \text{MPE-B} \quad (3.15)$$

$E_{p,thr}$  wird daher im folgenden als MPE-B („minimum pulse energy for breakdown“) bezeichnet. Auf Basis des Modells von Brumme für die Durchbruchsschwellen (siehe Gl. 3.7) sind  $I_{thr}$  und MPE-B

für GOX/GH<sub>2</sub> und GOX/GCH<sub>4</sub> für 200 K und 300 K in Abhängigkeit von ROF und Druck in Abb. A.3 dargestellt. Dabei ergeben sich MPE-B von 9 bis 73 mJ.

Auch die Modeneigenschaften des Lasers haben einen Einfluss auf die Durchbruchsschwelle: Alcock et al. [ADR70] beschrieben eine Reduktion der Durchbruchsschwelle um bis zu 50 % für Multimodenpulsen im Vergleich zu Einzelmodenpulsen in Argon und Stickstoff, während die relativen Durchbruchsschwellen in Abhängigkeit vom Druck erhalten blieben.

Die Auswirkung von Strömungsgeschwindigkeiten der Treibstoffe in der Brennkammer auf den dielektrischen Zusammenbruch ergeben sich bei einer Betrachtung der charakteristischen Zeitskalen: Bei einer Laserpulslänge von  $\tau_p \approx 3$  ns und einem Plasmavolumen mit Radius  $w_0 \approx 20 \mu\text{m}$  folgt eine Strömungsgeschwindigkeit von

$$v_{thr} = r/\tau_p \approx 1,3 \cdot 10^4 \text{ m/s} \quad (3.16)$$

die vorliegen muss, damit das ursprüngliche Wechselwirkungsvolumen während des Laserpulses aus dem Fokusvolumen des Lasers transportiert wird. Da typische Einströmungsgeschwindigkeiten in Raketenbrennkammern unterhalb dieses Wertes liegen, kann der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den Prozess der Plasmaerzeugung vernachlässigt werden.

### 3.4.2.3. Erweiterte Aspekte für die laserablationsbasierte Zündung

Die bis hierhin formulierten physikalischen Effekte bei der Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas in gasförmigen Medien werden für LAI um die vorausgehende Laser-Material-Wechselwirkung und den Materialabtrag erweitert. Eine detaillierte Diskussion dieser Aspekte findet sich beispielsweise bei von der Linde [LST00], Brown [BA10] und Chichkov [CMN<sup>+</sup>96]. Für Nanosekundenpulse mit  $\lambda = 1064$  nm können diese Prozesse in vier Teilschritten zusammengefasst werden:

1. Wechselwirkung der Photonen mit den Elektronen des Valenzbandes des Materials:  
Durch die Wechselwirkung der Photonen mit den Elektronen werden die Elektronen in den oberen 10  $\mu\text{m}$  im Material beschleunigt und erzeugen durch Stöße eine hohe Dichte an freien Elektronen im Material.
2. Thermalisierung der Energie und Schmelzen der oberen Materialschicht:  
Durch Stöße mit Atomen im Gitter des Festkörpers kommt es zur Anregung von Phononen und damit zur Thermalisierung innerhalb von ps bis 0,1 ns mit Raten von  $10^9$  K/s in der sogenannten Knudsen-Schicht.
3. Ablation des Materials:  
Ist die Energiedichte in dieser Schicht hoch genug, kommt es zur Ablation von Atomverbänden und Elektronen. In einer Untersuchung zur experimentellen Bestimmung der laserinduzierten Ablationsschwellen von Metallen für Nanosekundenpulse haben Cabalin und Laserna [CL98] unter anderem die Ablationsschwellen von Wolfram, Kuper und Chrom bestimmt und mit den theoretischen Werten

$$F_{thr} = \rho L_v \sqrt{a \tau_p} \quad (3.17)$$

verglichen. Darin ist  $\rho$  die Dichte,  $L_v$  die Verdampfungswärme,  $a = \frac{\kappa}{\rho C_p}$  die thermische Diffusivität und  $\tau_p$  die Laserpulslänge. Diese Schwellen sind materialabhängig und liegen zwischen 1 und 10 J/cm<sup>2</sup>. Für die in dieser Arbeit verwendeten Metalle Cu, Cr, Zr und W liegen diese Werte bei 1,07 bis 4,5 W/cm<sup>2</sup> (siehe Tabelle 3.3). Bei Pulsenergien von

---

<sup>b</sup>Aufgrund fehlender Materialparameter wurde dieser Wert auf Basis der Massenanteile  $w_i$  der Konstituenten  $i \in \{\text{Cu}, \text{Cr}, \text{Zr}\}$  bestimmt:  $L_v = \sum_i (L_{v,i} \cdot w_i)$

Material	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$L_v$ [MJ/kg]	$\kappa$ [W/(m K)]	$C_p$ [J/(kg K)]	$F_{thr}$ [J/cm <sup>2</sup> ]	Exp. Schwelle [J/cm <sup>2</sup> ]
[-]						
Zr	6501	6,478	22,7	270	1,07	-
Cr	7100	6,580	518	94	1,67	1,42
CuCrZr	8910	4,747 <sup>b</sup>	170	370	2,14	-
Cu	8960	4,796	385	401	3,28	1,46
WCu	14900	4,210	220	211	3,71	-
W	1930	4,009	133	173	4,50	2,14

Tabelle 3.3.: Experimentell bestimmte und theoretische Ablations-schwellen von Wolfram W, Kuper Cu und Chrom Cr für  $\lambda = 1064$  nm aus [CL98] sowie theoretischer Wert für Zirkonium Zr, CuCrZr und WCu auf Basis von Materialparametern aus [Lid04]

$E_p = 1 \text{ mJ}$  und  $A = \pi \cdot (20)^2 \mu\text{m}^2$  ergeben sich mittlere Energiedichten von  $F = E_p/A \approx 83 \text{ J/cm}^2 \gg F_{thr} \approx 2,5 \text{ J/cm}^2$ . Lediglich die Expansion des Plasmas oberhalb der Oberfläche wird durch den Gegendruck durch das umgebende Medium modifiziert.

4. Plasmaerzeugung und Abschirmung der Materialoberfläche: Durch die Erzeugung der freien Elektronen oberhalb der Ablationsfläche kommt es zum zuvor beschriebenen Plasmawachstum. Übersteigt dabei die Elektronendichte einen kritischen Wert von

$$n_{e,krit} = \frac{\epsilon_0 m_e c^2}{e^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad (3.18)$$

entspricht dieser Schwellwert der kritischen Plasmafrequenz von

$$\omega_{krit} = \sqrt{\frac{n_{e,krit} e^2}{\epsilon_0 m_e}} = \omega_p \quad (3.19)$$

sodass die Photonen des Laserpulses der Kreisfrequenz  $\omega_p$  das Plasma nicht mehr durchdringen können und damit die Materialoberfläche nicht weiter geheizt wird. Für  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_p} = 1064 \text{ nm}$  entspricht dies  $n_{e,krit} = 9,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . In der Konsequenz wird für Nanosekundenpulse auch die Menge an abgetragenem Material begrenzt und ein Verlust durch Wärmeleitung in den Festkörper verringert. Die durchschnittlichen Materialablationsraten sinken daher mit steigender Dichte des umgebenden Gases und mit höherer Laserenergiedichte [KK09]. Für Cu und W liegen die Ablationsraten bei unter  $1 \mu\text{m}/\text{Puls}$  [VRRL99] für Drücke von 0,25 bis 1 bar. Von Bäuerle [Bäu11] wird formuliert, dass ab Laserintensitäten  $I$  von  $10^7$  bis  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  dieser Abschirmungseffekt auftritt. Die Intensitäten der in der vorliegenden Arbeit realisierten Experimente übersteigen diese Schwelle.

### 3.4.3. Schritt 2: Übergang des Plasmas in eine lokale, selbst erhaltende Verbrennungszone

Die physikalischen Prozesse des Übergangs des Plasmas in eine selbsterhaltende Verbrennung werden von Beduneau [BKN<sup>+</sup>09] als Abfolge von mehreren Teilschritten beschrieben: Erzeugung eines Plasmas und Expansion einer Schockwelle bis auf Unterschall, Radikalerzeugung und Kettenstartreaktionen beim Abkühlen des Plasmas, Kettenfortpflanzungsreaktionen und damit eine selbst erhaltende Verbrennung. Als Bedingung folgt, dass durch die eingebrachte Energie das zu zündende Volumen für eine hinreichend lange Zeit oberhalb der Selbstzündtemperatur bleiben muss, damit die nach der Induktionszeit einsetzenden Kettenfortpflanzungsreaktionen die Energieverluste kompensieren und eine selbsterhaltende Verbrennungszone entsteht (siehe Gl. 2.3 und Abb. 2.3).

Cardin [Car13] detailliert diese Abfolge entsprechend der Tabelle 3.4. Die angegebenen Zeitskalen beziehen sich dabei auf einen Zündprozess in einem ruhenden, laminaren oder schwach turbulenten Treibstoffgemisch.

Für die Transformation des Plasmas in eine lokale, selbst erhaltende Verbrennungszone werden mehrere Kriterien formuliert: Zunächst muss die durch das Medium absorbierte Pulsenergie  $E_{abs}$  abzüglich der Energieverluste  $E_{Verlust}$  die notwendige Zündenergie zur Erzeugung eines Flammenkerns  $MIE$  übersteigen (Bedingung 1):

$$E_{abs} - E_{Verlust} = E_v \stackrel{!}{>} MIE \quad (3.20)$$

und zugleich die lokale Treibstoffmischung am Ort  $\vec{x}_{ign}$  und zum Übergangszeitpunkt  $t_{ign}$  des Plasmas in eine Heißgaszone innerhalb der Zündgrenzen liegen (Bedingung 2):

$$ROF_{thr,u} \stackrel{!}{<} ROF(\vec{x}_{ign}, t_{ign}) \stackrel{!}{<} ROF_{thr,o} \quad (3.21)$$

Zeitskala	Phänomen
~ns	Dielektrischer Durchbruch Plasmawachstum und Schockwellenerzeugung
~200 ns	maximale Ionisation des Plasmas Plasmawachstum, Schockwellenausbreitung, Rekombination des Plasma
~1 $\mu$ s	Trennung der Schockwelle vom Plasma Abkühlung des Plasma, Übergang in ein heißes Gasvolumen
~100 $\mu$ s	Intensitätsabnahme der Radikalstrahlung Abkühlung des Heißgasvolumens und Beginn von chemischen Reaktionen
einige 100 $\mu$ s	Anstieg der Intensität der Strahlung aufgrund der Radikalenerzeugung Einsetzen der Verbrennung
~800 $\mu$ s	Erzeugung des Flammenkerns
einige ms	Wachstum der selbst erhaltenden Verbrennungszone

Tabelle 3.4.: Übergang von laserinduziertem Plasma in eine selbst erhaltende Verbrennung nach Cardin [Car13] in laminarer Strömung für homogene Mischung von Luft/CH<sub>4</sub>.

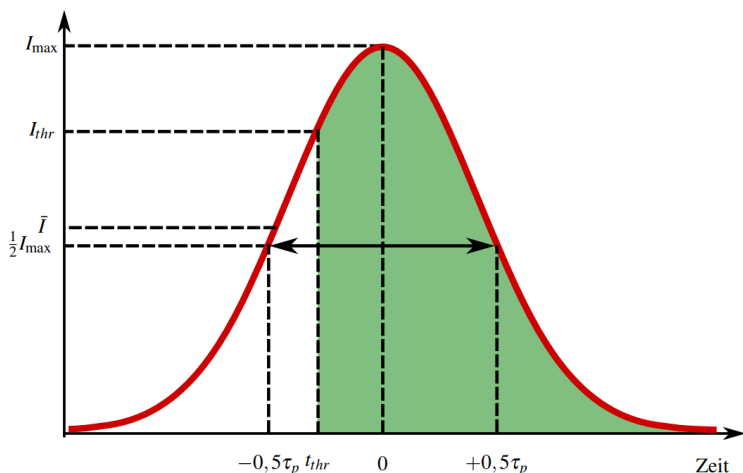


Abbildung 3.8.: Theoretischer Intensitätsverlauf eines Laserpulses mit absorbiertem Anteil (grün) bei vollständiger Absorption ab Überschreitung des Intensitätsschwellwerts  $I_{thr}$ .

### 3.4.3.1. Bedingung 1: Zündenergie

**Verfügbare Energie  $E_v$**  Der Anteil der Pulsenergie, der von dem Medium absorbiert wird, kann mit Hilfe des Intensitätsschwellwerts abgeschätzt werden [CLP00]: Sobald die Laserintensität die Intensitätsschwelle erreicht ( $I(t_{thr}) = I_{thr}$ ), steigt der Anteil der Absorption  $\alpha_{abs}(\vec{x}, t)$  durch die in Schritt 1 beschriebenen Mechanismen an. Wird der Absorptionsgrad für  $t > t_{thr}$  vereinfachend als 1 angenommen, ergibt sich die absorbierte Energie zu

$$E_{abs} = \iiint \alpha_{abs}(\vec{x}, t) I(\vec{x}, t) dr d\varphi dz dt \approx \int_{t_{thr}}^{\infty} \iiint I(\vec{x}, t) dr d\varphi dz dt \quad (3.22)$$

Dieser Aspekt ist in Abb. 3.8 dargestellt. Für eine präzisere Beschreibung des absorbierten Anteils kann der Absorptionskoeffizient durch die inverse Bremsstrahlung beschrieben werden [SGF<sup>+</sup>10,

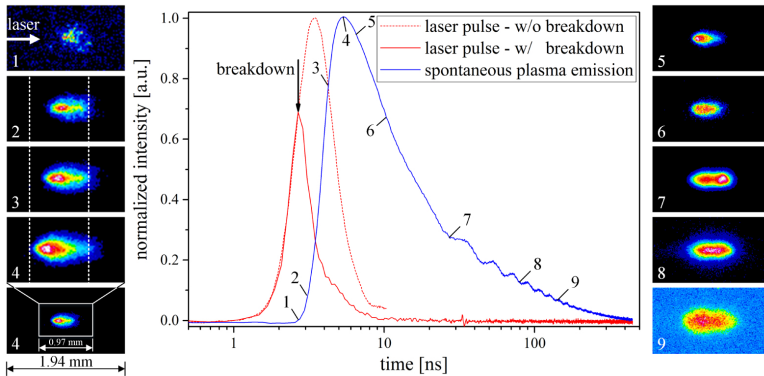


Abbildung 3.9.: Zeitlicher Verlauf der normierten Laserpulsintensitäten mit und ohne Plasmaerzeugung (rot bzw. rot gepunktet) in Luft hinter dem Plasmavolumen sowie Plasmaemission (blau) für einen Laserpuls mit  $E_p = 3$  mJ. Die räumlichen Ausdehnung des Plasmas in den 9 Bildern wurde durch eine bildverstärkte Hochgeschwindigkeitskamera mit 2,88 ns Belichtungszeit aufgenommen. Abbildung von Bärwinkel et al. [BLSB16]

Bök11, SRH<sup>+</sup>06, PW99]. Dieser Aspekt wird in Kapitel 4 genauer beleuchtet.

Durch detaillierte Vermessungen der transmittierten Pulsenergie haben beispielsweise Baerwinkel et al. [BLSB16] gezeigt, dass für den Absorptionsgrad  $\alpha_{abs}(t > t_{thr}) < 1$  gilt (siehe Abb. 3.9 und 5.2(f)). Die transmittierte Pulsenergie

$$E_{trans} = E_p - E_{abs} \quad (3.23)$$

wird im Fokusvolumen nicht absorbiert und daher als verllorener Anteil der Pulsenergie für den Zündprozess betrachtet. Für  $I_{thr} = I_{max}$  ist dieser Anteil entsprechend  $r_{trans} = E_{trans}/E_p \geq 0,5$ . Um den Anteil der transmittierten Energie zu reduzieren, wird für einen gegebenen experimentellen Aufbau eine steilere, ansteigende Flanke des Laserintensitätsprofils oder eine höhere Pulsenergie benötigt. Alternativ kann durch eine Reduktion der Brennweite die Strahl-taille reduziert werden. Bei einer kleineren Brennweite der Linse werden für gegebenem Linsendurchmesser die sphärischen Abberationen jedoch relevanter, die in bisherigen Betrachtung vernachlässigt wurden.

Eine andere Option  $r_{trans}$  zu reduzieren, ist die Verwendung von Ablationsflächen, die verglichen mit einem nichtresonanten Zusammenbruch eines Gases eine niedrigere Schwelle der Plasmaerzeugung besitzen (siehe Abschnitt 3.6).

Die zur Zündung verfügbare Energie  $E_v$  wird durch unterschiedliche Verlustmechanismen wie die sich ausbreitende Schockwelle und Bremsstrahlungsverluste reduziert. Daher werden durch Phuoc et al. [Phu06] zwei unterschiedliche Zündmodelle dargestellt: Zum einen das „blast wave model“, in dem das Gasgemisch direkt durch die Schockwelle für Zeiträume größer als die Induktionszeit des Gemischs über die Zündtemperatur geheizt und gezündet wird und zum anderen das „hot gas model“, in dem das Heißgas hinter der Schockwelle das umgebende Gasgemisch zündet. Ersteres wird durch den Autor aufgrund der schnellen Abfallszeiten der Schockwelle

von  $t < 10 \mu\text{s}$  gegenüber den Induktionszeiten von Treibstoffen als Zündungsmodell verworfen. Bei letzterem wird eine adiabate Expansion des Plasmakerns als ideales Gas angenommen, das bis auf Umgebungsdruck expandiert und abkühlt. Die verbleibende Energie  $E_v$  steht dann zur Zündung zur Verfügung. In beiden Fällen ergeben sich verfügbare Energien  $E_v$  von etwa 7 bis 17 % der durch das Gas absorbierten Laserpulsenergie  $E_{abs}$ . In detaillierteren Untersuchungen haben Phouc und White [PW02] auf experimenteller Basis herausgearbeitet, dass in ruhender Luft nur ca. 7 bis 8,6 % der absorbierten Pulsenergie als Energie zur Initiierung des Verbrennungsvorgangs zur Verfügung stehen. Basierend auf diesen Werten ergibt sich Gleichung 3.20 zu

$$E_v = E_{abs} - E_{Verlust} \geq E_{v,\min} \approx 0,08 \cdot 0,5 \cdot E_p \stackrel{!}{>} \text{MIE} \quad (3.24)$$

Diese Abschätzung stellt dabei die unteren Grenze für  $E_v$  dar, da mit  $E_p > \text{MPE-B}$  der absorbierte Anteil des Laserpulses stark ansteigt (siehe Abb. 4.2). Gebel et al. [GMM15] haben ähnliche Verluste in Luft von bis zu 77 % durch die Schockwelle bei Pulsenergien von 11,6 mJ bestimmt. Dieser Anteil nimmt ab auf 51 % für Pulsenergien von 254,6 mJ. Gleichzeitig wurde durch Gebel et al. die Zerstäubung von Tropfen durch die laserinduzierte Schockwelle visualisiert, die eine zusätzliche Durchmischung der Treibstoffe zur Folge haben kann, sodass eine Trennung der absorbierten Energie in Verlust durch die Schockwellenerzeugung und verfügbare Energie für den Zündprozess nicht eindeutig ist.

**Minimal notwendige Energie MIE** Der verfügbaren Energie  $E_v$  steht die minimal notwendige Energie MIE gegenüber. Diese wird in einer Vielzahl von Veröffentlichungen, unter anderen von Phouc [Phu06] und Schwarz [SGF<sup>+</sup>10] definiert als diejenige Energie, die benötigt wird, um das ruhende, ideale Gasgemisch eines definierten Volumens  $V$  auf die Zündtemperatur  $T_b$  aufzuheizen. Diese

Energie kann nach Williams [Wil85] und Kondo [Kon03] bestimmt werden durch:

$$\text{MIE} = V \cdot \rho_b \cdot \int_{T_u}^{T_b} c_p(T) dT \quad (3.25)$$

Dabei wird je nach Modell das Volumen als Kugel  $V = \frac{4}{3}\pi r_c^3$  oder Zylinder angenommen. Für GOX/GH2 bzw. GOX/GCH4 liegen diese Werte im Bereich von Mikro- bis Millijoule. Diese Darstellung beinhaltet nicht die Verdampfungsenthalpie, die für kryogene Treibstoffe addiert werden muss und somit die notwendige Energie erhöht. Dieser Aspekt wird weiter unten diskutiert.

Der kritische, minimale Radius  $r_c$  in Gleichung 3.25 ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen der Energiefreisetzung durch den Verbrennungsprozess und den Verlusten durch Wärmeleitung und Diffusion in das umgebende, unverbrannte Medium. Im Allgemeinen kann der minimale Radius mit

$$r_c = \frac{\kappa(T_{ad})}{\rho_u c_p(T_{ad}) S_L} \cdot \frac{T_{ad}}{T_b \cdot Le} \cdot \exp\left(\frac{E_a}{2RT} \frac{T_{ad} - T_b}{T_b}\right) \quad (3.26)$$

angegeben werden [CDJK86]. Dieser Zusammenhang vereinfacht sich für Medien mit vergleichbarer Temperaturleitfähigkeit und Diffusivität  $Le = \frac{\alpha}{D} \approx 1$  zu

$$r_c = \frac{\kappa(T_{ad})}{\rho_u c_p(T_{ad}) S_L} \quad (3.27)$$

Diese Größe lässt sich mit der laminaren Flammenfrontbreite  $\delta$  identifizieren, wenn die Stoffparameter im unverbrannten Medium angenommen werden ( $T = T_u$ ) [PV05, Car13]. Aus Gleichung 3.27 und damit  $\text{MIE} \propto S_L^{-3}$  lässt sich direkt ablesen, dass für hohe Verbrennungsgeschwindigkeiten bei stoichiometrischen Bedingungen der minimale Flammenkernradius und damit auch die minimal notwendige Zündenergie abnimmt.

In weiteren Untersuchungen wurde der kritische Radius unter der Betrachtung der Abkühlungszeiten des Flammenkerns und Reaktionszeiten mit  $r_c = 3.7\delta$  [GY08] und experimentell mit  $r_c = 3\delta$

[BGEL47] bestimmt. Bei der Betrachtung von  $r_c$  ist wichtig, dass das entsprechende Volumen nicht mit dem Volumen der Energiedeposition des Lasers gleichzusetzen ist. Vielmehr ist dieses Volumen zum Zeitpunkt  $t(T = T_{ad})$  zu betrachten, wenn der Übergang von dem sich ausdehnenden Plasma in eine Verbrennungszone stattfindet.

Der MIE-Wert wurde für Luft/Brennstoff-Gemische in einer Vielzahl von Veröffentlichungen in Abhängigkeit von Mischungsverhältnissen, Druck und Temperatur experimentell untersucht. Insbesondere das Mischungsverhältnis führt zu Variationen des MIE-Werts von 0,1 mJ bis 100 mJ für Luft/CH<sub>4</sub>-Mischungen unter Standardbedingungen [KMR<sup>+</sup>03] während für Luft/H<sub>2</sub>-Mischungen MIE-Werte von 0,08 mJ bis 10 mJ identifiziert wurden [SFRC88]. Das jeweilige Minimum wird dabei für stöchiometrische Mischungen erreicht. Für GOX/GH<sub>2</sub>-Mischungen sind nur wenige Arbeiten zur Bestimmung des MIE-Werts durchgeführt worden, da diese Energien sehr klein und damit experimentell schwer zu bestimmen sind. Kumamoto et al. [KIOO11] bestimmten MIE-Werte von 0,007 mJ für ROF < 6, 8 und von 0,2 mJ für ROF > 119. Lewis et al. [LE87] bestimmten die MIE-Werte in GOX/CH<sub>4</sub>-Mischungen für Drücke zwischen 0,1 und 1,1 bar und variierendem ROF bei 300 K. Diese Ergebnisse sind in Abb. 3.10 dargestellt. Aufgrund fehlender experimenteller Werte sind für 200 K die berechneten MIE-Werte nach Gleichung 3.25 in Abb. 3.11 gegeben. Die Stoffwerte und Verbrennungseigenschaften wurden hierfür jeweils mit den Programmen REFPROP [LHM10] und Cantera [GMS17] bestimmt.

Für inhomogene Treibstoffverteilungen, wie sie bei coaxialer Einspritzung von LOX und gasförmigem Brennstoff nahe der Einspritzebene vorliegen, lässt sich unter Vernachlässigung der Wärmeleitung in die umgebenden Medien die Energie  $E_{inhom}$  abschätzen, um durch das Aufheizen der beiden Treibstoffe auf Selbstzündtempe-

ratur  $T_{\text{auto}}$  zu bringen:

$$E_{\text{inhom}} = V_f \cdot \rho_{u,f} \cdot \int_{T_{u,f}}^{T_{\text{auto}}} c_{p,f}(T) dT + V_O \cdot \rho_{u,O} \cdot \left( \int_{T_{u,O}}^{T_{\text{auto}}} c_{p,O}(T) dT + h_O \right) \quad (3.28)$$

Dabei sind die jeweiligen Volumina  $V_f$  und  $V_O$  diejenigen Teilvolumina, in denen die Laserenergie deponiert wird und  $h_O$  die Verdampfungsenthalpie des LOX.

Die Werte für  $E_{\text{inhom}}$  in Abhängigkeit von LOX-Temperatur und Druck in Abb. A.5 gezeigt. Dabei ist das Gesamtvolumen der Energiedeposition  $V = \frac{h \cdot \pi}{3} \cdot (r_2^2 + r_2 \cdot r_1 + r_1^2)$  als Kegelstumpf mit Höhe  $h = 1 \text{ mm}$  und Radius  $r_1 = w_0$  sowie  $r_2 = 2 \cdot w_0$  angenommen worden, sowie  $V_f = V_O = 0,5 \cdot V$ . Für gasförmigen Sauerstoff ergeben sich Energien im Bereich von 1 bis  $10 \mu\text{J}$ . Bei Unterschreitung des Siedetemperatur kommt es durch die Verdampfungsenthalpie des Sauerstoffs zu einem Sprung von etwa 2 mJ. Hierdurch wird deutlich, dass die Eigenschaften des Sauerstoffs die benötigte Energie bestimmen.

### 3.4.3.2. Bedingung 2: Zündgrenzen

Die zweite Bedingung für ein Anwachsen der Verbrennungszone ergibt sich aus den Zündgrenzen der lokalen Treibstoffmischung in der das Plasma erzeugt wurde (siehe Gleichung 3.21). Die Zündgrenzen hängen von den Faktoren Treibstoffmischung und damit von der Temperatur, Druck und dem Turbulenzgrad der Strömung ab [KKGJ12, BSSW04]. Präzise Korrelationen sind Gegenstand aktueller Untersuchungen, ohne dass allgemeingültige Tendenzen formuliert werden können. Dies gilt insbesondere für die Anwendung auf transiente, turbulente Strömungen mit unterkritischen Treibstoffen in Raketenbrennkammern.

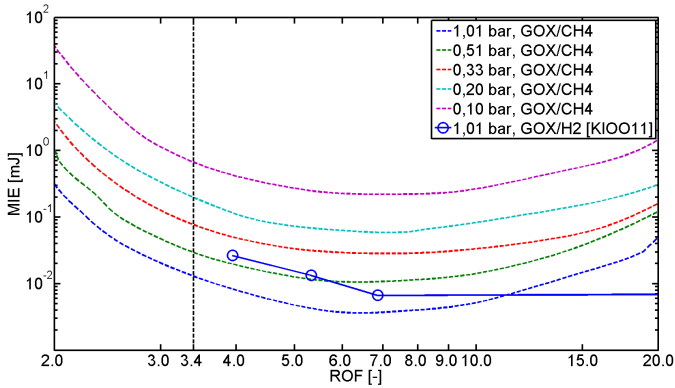


Abbildung 3.10.: Experimentell bestimmte minimale Zündenergien für GOX/CH<sub>4</sub> (Lewis et al. [LE87]) und GOX/GH<sub>2</sub> (Kumamoto et al. [KIOO11]) bei 300 K als Funktion von Druck und ROF.

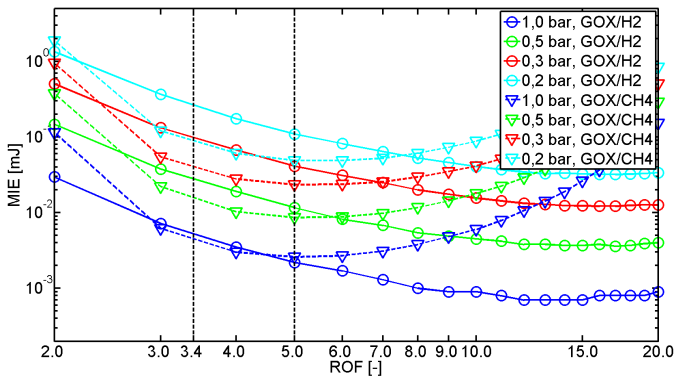


Abbildung 3.11.: Minimale Zündenergien für GOX/CH<sub>4</sub> und GOX/GH<sub>2</sub> bei 200 K als Funktion von Druck und ROF nach Gleichungen 3.25 und 3.27.

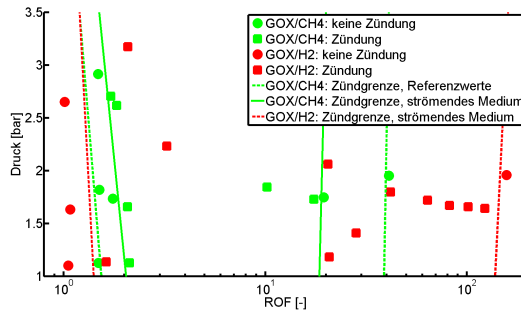


Abbildung 3.12.: Experimentell bestimmte Zündgrenzen für laserinduzierte Zündungen in gasförmigen Treibstoffen nach Liou [Lio94] sowie Referenzgrenzen aus der darin zitierten Literatur.

### 3.4.3.3. Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit und Turbulenz

Die vorangegangene Betrachtungen beziehen sich auf ruhende oder laminare Strömungen, in denen der Flammenkern und dessen Wachstum nicht von den zeitlichen und räumlichen Strömungsgradienten und damit den Mischungsverhältnisgradienten beeinflusst wird.

Liou [Lio94] zeigte, dass sich die Zündgrenzen von strömendem GOX/GCH<sub>4</sub> für laserinduzierte Zündung gegenüber ruhendem Medium verengen (siehe Abb. 3.12). Für diesen Effekt wird die turbulente Strömung als Ursache identifiziert, die die Wärmeverluste des Flammenkerns in das umgebende Medium anhebt und damit die Zündgrenzen entsprechend beeinflusst. Für GOX/GH<sub>2</sub> wurde dieser Effekt hingegen nicht festgestellt, was mit der schnelleren Reaktionskinetik im Vergleich zu GOX/GCH<sub>4</sub> erklärt wird.

Die Änderung der notwendigen Energie MIE durch Strömung und Turbulenz wurde beispielsweise durch Cardin et al. [CRCB13] für turbulente Strömungen von mageren, vorgemischten Luft/CH<sub>4</sub>-Gemischen untersucht. Dabei zeigte sich ein Anstieg der MIE mit

steigendem Turbulenzgrad, die bei Geschwindigkeitsfluktuationen von  $u' > 0,7$  m/s bis  $u' > 1,5$  m/s stark zunimmt und von 6 mJ auf 30 mJ ansteigen lässt.

Ballal und Lefebvre [BL75] zeigten in Studien zu vorvermischten Luft/Propan-Gemischen mit bis zu  $\bar{u} = 50$  m/s unter Verwendung von Zündkerzen, dass sowohl steigende Strömungsgeschwindigkeiten als auch die Reduktion des Drucks, die Abweichung von stoichiometrischen Bedingungen und die Turbulenzintensität zu einem Anstieg der MIE von unter 10 mJ auf über 60 mJ führen können. Auf Basis dieser Arbeiten wird deutlich, dass quantitative Bestimmung der Bedingungen für die Erzeugung einer selbsterhaltenden Verbrennung für diesen Schritt unter den Bedingungen während der Zündung einer kryogenen Raketenbrennkammer kritisch ist.

Zusammenfassend ergibt sich für ein Lasersystem mit fester Pulsdauer und Fokusoptyk analog zu Schritt 1 eine minimale Pulsenergie, die notwendig ist, um eine selbsterhaltene Verbrennungszone zu erzeugen. Diese Energie wird in der Literatur für ruhende, vorge-mischte Treibstoffe als MPE-I (minimum pulse energy for ignition) bezeichnet. Dagegen wird in experimentellen Arbeiten zur laserbasierten Zündung von Raketenbrennkammern dieser Begriff jedoch als diejenige Pulsenergie definiert, die zur erfolgreichen Zündung der Brennkammer notwendig ist, da die Laserenergie auch die folgenden beiden Schritte des Zündvorgangs beeinflusst. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird letztere Definition verwendet und die entsprechenden MPE-I werden in Abschnitt 3.7 zusammengefasst.

#### **3.4.4. Schritt 3: Übergang in eine makroskopische Verbrennungszone**

Die selbsterhaltende, lokale Verbrennungszone muss sich im turbulenten Strömungsfeld der Brennkammer ausbreiten. Gleichzeitig existieren starke Gradienten im Mischungsverhältnis, den Scherra-

ten und den thermodynamischen Größen in Funktion von Zeit und Raum, insbesondere in der Nähe der Injektorstirnplatte kurz nach Einspritzung. Diese Größen werden maßgeblich durch die Injektorgeometrie und die zeitlichen und räumlichen Gradienten der Massenströme beeinflusst.

$$\text{ROF}_{thr,u}(\vec{x},t) \stackrel{!}{<} \text{ROF}(\vec{x},t) \stackrel{!}{<} \text{ROF}_{thr,o}(\vec{x},t) \quad (3.29)$$

Da es zum Verlöschen der Verbrennungszone in der Scherschicht eines Koaxialinjektors kommt, sobald die Scherraten die lokale Reaktionsrate übersteigt [Pet83] und die Reaktionsraten in LOX/GCH<sub>4</sub>-Systemen geringer sind als für LOX/GH<sub>2</sub>, kommt diesem Aspekt für LOX/GCH<sub>4</sub> eine entsprechende Bedeutung zu [CKK<sup>+</sup>17, YH-HP04]. Entsprechend existiert eine obere Grenze für das Impulstromdichteverhältnis:

$$J = \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_o v_o^2} \stackrel{!}{<} J_{thr,o} \quad (3.30)$$

Ebenso relevant sind die Mischungsverhältnisse in den Rezirkulationsgebieten zwischen den Injektoren und den Injektoren und der Brennkammerwand. Die dortigen Mischungsverhältnisse werden definiert durch die Sequenzierung des Zündvorgangs, insbesondere wenn sich geschlossene Rezirkulationszonen ausbilden [WZB16, WZSS16, Man14b]. Ein Verlöschen der Verbrennungszone durch zu starke Gradienten der Strömungsgrößen ist insbesondere bei der Flammenausbreitung von Injektor zu Injektor zu vermeiden. Analog zum vorhergehenden Schritt sind dabei die Zündgrenzen der Treibstoffkombination von entscheidender Bedeutung, ebenso wie die (turbulente) Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $u_f$ , die größer sein muss als die Strömungsgeschwindigkeit  $u_s$ , um ein Ausblasen der Flamme aus der Brennkammer zu verhindern:

$$u_f \stackrel{!}{>} u_s \quad (3.31)$$

Die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $u_f$  kann in Funktion der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  angegeben werden als  $u_f/S_L = A_1 \cdot (u'/S_L) + B_1$  wobei  $A_1$  und  $B_1$  experimentell bestimmt werden. Eine ausführliche Diskussion dieser Korrelation ist beispielsweise von Glassman et al. verfügbar [GY08]. Als Effekt der Temperatur und des Drucks ist die Korrelation

$$S_{L,1} = S_{L,0} \cdot \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{A_2} \cdot \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{B_2} \quad (3.32)$$

mit  $A_2 > 0$  und  $B_2 < 0$  validiert worden [VKKK19]. Entsprechend führen höhere Drücke zu kleineren Flammengeschwindigkeiten.

#### 3.4.4.1. Flammenentwicklung durch Deflagration und Detonation

Die bisherigen Betrachtungen implizierten eine Ausbreitung der Flammenfront durch Deflagration. Im Allgemeinen werden jedoch zwei verschiedene Arten der Flammenausbreitung nach Zündung beschrieben: Deflagration sowie Detonation. Diese unterscheiden sich in der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront und des Drucks direkt nach Zündung: Während sich bei Deflagration die Flammenfront mit Unterschallgeschwindigkeit ausbreitet und der Druck über die Front nahezu konstant ist, breitet sich die Detonationswelle mit Überschallgeschwindigkeit relativ zum unverbrannten Medium aus und der Druck steigt sprunghaft an. Detailliertere Studien zeigen, dass die Deflagration selbst in langsame und schnelle Deflagration unterteilt werden kann, die sich beide durch geringere und höhere Ausbreitungsgeschwindigkeiten unterscheiden. Böck [Böc15] gibt für Luft/H<sub>2</sub>-Mischungen Größenordnungen von 100 m/s für langsame und 1000 m/s für schnelle Deflagration an. Detonationsgeschwindigkeiten werden in der zitierten Arbeit mit etwa 2000 m/s angegeben.

Ronney [Ron94] erarbeitete, dass die minimale Energie für eine direkt initiierte Detonation in einer stöchiometrischen O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>-Mischung bei etwa 10 J liegt und für Deflagration bei etwa 1 μJ. Daraus kann abgeleitet werden, dass für Laserpulsenergien im Rahmen der vorliegenden Arbeit in der Größenordnung  $E_p < 35$  mJ keine Detonation direkt initiiert werden kann.

Neben diesen beiden grundlegenden Arten der Flammenausbreitung gibt es den Prozess des Übergangs der Deflagration in eine Detonation durch Flammenbeschleunigung („flame acceleration“). Dieser Prozess wird durch geführte Strömungen mit Hindernissen begünstigt [Böc15]. Entscheidend für das Auslösen dieses Mechanismus sind fluidmechanische and gasdynamische Rückkopplungen des zündfähigen Gemischs mit der Flamme.

### **3.4.5. Schritt 4: Stabile Ankerung der Verbrennungszone**

Da eine instationäre Ankerung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte häufig mit einer ungleichmäßigen Wärmefreisetzung und der Gefahr von Verbrennungsinstabilitäten assoziiert ist, kommt diesem Aspekt eine besondere Relevanz bis zum Erreichen des stationären Betriebszustands zu. Die stabile Ankerung ist dabei nicht direkt abhängig von der Zündertechnologie. Dennoch kann die Zündertechnologie Auswirkungen auf die gewählte Sequenzierung des Hochfahrens der Brennkammer und damit auf die Ankerung haben. Zusätzlich ist die Druck- und Temperaturdynamik in der Brennkammer von der zeitlichen Charakteristik der Energieeinbringung des Zündsystems in die Brennkammer  $q_{\text{Zünder}}$  abhängig (siehe Gl. 2.3). Insbesondere für die Treibstoffkombination LOX/GCH<sub>4</sub> ist die Ankerung aufgrund der geringeren chemischen Reaktionsraten, der kleineren Diffusionsraten und der kleineren Flammgeschwindigkeiten im Vergleich zu LOX/GH<sub>2</sub> ein kritischer Aspekt während des Zündprozesses [CYO04, ONYC08,

SW14, YCO07, CKK<sup>+</sup>15]. Eine stabile Ankerung ist dabei immer mit einer Verbrennungszone direkt am Injektor verknüpft. Abhängig von den Betriebsbedingungen können auch stabile Verbrennungszonen stromab den Injektors existieren, die als abgehobene Flammen bezeichnet werden. Dabei besteht jedoch die Gefahr des Wechsels zwischen den beiden stabilen Zuständen der abgehobenen und ankernden Flamme, die mit hohen Druckamplituden verbunden sind und Verbrennungsinstabilitäten induzieren können [MAH<sup>+</sup>20].

Beispielsweise wurde durch Oschwald et al. [ONYC08] kein Abheben von LOX/GH2 Flammen identifiziert, während für LOX/GCH4 ein Abheben der Verbrennungszone beobachtet wurde. Dabei ergaben sich zwei zentrale Aspekte:

- Für Impulsstromdichteverhältnisse (J-Zahl) von

$$J < 0.3 \quad (3.33)$$

wurde eine lineare Proportionalität zwischen der Weberzahl

$$We = \frac{\rho_{\text{CH}_4} \cdot (v_{\text{CH}_4} - v_O)^2 \cdot d_0}{\sigma_O} \quad (3.34)$$

und der Abhebedistanz der Flamme von der Injektorstirnplatte („lift-off distance“) identifiziert.

- Höhere J-Zahlen führten zu kleineren Abhebedistanzen.
- Es wurden kein Verlöschen oder Ausblasen der Verbrennungszone dokumentiert.

Einschränkend geben die Autoren jedoch an, dass die prüfstands-limitierenden Faktoren eine Untersuchung nur für  $J \lesssim 2$  erlaubten, während in stationären Bedingungen für Raketentriebwerke Werte von etwa  $3,5 < J < 5$  realisiert werden [Lux08].

Choi et al. [CKK<sup>+</sup>15, CKK<sup>+</sup>17] untersuchten die Flammenankerung und -stabilisierung für koaxiale Einströmung von GOX/GH2

und GOX/GCH4 in Funktion der jeweiligen Reynoldszahlen und der Impulsstromverhältnisse. Sie identifizierten das Abströmen, Abheben und Ankern der Verbrennungszone in Abhängigkeit dieser Parameter, die in den Abbildungen 3.13 und 3.14 gezeigt werden: Für Kombinationen von kleiner J-Zahl und großen sauerstoffseitigen Reynoldszahlen  $Re_{O_2}$  kommt es zum Ausblasen der Verbrennungszone. Zu beachten ist, dass in diesen zwei Veröffentlichungen das Impulsstromdichteverhältnis definiert ist als  $(O/F)_{\text{mom}} = 1/J$ .

Die gleiche Tendenz identifizierten Pauly et al. [PSO09] für GOX/GCH4 an einem Scherkoaxialinjektor: J-Zahlen im Bereich von  $0,29 < J < 2$  und Geschwindigkeitsverhältnisse im Bereich von  $0,8 < \frac{u_{CH4}}{u_{O2}} < 2$  führten zu einer Ankerung der Verbrennungszone am Injektor, während Werte darunter eine abgehobene Flamme zur Folge hatten. Moore et al. [MRK<sup>+</sup>03] identifizierten für koaxiale Einströmung von GOX/GCH4 ebenfalls drei Ankerungszustände: stabil ankernde Flammen, abgehobene Flammen sowie Flammen nahe dem Ausblasen. Für ein gegebenes ROF und jeweils steigende Reynoldszahlen der Treibstoffe identifizierten die Autoren einen Übergang von stabilen zu abgehobenen, instabilen Flammen. Als Ursache geben sie hierfür den ansteigenden Abstand vom Injektor bis zur Durchmischung der Treibstoffe sowie den Anstieg der Turbulenz an.

### 3.5. Vergleich der Treibstoffkombinationen GOX/GH2 und GOX/GCH4 in Bezug auf den Zündprozess

Die Gegenüberstellung der beiden Treibstoffkombinationen GOX/GH2 und GOX/GCH4 in Bezug auf zündungsrelevanten Eigenschaften ist in Tabelle 3.5 zusammengefasst. Diese verdeutlicht die Herausforderungen, die mit der Verwendung von CH4 als Brennstoff verbunden ist: Während die Durchbruchsschwellen für GOX/GH2 nur um 18% höher sind und die MIE um Größenordnungen kleiner

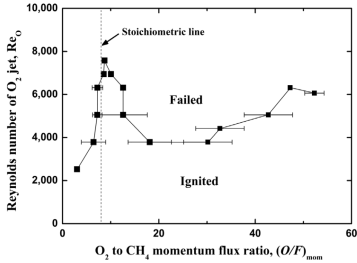


Fig. 3. Ignition limits on  $(O/F)_{min}$ - $Re_0$  diagram for  $GCH_4/CO_2$  coaxial jet flames in combustor at NT.

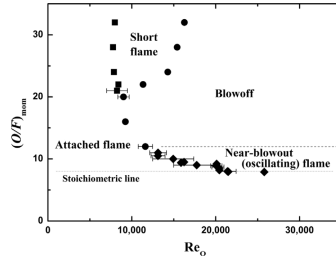


Fig. 4. Combustion stability regimes on  $Re_0$ - $(O/F)_{min}$  diagram for  $GCH_4/CO_2$  coaxial jet flames in combustor at NT.

Abbildung 3.13.: Zündgrenzen und Flammenankering für koaxiale  $GOX/CH_4$  Einströmung. *Reprinted from [KCK<sup>+</sup>16] with permission from Elsevier.*

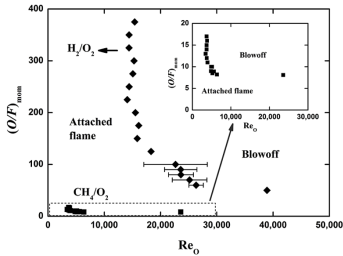


Fig. 3. Combustion stability limits on  $Re_0$ - $(O/F)_{min}$  diagram for  $GCH_4/CO_2$  and  $GH_2/CO_2$  coaxial jet flames in combustor at NT:  $Re_0 = 3434$ – $133,825$  and  $(O/F)_{min} = 3.7$ – $20.0$  for  $GCH_4/CO_2$  flames and  $Re_0 = 14,013$ – $141,503$  and  $(O/F)_{min} = 2.0$ – $400.0$  for  $GH_2/CO_2$  flames.

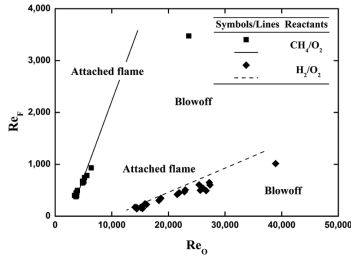


Fig. 4. Combustion stability limits on  $Re_0$ - $Re_0$  diagram for  $GCH_4/CO_2$  and  $GH_2/CO_2$  coaxial jet flames in combustor at NT:  $Re_0 = 3434$ – $133,825$  and  $Re_0 = 398$ – $23,346$  for  $GCH_4/CO_2$  flames and  $Re_0 = 14,013$ – $141,503$  and  $Re_0 = 130$ – $18,361$  for  $GH_2/CO_2$  flames.

Abbildung 3.14.: Flammenankering der für koaxiale  $GOX/CH_4$  und  $GOX/H_2$  Einströmung. *Reprinted from [CKK<sup>+</sup>17] with permission from Elsevier.*

### 3.5. Vergleich der Kombinationen GOX/GH2 und GOX/GCH4

Schritt	Eigenschaft	O <sub>2</sub> /H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub> /CH <sub>4</sub>	Einheit	Quelle
S1	molanteil-basierte Durchbruchschwelle ( $I_{thr}$ )	2,2	1,85	TW / cm <sup>2</sup>	Tab. 3.2, [Phu00a]
S2	Minimale Zündenergie MIE	6	2	μJ	Gl. 3.25, [MRK16]
S2 bis S4	UZG	4	5,1	vol.% Brennstoff	[GY08]
S4	ROF <sub>thr,o</sub>	384,0	37,2	-	bei STP
S2 bis S4	OZG	94	61	vol.% Brennstoff	[GY08]
S4	ROF <sub>thr,u</sub> (ROF <sub>thr</sub> <sup>ref</sup> )	1,0	1,3	-	bei STP
-	stöchiometrisches ROF (ROF <sub>st</sub> )	7,94	3,99	-	
S3, S4	adiabate, laminare Flammgeschwindigkeit	8,3	2,4	m/s	[GMS17]

Tabelle 3.5.: Vergleich der zündungsrelevanten Eigenschaften von GOX/GH2 (ROF=5) und GOX/GCH4 (ROF=3.4) bei  $P = 1,1$  bar und  $T = 250$  K und ruhendem Medium

sind als die verfügbaren Pulsenergien im Bereich von  $E_p < 35$  mJ, liegen die Zündgrenzen für GOX/GCH<sub>4</sub> enger beieinander als für GOX/GH<sub>2</sub> (siehe auch Abb. 2.2). Ebenso sind die laminaren Flammgeschwindigkeiten für GOX/GCH<sub>4</sub> um den Faktor 3,5 geringer als für GOX/GH<sub>2</sub>. Die Konsequenzen auf die Stabilisierung und Ankerung der Verbrennungszonen sind in Abbildung 3.14 durch den größeren Bereich der ankernden Flammen bezüglich des inversen Impulsstromdichteverhältnisses verdeutlicht.

### 3.5.1. Ablagerungen auf der Fokusoptik

Während bei der Verbrennung von LOX/GH<sub>2</sub> keine Ablagerungen an der Brennraumseite der Fokusoptik auftreten können, sind bei der Verbrennung von LOX/GCH<sub>4</sub> Ablagerungen an dieser Oberfläche möglich. Untersuchungen hierzu wurden für Verbrennungskraftmaschinen durchgeführt und zeigten, dass die Laserpulse die Ablation dieser Ablagerungen induzieren können. Daher kommt es zur Selbstreinigung der Oberfläche bis der Laserpuls wieder transmittiert wird [Wei06]. Ranner et al. [RTK<sup>+</sup>07] zeigten für einen Viertaktmotor, dass bei Energiedichten von 10 mJ/mm<sup>2</sup> die Oberfläche eines Fensters frei von Ablagerungen blieb. Okada et al. [EOI<sup>+</sup>18] bestimmten die Anzahl der Einzelpulse, die notwendig sind, bis eine künstlich verrusste Glasplatte durch die Laserpulse unterschiedlicher Energiedichten gereinigt wurde. Für Energiedichten von  $F = E_p/A \approx 4,24$  mJ/mm<sup>2</sup> ergaben sich 10 Pulse, um die Transmission um 80% zu steigern.

## 3.6. LPI und LAI im Kontext von Raketenbrennkammern

Die Plasmaerzeugung durch dielektrischen Zusammenbruch der Treibstoffe in Raketenbrennkammern teilt sich in die zwei technischen Ausführungen LPI und LAI auf. Exemplarisch sind für beide Aus-

führungen in Abb. 3.15 Schlierenaufnahmen gezeigt. Während LPI theoretisch an jedem Ort der innerhalb des Brennkammervolumens realisiert werden kann, ist LAI begrenzt auf Bereiche mit der Möglichkeit zur Ablation, z.B. an der Injektorstirnfläche oder der Brennkammerwand. Insbesondere ist für LAI eine ausgewählter Ablationsbereich notwendig.

Bezug nehmend auf die vier Schritte der laserbasierten Zündung, können diese beiden Ausführungen verglichen werden:

**Schritt 1** Die minimalen Pulsenergien zur Plasmaerzeugung MPE-B sind für LAI mit  $E_p < 1$  mJ geringer als für LPI mit 9 bis 73 mJ. Für die Plasmaerzeugung ist darüber hinaus LAI unabhängig von dem thermodynamischen Zustand der zu zündenden Treibstoffkombination. Für LPI sind die MPE-B abhängig vom thermodynamischen Zustand. Insbesondere für Drücke  $P < 1$  bar steigt MPE-B für LPI signifikant an. Dabei gilt, dass je kleiner die benötigte minimalen Pulsenergien sind, desto kompakter können die notwendigen Lasersysteme entworfen werden. Umgekehrt steigt der absorbierte Anteil des Laserpulses für LPI mit steigender Dichte, während die Wärmeleitungsverluste für LAI bei Aufheizung der Oberfläche und der anschließenden Flammenausbreitung in dessen Nähe nicht komplett verhindert werden können.

**Schritt 2** Für den Übergang in eine selbsterhaltende Verbrennungszone spielt die Art der Plasmaerzeugung eine Rolle, da sich LAI und LPI durch die Energieverlustmechanismen unterscheiden und somit zur Entwicklung des Flammenkerns unterschiedlich hohe Anteile des Laserpulses verfügbar sind: Während für LPI die transmittierte Pulsenergie als Verlust betrachtet werden muss, führt bei LAI die Wärmeleitung zum Verlust von verfügbarer Energie, ähnlich den Wärmeleitungsverlusten von Zündkerzen. Dieser Anteil nimmt für LPI und LAI mit sinkender Laserpulsenergie zu und erreicht 100% bei unterschreiten von  $I_{thr}$  und  $F_{thr}$ . Einfache Korre-

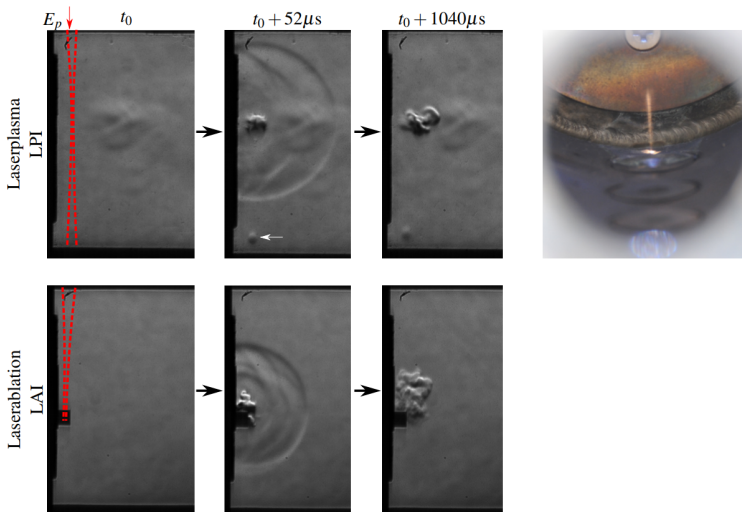


Abbildung 3.15.: Vergleich der direkten Plasmaerzeugung (obere Reihe) und Laserablation (untere Reihe) in Luft bei Standardbedingungen. Der transmittierte Anteil des Laserpulses für LPI erzeugt ein Heißgasvolumen an der gegenüberliegenden Brennkammerwand (siehe zweites Schlierenbild und letztes Foto in der oberen Reihe).

lationen sind aufgrund der Vielzahl der beeinflussenden Faktoren für LAI jedoch nicht veröffentlicht. Die Bildreihe für LPI in Abbildung 3.15 zeigt jedoch, dass der Anteil der transmittierten Energie durch das Fokusvolumen noch ausreicht, um trotz anschließender Strahlaufweitung ein Heißgasvolumen an der gegenüberliegenden Brennkammerwand zu induzieren: Das Heißgasvolumen am unteren Ende des Schlierenbildes bei  $t_0 + 52 \mu\text{s}$ , markiert mit einem weißen Pfeil, ist photographisch im Foto am Ende der Reihe dokumentiert. Ein Effekt, dessen Einfluss schwer zu quantifizieren ist, sind die Atom- bzw. Molekülverbände, die in das zu zündende Medium ablatieren. Diese Verbände besitzen für Ablation durch Na-

nosekundenpulse unterschiedliche Massen. Im direkten Vergleich von LPI und LAI in mit 4,6 m/s strömendem Luft/CH<sub>4</sub>-Gemisch wurden durch Bak und Cappelli [BC15] jedoch keine Unterschiede bezüglich der Flammenausbreitung während der ersten 5 ms nach dem Laserpuls festgestellt.

Aufgrund der großen Druck- und Temperaturgradienten der Treibstoffe während der transienten Zündphase besitzt LAI den Vorteil, dass der Ablationsort zeitlich und räumlich fixiert ist und somit unabhängig von dem injektorinduzierten Strömungsfeld ist. Dennoch muss an diesem Ort ein zündfähiges Gemisch vorliegen, das abhängig von der Versuchssequenz ist. Soll hingegen der Ort der Plasmaerzeugung durch LPI innerhalb der Scherschicht eines Koaxialinjektors sichergestellt werden, ist die Kenntnis der Position dieser Schicht in Funktion der Zeit notwendig. Diese Position kann sich jedoch während der Zündphase durch Phasenübergänge der Treibstoffe verlagern, insbesondere wenn es durch einen geringen Brennkammerdruck zum Flash-verdampfen des Sauerstoffs kommt [Man14b]. Diesem Fehlzündungsrisiko kann jedoch durch die Verwendung von mehreren Laserpulsen in kurzem zeitlichen Abstand entgegen gewirkt werden.

**Schritt 3 und 4** Die Flammenausbreitung und anschließende Ankerung sind auf Basis der bisherigen Ausführungen unabhängig von der Wahl der technischen Ausführung, jedoch unterscheiden sich die beiden Optionen je nach Ausführung im Ort der Zündung und damit im Verlauf der Flammenausbreitung. Insbesondere LAI impliziert eine Flammenausbreitung in der Nähe der Brennkammerwand, wo einerseits die Strömungsgeschwindigkeiten der Treibstoffe reduziert sind, andererseits Wärmeleitungsverluste in die Brennkammerstruktur zu erwarten sind.

### **3.7. Untersuchungen zur minimalen Laserpulsenergie und zum Zündort für die Zündung von Raketenbrennkammern**

Dedizierte Untersuchungen zur MPE-I in Raketenbrennkammern sind limitiert, da die dazu notwendige hohe Anzahl an Versuchsdurchführungen ressourcenintensiv sind und mit einer hohen Anzahl von hardwareseitigen Modifikationen an oder nahe der Brennkammer verbunden sind, was aus Sicherheitsgründen für höhere Schubklassen nur sehr eingeschränkt möglich ist.

Daher unterscheiden sich die bisherigen Untersuchungen zur MPE-I stark in Bezug auf die experimentellen Aufbauten, Treibstoffe und Treibstoffinjektion. Die im Folgenden diskutierten Arbeiten orientieren sich dabei an Anwendungen für Raketenbrennkammern und direkte Vergleiche für LAI und LPI. Diese sind in Tabelle 3.6 aufsteigend nach MPE-I zusammengefasst und umfassen Werte von 0,23 mJ für LAI von vorvermischem GOX/GCH<sub>4</sub> bis zu 92 mJ für koaxial einströmendem LOX/GCH<sub>4</sub>.

Hasegawa et al. [HKK<sup>+</sup>03] untersuchten die ablationsbasierte Zündung für die Treibstoffe GOX/GH<sub>2</sub> und GOX/GCH<sub>4</sub>. Sie identifizierten MPE-I von 0,03 mJ bis 2 mJ für Drücke von 3,5 bis 1,5 bar für GOX/GH<sub>2</sub>. Für GOX/GCH<sub>4</sub> wurden MPE-I von 0,23 mJ bestimmt. Verglichen mit LPI-Versuchen waren diese MPE-I um den Faktor 10 kleiner. Bak und Cappelli [BC15] sowie Li et al. [LYF<sup>+</sup>14] zeigten in vorgemischten Luft/CH<sub>4</sub>-Gemischen, dass die MPE-I für LPI um den Faktor 2 bis 10 höher sind, als für LAI. Das Erreichen der Ablationsschwelle mit MPE-B=1 mJ führte dabei nicht zwangsläufig zur Zündung des Gemisches, sondern benötigte Pulsennergien von etwa MPE-I=4 mJ, was Bak und Cappelli durch die Energieverluste aufgrund der Heizung und der Verdampfung des Materials erklären. Manfletti [Man14a] bestimmte in einer optisch

### 3.7. Untersuchungen zur minimalen Laserpulsenergie und zum Zündort für die Zündung von Raketenbrennkammern

---

zugänglichen Brennkammer mit einem Koaxialinjektor die MPE-I mittels eines Laborlasers (Quantel YG981 E10) sowie eines miniaturisierten Lasers (CTR AG, HiPoLas Gen III) für LOX/GH2 und LOX/GCH4. Die Versuche wurden für Grobvakuumbedingungen stromab der Düse realisiert. Die subatmosphärischen Drücke resultierten in einer Überschallströmung des Brennstoffs und Flashverdampfendem Sauerstoff. Auf Basis von Variationen des Zündorts ergaben sich stark unterschiedliche MPE-I von 14,5 bis 92 mJ. Nur für die Kombination LOX/GH2 und LAI stand zum Zeitpunkt der Versuche genügend Pulsenergie mittels eines an der Brennkammer angebrachten, miniaturisierten Lasers zur Verfügung, um die Zündung sicherzustellen. Daher wurde für die anderen Versuchskonfigurationen ein separater, extern aufgebauter Hochenergielaser zur Zündung benötigt. Die Autorin untersuchte ebenso die Auswirkung der Zündung in den Rezirkulationszonen, der Scherschicht des Injektors und stromab der Injektorstirnplatte. Dabei konnte für beide Treibstoffkombinationen und LPI eine zuverlässig Zündung nur für die Zündorte stromab der sich bei Einströmung in die Brennkammer einstellenden Brennstoffmachscheibe sichergestellt werden. Dieser Einfluss der Strömungsbedingungen wird in Kapitel 5 reproduziert werden. Li et al. [LFY<sup>+</sup>15] identifizierten für einen Tripel-Prallinjektor in einer optisch zugänglichen Brennkammer für LOX/LCH4 MPE-I von 67-74 mJ bei Massenströmen von 18-59 g/s.

Folgende Tendenz lässt sich trotz der stark unterschiedlichen Absolutwerte feststellen: Die geringsten MPE-I werden für gasförmige Treibstoffe und LAI identifiziert, während die größten MPE-I für flüssige Treibstoffe und LPI publiziert wurden. Bei allen Untersuchungen ergaben sich höhere Werte für LPI verglichen mit LAI und für CH4 verglichen mit H2.

Injektor-konzept & Art der Mischung	Treibstoffkombination	LPI/LAI	MPE-I	Referenz
[-]	[-]	[-]	[mJ]	[-]
vorvermischt	GOX/GH2	LAI	0,03 - 2	[HKK+03]
	GOX/GCH4	LAI	0,23	[HKK+03]
vorvermischt	Luft/GCH4	LAI	4	[BC15]
	Luft/GCH4	LPI	9,5-24	[BC15]
	Luft(30%O2)/GCH4	LAI	2-4	[LYF+14]
	Luft(30%O2)/GCH4	LPI	19	[LYF+14]
Scherkoaxialinjektor	LOX/GH2	LAI	14,5	[Man14a]
	LOX/GH2	LPI	72	[Man14a]
	LOX/GCH4	LAI	61,7	[Man14a]
Tripel-Prallinjektor	LOX/GCH4	LPI	92	[Man14a]
	LOX/LCH4	LPI	67-74	[LFY+15]

Tabelle 3.6.: MPE-I für unterschiedliche Treibstoffkombinationen und Versuchsaufbauten

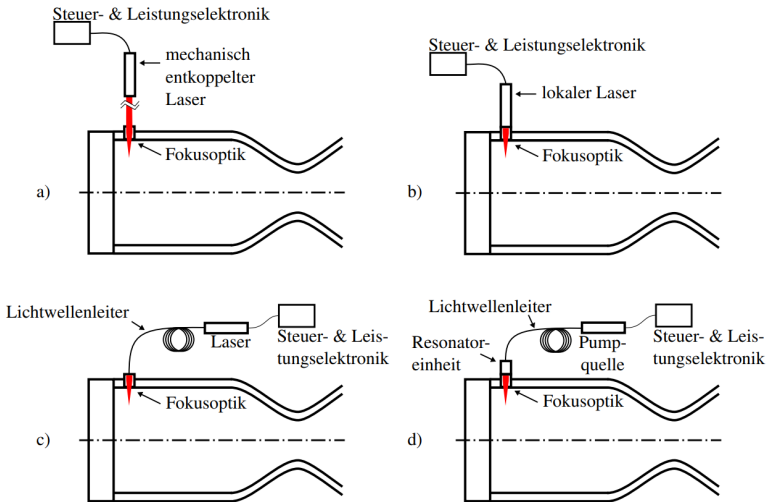


Abbildung 3.16.: Architekturen von Laserzündern mit radialer Integration in die Brennkammerwand

### 3.8. Systemarchitekturen von Laserzündern und Integrationsoptionen

Die Systemarchitekturen von Laserzündern lassen sich in vier Gruppen einteilen, die das Gesamtsystem aus Laserpulsquelle, Pulstransport zur Brennkammer und Einkopplungsoptik charakterisieren. Diese vier Konfigurationen sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Für Verbrennungskraftmaschinen wurden von Wintner [Win17] die letzten drei der im folgenden beschriebenen Optionen formuliert. Rebrov et al. [RGG17] haben insbesondere die faserbasierte Option beschrieben.

Ein *separater, mechanisch von der Brennkammer entkoppelter Laser* wird häufig für grundlegende Studien zur Machbarkeit und Bestimmung der MPE-I eingesetzt. Dabei wird der Laserstrahl durch eine Freistrahlstrecke über Spiegel zur Einkopplungsoptik in die

Brennkammer geführt wird (siehe Abb. 3.16a)). Großer Vorteil dieser Option ist, dass das Lasersystem keine Anforderungen hinsichtlich der thermischen Umgebungsbedingungen erfüllen muss oder Strukturvibrationen der Brennkammer ausgesetzt ist. In Folge dessen sind auch keine Spezifikationen bezüglich des Bauraums, Gewichts und der Versorgungsmedien zu erfüllen. Im Anwendungsfall kommt, damit nur eine Nutzung als Zündsystem am Startplatz eines Trägersystems in Frage. Als externes Zündsystem ist es somit wiederholt für mehrere, konsekutiv startende Raketen verwendbar. Zentraler Vorteil besteht in der Trennung der Strukturmasse des Lasers von der des Trägersystems. Mit Ausnahme der pyrotechnischen Ladungen zur bodengebundenen Zündung der Soyuztriebwerke RD-107/108 [GKFC04] stehen jedoch für Aussenzündungen andere etablierte Anwendungen wie Gasfackelzünder ohne entscheidende Nachteile zur Verfügung.

Die zweite Architektur ist *ein lokal installiertes Lasersystem*, das direkt an das Triebwerk angebracht wird und als zusätzliches Element nur das optische Element zum Einkoppeln und Fokussieren des Laserpulses benötigt (siehe Abb. 3.16b)). Gegenüber der zuvor beschriebenen Architektur ermöglicht diese Bauweise die mehrfache Zündung der gleichen Brennkammer. Nachteilig ist, dass das System den vollständigen thermischen und mechanischen Umgebungsbedingungen des Einbauorts ausgesetzt ist. Gleichzeitig muss das Lasersystem sowohl in Bezug auf die Baugrößen und Montierbarkeit mit der zu zündenden Triebwerk kompatibel sein.

Um diese Anforderungen zu vermeiden, wird ein faserbasierter Transport des Laserpulses benötigt, der die Montage des Lasersystems an einem anderen, weniger anspruchsvollen Einbauort ermöglicht. Dafür stehen zwei Konfigurationen der Laserarchitektur zur Verfügung: Entweder kann das komplette Lasersystem als *zentraler Laser* brennkammerfern installiert werden oder es wird lediglich eine *zentrale Pumpquelle* verbaut, die jedoch einen lokalen Resonator zur Steigerung der Pulsenergie an der Brennkammer be-

nötigt (siehe Abb. 3.16c,d) ). Für die erstgenannte Konfiguration muss die verwendete Faser den Transport der höheren Pulsintensitäten ermöglichen, die zur Zündung der Brennkammer notwendig sind, als auch hinreichend kleine Biegeradien ermöglichen. Aktuell stehen für diese Zwecke nur Prototypenausführungen solcher Fasern zur Verfügung. Bei zweitgenannter Konfiguration mit zentraler Pumpquelle sind die Anforderungen an die zu transportierenden Laserpulsintensitäten geringer. Jedoch wird eine weitere zu versorgende Laserverstärkerstufe oder ein zusätzlicher Resonator direkt an der Brennkammer notwendig, die wiederum den lokalen Bedingungen des Triebwerks ausgesetzt sind.

Für beide faserbasierten Systeme ergibt sich durch die Verwendung eines Laserpulsverteilsystems (Multiplexer) die Option mehrere Brennkammern durch ein Lasersystem zu zünden oder redundante Zündsysteme auszulegen (siehe Abbildung 3.17). In jüngster Vergangenheit haben Rebrov et al. [RGG12, RGG17] und Sudakov et al. [SCL<sup>+</sup>16] diese Form der Laserzündarchitektur erfolgreich für die bodengebundene Zündung der RD107/108 Triebwerksfamilie für Soyuz-Trägersystems demonstriert. Matsuura et al. [MSI<sup>+</sup>18] untersuchten diese Form der Laserarchitektur für ein Kleintriebwerk und formulierten ebenso die Möglichkeit des Multiplexing der Laserpulse für mehrere Kleintriebwerke.

Eine Laserzündsystemarchitektur ohne abschließende Fokussierung des Pulses veröffentlichten im Jahr 2020 die Autoren Pletnev et al. [PPMM20]. Sie nutzten eine hochfrequente, halbleiterspumppte Laserquelle mit 50 kHz Pulswiederholungsrate, 1 mJ Pulsenergie und Pulsdauern von 100 Nanosekunden (YLPN-1/100/20). Diese wurden über eine endflächenpolierte Quarzfaser ohne abschließende Fokussierung auf eine Edelstahloberfläche gerichtet. Damit wurde durch die hohe Pulswiederholungsrate ein kontinuierliches Plasma im Bereich von mehreren zehn Sekunden erzeugt. Die Metalloberfläche wurde dabei nicht degradiert, da das entstehende Plasma die weiteren Pulse absorbiert und so die Oberfläche

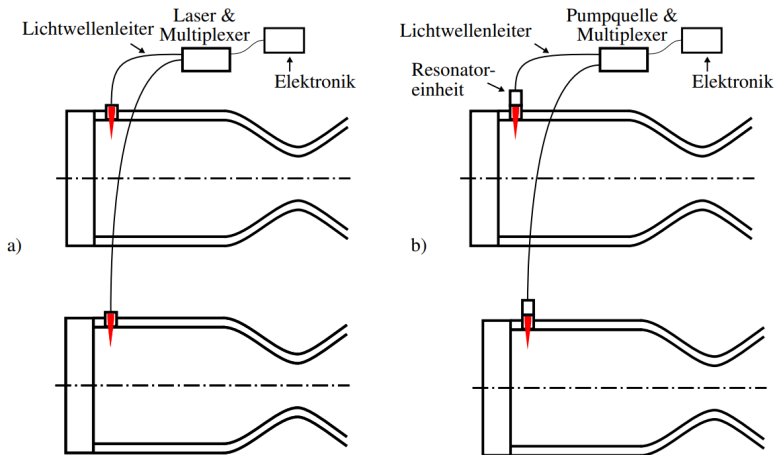


Abbildung 3.17.: Fasergebundener Pulstransport zur Zündung von 2 Triebwerken

schützt. Als Anwendung wird der faserbasierte Transport der Laserpulse über bis zu 300 m zum Zündort für mehrere Triebwerke einer Trägerrakete formuliert. Auf Basis der Veröffentlichung kann abgeleitet werden, dass dieser Zünder als Fackelzünder konzipiert ist und nicht die Zündung im Brenraum der Schubkammer selbst herbeiführt.

Bei jeder der vier Laserzündsystemarchitekture wird die Einkopplung des Laserpulses in die Brennkammer durch ein optisches Element notwendig, das den Brennkammerbedingungen ausgesetzt ist. Für die Position dieses Elements gibt es verschiedene Optionen. Grundlegend kann das finale Element radial oder axial in Bezug auf das zylindrische Brennkammerkoordinatensystem installiert werden (siehe Abb. 3.18 und Rebrov et al. [RGG12]). Die radiale Integration ist aufgrund der notwendigen Kühlkanäle der Brennkammer nur nahe der Injektorstirnplatte möglich. Außerdem ist der Zündort für größere Brennkammedurchmesser oder viele

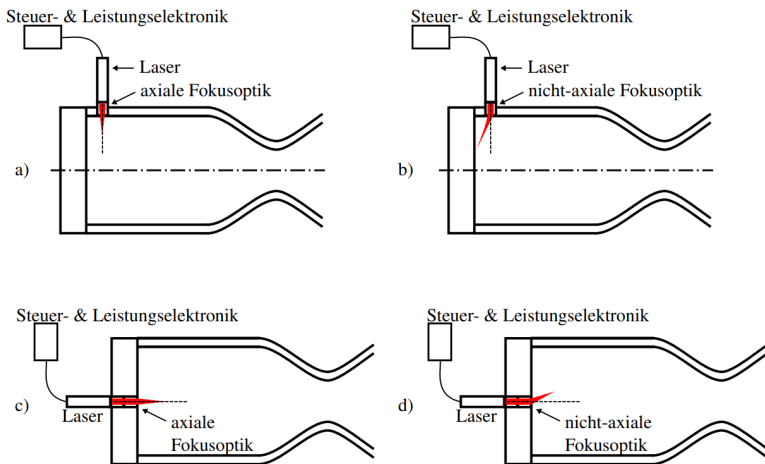


Abbildung 3.18.: Radiale (a & b) und axiale (c & d) Integrationsoptionen

Injektoren auf wandnahe Injektorreihen limitiert, damit eine Brechung und/oder Streuung der Laserpulse vermieden wird. Die axiale Integration benötigt dagegen Bauraum im Einspritzkopf und nimmt Fläche der Injektorstirnplatte ein. Bei einem vorhandenen koaxialen Zugangs zur Brennkammer für einen Gasfackelzünder kann dieser Zugang genutzt werden und so eine Zündung an den zentralen Einspritzelementen realisiert werden [SRPK16, Sol17].

Diese zwei Integrationsoptionen werden diversifiziert durch die Positionierung des Fokusvolumens bezüglich der Bauteilachse des letzten optischen Elements. Das Volumen kann auf dieser Achse liegen (axial) oder in einem radialen Abstand dazu („nicht-axial“). Die radiale Integration mit nicht-axialer Optik ermöglicht die ablationsbasierte Zündung an der Injektorstirnplatte, sodass dafür keine weiteren Ablationsflächen vorgesehen werden müssen. Für die axiale Bauweise mit nicht-axialer Fokussieroptik kann, damit beispielsweise das Plasmavolumen in der Scherschicht eines Koaxialinjek-

tors realisiert werden [Kro17]. Diese Integrationsoptionen sind insbesondere für lokal installierte Laser interessant. Bei faserbasiertem Pulstransport mit entsprechend kleinem Durchmesser der Faser können weitere Integrationsoptionen beschrieben werden, wie beispielsweise eine Positionierung des Plasmas im Rezessionsvolumen eines Koaxialinjektors [LHS09]. Diese Form der Integration konnte jedoch experimentell bisher nicht demonstriert werden.

### **3.9. Stand der Lasertechnik und numerische Untersuchungen des Zündprozesses**

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht zu miniaturisierten Laserzündern und deren technische Verbesserungsmöglichkeiten, die für Raketenbrennkammern relevant sind. Abschließend werden numerische Untersuchungen des Zündvorgangs dargestellt.

#### **3.9.1. Miniaturisierte Laserzündsysteme**

Zentrales Bauteil eines Laserzünders ist ein Lasersystem zur Erzeugung des Laserpulses. Kurze Zeit nach der Realisierung des ersten Lasers im Jahr 1960 durch Maiman [Mai60] wurde der Gasdurchbruch durch einen fokussierten Puls eines Rubinlasers in einer Reihe von Veröffentlichungen unter andern von Meyerand [MH63] dokumentiert. Dort wurde aufgrund der Komplexität und Kosten der Lasersysteme diese Konfiguration als die teuerste Zündkerze der Automobilgeschichte beschrieben [PBH<sup>+</sup>18]. Seit dieser Zeit sind miniaturisierte Lasersysteme für eine technische Anwendung in Verbrennungskraftmaschinen sowie Luft- und Raumfahrtantrieben entwickelt worden. Für Automobilanwendungen wurden vor allem diodengepumpte, faserbasierte Systeme mit zentraler Pumpquelle und jeweils einem lokalem Nd:YAG-Resonator pro Zylinder („Laserzündkerze“) untersucht, die durch die Entwicklung von Oberflächenemittern (VCSEL) optimiert wurden. Die verfügbaren Laser-

pulsenergien sind jedoch limitiert und liegen im Bereich von unter 10 mJ für Nanosekundenpulse, die nach aktuellem Stand der Technik nicht ausreichend sind, um Raketebrennkammern zuverlässig zu zünden (siehe Abschnitt 3.7).

Daher sind für Luft- und Raumfahrtantriebe vor allem kompakte, monolithische, diodengepumpte Festkörperlaser von zentralem Interesse, da diese Bauformen höhere Laserpulsenergien bereitstellen und die notwendige Robustheit aufweisen, um das Lasersystem direkt an die Brennkammer anzubringen [BGV16, PBH<sup>+</sup>18]. In Tabelle 3.7 sind aktuelle Prototypen und die relevanten Betriebscharakteristiken aufgeführt. Bautechnische Details sind vor allem für Automobilanwendungen von Pavel et al. [PBH<sup>+</sup>18] zusammengestellt worden. Die aufgeführten Veröffentlichungen sind alle in den letzten 7 Jahren veröffentlicht worden, was die Dynamik in diesem Technologiebereich verdeutlicht.

### 3.9.2. Numerische Untersuchungen

Numerische Untersuchungen der laserinduzierten Zündung von Raketebrennkammern wurden unter anderen durch Wohlhüter [WZB16, WZSS16], Lacaze [Lac09, LCPO09] und Rocci [Roc14] realisiert. Während ursprünglich die präzise Energiedeposition als Randbedingung für Vergleichsrechnungen in ruhenden, gasförmigen Medien nützlich war, sind die numerische Untersuchungen des Zündprozesses durch die realen Bedingungen bei der Zündung von Raketentriebwerken mit turbulenten, unterkritischen 2-Phasenströmungen sehr ressourcenintensiv.

Wohlhüter [WZB16] untersuchte durch experimentelle und numerische Arbeiten die Zündung eines Einzelkoaxialinjektors mit GOX/GCH<sub>4</sub>. Die Versuche wurden hierfür in einer geometrisch ähnlichen Brennkammer wie die Versuche in Kapitel 5 durchgeführt, die vor den Tests mit GN<sub>2</sub> gespült wurde. In dem Konferenzbeitrag wurde die Relevanz der Rezirkulationszonen und der

Hersteller / Institution [-]	$E_p$ [mJ]	$\tau_p$ [ns]	$\lambda$ [nm]	Pulsrate (# Pulse) [Hz]	Referenz [-]
CTR AG (HiPoLas GenV)	35	<2	1064	100 (50)	[Kro17]
CTR AG (HiPoLas GenIV)	33,2	2,3	1064	57 (40)	[Kro17]
Spectralaser (LZU SPL-PN/30)	32	?	?	25	[RGG17]
Spectralaser (LZU SPL-ML/15)	30	?	?	20	[RGG17]
Harbin Institute of Technology	15,5	13,3	1064	34600 (8)	[MLY <sup>+</sup> 14]
University of Central Florida	14,5-16,5	4,72	1064	5200 (2)	[AVG <sup>+</sup> 17]
Princeton Optonics	12	4,5	1064	20	[PBH <sup>+</sup> 18]
Université de Bordeaux	11	1,4	1064	82	[FAHT <sup>+</sup> 17]
I. for Molecular Science/IHI	6	0,5	1064	1000 („some“)/100	[MSI <sup>+</sup> 18]
INFLPR	4,0	<1	1064	16,6	[PBC <sup>+</sup> 17]
RICOH Co.	2,71	0,572	1064	(7)	[IHI <sup>+</sup> 17]
I. for Molecular Science	2,4	0,7	1060	(4)	[TMK <sup>+</sup> 13]
IPG YLPN	1	100	1060	$5 \cdot 10^4$	[PPMM20]

Tabelle 3.7.: Auswahl aktueller, gepulster Laserquellen für Zünder-systeme

Mischungsverhältnisse in diesen Regionen für die Zündung dargelegt: Für eine kurze, brennstoffreiche Sequenzierung mit  $ROF = 2$  vor dem Zündzeitpunkt wurden die Zündüberdrücke minimiert. Dabei waren Zündorte im Bereich der fortgesetzten Durchmischung der Treibstoffe zu favorisieren. Zudem identifizierten die Autoren einen Übergang der Ausbreitung der Flammenfront von Unter- zu Überschallgeschwindigkeiten.

Details zu weiteren numerischen Untersuchungen der funkenbasierten Zündung in europäischen Flugtriebwerken sind öffentlich nur eingeschränkt einsehbar, da diese eng mit Sequenzierungs- und Injektordetails in Betrieb befindlicher Flugtriebwerks verbunden sind, siehe beispielsweise die Dissertation von Rocchi [Roc14].

Ramcke et al. [RLP18] simulierten die Einströmung des LOX und GCH<sub>4</sub> der Versuche von Manfletti [Man14b] unter Bedingungen, die zum Flash-Verdampfen des Sauerstoffs führten. Dabei rekonstruierten die Autoren das Strömungsfeld in der Brennkammer durch den verwendeten Einzelinjektor. Zudem bestimmten die Autoren die Tröpfchengröße in der Brennkammer mit 8 bis 18  $\mu\text{m}$ . Diese Brennkammer wird in Kapitel 5 für Grundagentests ebenfalls unter Vakuumbedingungen verwendet, jedoch mit fünf statt einem Injektor. Daher wird aufgrund der Unabhängigkeit von der Tröpfchengröße im betrachteten Bereich und der Annahme, dass sich eine ähnliche Tröpfchengrößenverteilung bei den Versuchen einstellt, der Intensitätsschwellwert  $I_{thr}$  für den dielektrischen Durchbruch auf Basis der Ergebnisse von Chylek [CJCP86] für die Tests in Kapitel 5 verwendet.

### 3.9.3. Doppelpulszündung und simultane Zündung an mehreren Orten

Aufgrund der Limitierung der verfügbaren Laserpulsenergien für ein Lasersystem mit begrenzter Baugröße wurden in den letzten 20 Jahren ein Reihe von Optimierungsoptionen erprobt, die die Zünd-

zuverlässigkeit erhöhen oder den Zündverzug reduzieren sollen. Eine detailliertere Darstellung ist von George [Geo17] erstellt worden. Zwei dieser Optionen werden im folgenden dargestellt und die Anwendbarkeit auf Raketentriebwerke bewertet.

**Doppelpulszündung** Die bisherigen Betrachtungen basieren auf der Nutzung eines einzelnen Lasersystems. Osborne et al. [OWTE03] beschrieben die Nutzung von zwei kurz aufeinander folgenden Pulsen. Bei dieser sogenannten Doppelpulszündung mit zwei Laserpulsen unterschiedlicher Wellenlänge und Pulsdauer dient der erste, ultraviolette Femtosekundenpuls zur Plasmaerzeugung ( $I_p > I_{thr}$ ) oder zur Vorionisation des Mediums und der nachfolgende Nanosekundenpuls mit 1064 nm zur Heizung des Plasmas ( $E_v > MIE$ ). Yalin et al. [YWD<sup>+</sup>14] untersuchten dieses Konzept experimentell und numerisch. Tropina et al. [TMS18, TMSM19] entwickelten dafür mathematische Modelle. Ziel dieser Arbeiten war die Erzeugung angepasster Plasmen, um eine Zündung durch eine Heizung des Mediums mit reduzierter Durchbruchsschwellwert zu erreichen und die Energieverluste durch die Schockwellenerzeugung zu minimieren. Während diese Konzepte im Labormaßstab eine Reduktion der MPE-B des ns-Pulses durch den vorherigen fs-Puls um den Faktor 2 zeigten, ist die technische Anwendbarkeit aufgrund der zwei notwendigen, zeitlich abgestimmten Lasersysteme in Bezug auf Gewicht und Bauraum des Gesamtzündsystems herausfordernd. Technische Umsetzungen zu diesem Konzept sind bisher nicht veröffentlicht.

**Simultane Zündung an mehreren Orten („multipoint ignition“)** Die Erzeugung eines einzelnen Plasmavolumens zur Zündung einer Brennkammer kann als Nachteil für die Zündzuverlässigkeit betrachtet werden. Dies gilt insbesondere für die Anwendung von LPI in dem sich stark ändernden Strömungsfeld innerhalb von Raketenbrennkammern während des Hochfahrprozesses.

Neben der Option mehrere Laserpulse in kurzer Abfolge am selben Ort zu fokussieren, ist die simultane Zündung an mehreren Orten innerhalb des Brennraums eine weitere Option zur Auslegung von redundanten Zündsystemen [OWTE03]. Vier Optionen der Umsetzung sind in Abbildung 3.19 abgebildet: a) Die simultane Zündung durch zwei komplett unabhängige Lasersysteme mit gemeinsamen oder getrennten Zugang zur Brennkammer [SRPK16, Sol17], b) dem in Abschnitt 3.8 diskutierten fasergebundenen Pulstransport zur Zündung von mehreren Brennkammern, angewandt auf eine Brennkammer mit mehreren optischen Zugängen, c) einem einzelnen Laserzünder mit mehreren, zeitgleichen Pulsen am Ausgang der Laserzündkerze [PTT11] und d) die Realisierung von mehreren Zündorten durch einen einzelnen Laserpuls durch Kombination von LAI und LPI [MC03]. Während die ersten beiden Konzepte mehrere beliebig platzierbare Zündorte ermöglichen und damit die Zündung unabhängiger von statistischen, lokalen Strömungsbedingungen machen, sind die zwei letzteren darauf ausgelegt die Zündung durch größere Plasmavolumina oder ausgedehntere Heißgaszonen lokal zu modifizieren. Morsy und Chung [MC03] identifizierten für die Multipunktzündung kürzere Zeitintervalle bis zur kompletten Umsetzung der Treibstoffe innerhalb der Brennkammer sowie kürzere Zündverzugszeiten im Vergleich zur Zündung an nur einem Ort mit gleicher Pulsenergie.

### 3.10. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die laserbasierte Zündung von chemischen Raumfahrtantrieben basierend auf vorherigen experimentellen Arbeiten in einem 4-Schrittmodell formalisiert, die entsprechenden Bedingungen für eine erfolgreiche Zündung von der laserinduzierten Plasmabildung bis zur Flammenankerung formuliert und deren Zeitskalen dargestellt. Die Anwendung der laserbasierten Zündung durch LAI und LPI wurden gegenübergestellt und auf Brenn-

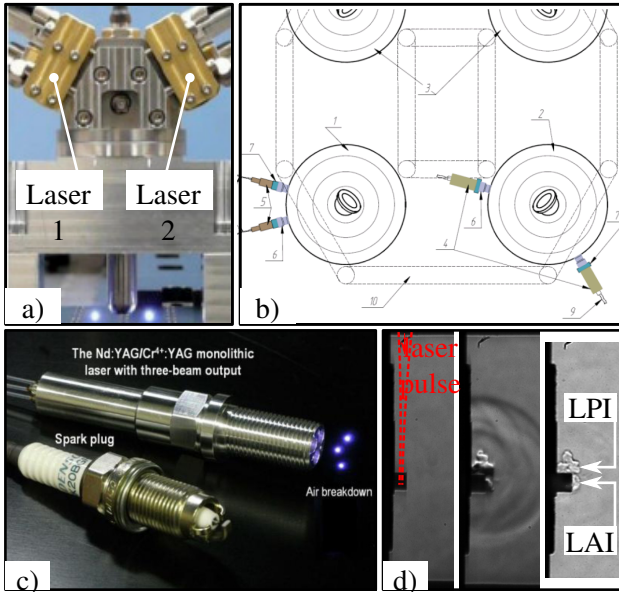


Abbildung 3.19.: Zündsysteme und Konzepte zur gleichzeitigen Zündung an mehreren Orten innerhalb der Brennkammer.

- a) mehrere Laser mit axialer Integration (Abb. 3.18d, [PTT11])
- b) mehrere Laser mit radialer Integration im Triebwerk RD-107/108 (Abb. 3.16b und d, [RGG17])
- c) mehrere Zündorte durch einen Laser ([PBH<sup>+</sup>18])
- d) die vorliegende Arbeit auf Basis von [MC03] (Abb. 3.18d)

kammersystemebene die möglichen Systemarchitekturen von Laserzündern sowie die Integrationsoptionen beschrieben. Zudem wurde der Stand der Forschung und Technik mit Blick auf experimentelle Untersuchungen in Raketenbrennkammern und zu minimalen Pulsenergien sowie den dokumentierten Laserzündsystemen abgebildet.

Während die Vielzahl der involvierten physikalischen Prozesse bei der Zündung von kryogenen Raketenbrennkammern eine abschließende Formulierung aller Effekte der experimentellen Parameter schwierig erscheinen lässt, ist die verfügbare Laserpulsenergie von anwendungsrelevanten, miniaturisierten Laserzündsystemen limitiert. Daher ist die Betrachtung der in die Treibstoffe eingebrachte Energie, die für den Zündprozess zur Verfügung steht, essentiell und erfordert neben der numerischen Betrachtung, die im folgenden Kapitel vorgenommen wird, experimentelle Untersuchungen, die sich im Kapitel 5 und 6 anschließen.



## 4. Numerische Untersuchung der Energiedeposition des Laserpulses in die zu zündenden Treibstoffgemische

Der erste Schritt der laserbasierten Zündung durch LPI ist der Energieeintrag in die Treibstoffe am Ort der Zündung (siehe Abschnitt 3.4). Für die Auslegung eines kompakten Laserzünders ist die zur Zündung notwendige minimale Laserpulsenergie von besonderem Interesse, da kompakte Lasersysteme nicht beliebig hohe Laserpulsenergien bereitstellen. Zur Bestimmung des Energieeintrags wurde im Rahmen dieser Arbeit eine numerische Untersuchung des Energieeintrags des Lasers in die zu zündenden, gasförmigen Treibstoffe durchgeführt.

Bisher publizierte Modelle zum Energieeintrag reichen von semi-analytischen Ansätzen [CMM73, MRK16] in Gasen und deren homogenen Gemischen bis zu räumlich und zeitlich aufgelösten Berechnungen in Wasser [SEC14, ZLZ<sup>+</sup>16] und Luft [KMF<sup>+</sup>10]. In weiteren Veröffentlichungen werden spezifische Aspekte der Laser-Plasma-Wechselwirkung betrachtet, wie zum Beispiel die Energieeinkopplung in homogenes, vorionisiertes Medium bei einer Doppelpuls-laserzündung [TMS18] oder die Schwellwertbestimmung für

die Plasmaerzeugung in Luft [DLY16, Dum17]. Einige der Modelle basieren auf der Ratengleichung zur Bestimmung der freien Elektronendichte zur Modellierung des Plasmas [SEC14, ZLZ<sup>+</sup>16, DLY16], während andere Ansätze komplexe Reaktionsmechanismen mit großer Spezies- und Reaktionsgleichungszahl berücksichtigen [TMS18]. Alle hier zitierten Arbeiten betrachten dabei Reinstoffe oder räumlich homogene Gemische. Darüber hinaus werden ideale, gaußförmige Laserpulse betrachtet.

Das im folgenden dargestellte numerische Modell basiert auf einer Ratengleichung der freien Elektronendichte und wird zur Untersuchung der Energiedeposition in binären, räumlich inhomogenen und gasförmigen Gemischen verwendet. Zudem werden räumlich inhomogene Laserpulsprofile als Eingangsparameter implementiert, die bei kompakten Resonatorarchitekturen vermessen wurden [LBH<sup>+</sup>15]. Die inhomogenen Medienverteilungen sind insbesondere für die Beurteilung des Energieeintrags in injektornahen Zündkonfigurationen notwendig, wo eine inhomogene Durchmischung der Treibstoffe vorliegt.

## 4.1. Modellbeschreibung

Das hier verwendete Modell kann in drei Teilaspekte unterteilt werden:

1. das Modell der Pulspropagation,
2. die Modellierung des Mediums, insbesondere für Gasmischungen,
3. das Modell zur Laser-Plasma-Wechselwirkung.

### 4.1.1. Modell der Pulspropagation

Die Laserpulspropagation wird in paraxialer Näherung als Gaußstrahl modelliert [Mes08] und ist damit azimuthalsymmetrisch. Da-

durch kann der Laserpuls wie folgt dargestellt werden:

$$I(\vec{x}, t) = I(r, z, t) = I_0 \cdot \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot \exp \left[ \frac{-2t^2}{t_p^2} \right] \cdot \exp \left[ \frac{-2r^2}{w(z)^2} \right] \quad (4.1)$$

Darin ist  $I_0 = I(t=0, r=0)$  das Intensitätsmaximum des unfokussierten Laserpulses,  $t_p$  die zeitliche Halbwertsbreite des Gausschen Intensitätsprofils und

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (4.2)$$

der Strahlradius mit  $z_R = \pi \cdot w_0^2 / \lambda$  und  $w_0 = f \cdot M^2 \cdot \lambda / (\pi \cdot r_p)$  sowie dem Radius des unfokussierten Laserpulses  $r_p$  und der Brennweite der fokussierenden Linse  $f$ .

#### 4.1.2. Modellierung des Mediums

Das Medium wird durch drei Spezies beschrieben:

- Neutrale Teilchen  $N$ ,
- einfach positiv geladene Ionen des Neutralteilchens  $N^+$  und
- ungebundene (freie) Elektronen  $e^-$

Dabei werden für die Teilchendichten folgende Startwerte angenommen:

$$n_N(t=0) = \frac{P}{k_B T} \quad (4.3)$$

$$n_{N^+}(t=0) = 1 \text{ cm}^{-3} \quad (4.4)$$

$$n_e(t=0) = 1 \text{ cm}^{-3} \quad (4.5)$$

Für Mischungen von Gasen werden die Eigenschaften der Mischung wie z.B. die Molmassen oder Ionisationsenergien basierend auf den jeweiligen Stoffmengenanteilen berechnet.

### 4.1.3. Laser-Plasma-Wechselwirkung

Die Laser-Plasma-Wechselwirkung wird, basierend auf den Arbeiten von Kennedy et al. [KHR97], Noack et al. [NV99] und Vogel et al. [VV03] durch die Ratengleichung für die freie Elektronendichte und das Lambert-Beersche Gesetz für die Absorption beschrieben.

#### 4.1.3.1. Ratengleichung der freien Elektronendichte

Wie in Abschnitt 3.4.2.3 dargestellt, kann die zeitliche Entwicklung der freien Elektronendichte  $n_e(t)$  unter Einwirkung der Laserstrahlintensität  $I$  beschrieben werden als

$$\frac{dn_e}{dt} = v_{MPI} \cdot n_N + (v_{EKI} - v_{ec} - v_r - v_{att} - v_{dr}) \cdot n_e + \frac{dn_{diff}}{dt} \quad (4.6)$$

Die Referenzen zu den verschiedenen Koeffizienten  $v$  sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Im Einzelnen gilt:

$$v_{MPI} = I^{m_i} \cdot \frac{2\pi\omega_L}{(m_i - 1)!} \cdot \left( \frac{2\pi\sigma_{MPI}}{h\omega_L^2} \right)^{m_i} \quad (4.7)$$

$$v_{EKI} = \frac{v_{en}}{(\omega_L^2 + v_{en}^2)} \cdot \frac{e^2}{cn\epsilon_0 m_e E_{ion}} \cdot I \quad (4.8)$$

$$v_{ec} = \frac{v_{en}}{\omega_L^2 + v_{en}^2} \cdot \frac{m_e \omega_L^2}{M} \quad (4.9)$$

$$v_r = 8.8 \cdot 10^{-27} \cdot T_e^{-4.5} \cdot n_e \cdot n_{N^+} \quad (4.10)$$

$$v_{att} = h_a \cdot v_{en} \quad (4.11)$$

Darin ist

$$v_{en} = n_N \cdot \bar{v}_e \cdot \sigma_{en} \quad (4.12)$$

die Elektron-Neutralteilchen-Stoßfrequenz mit der kinetischen Energie der Elektronen  $\bar{v}_e = \sqrt{(2 \cdot E_{ion}/m_e)}$  sowie dem Streuquerschnitt

Symbol	Mechanismus	Reaktion	Referenz
$\nu_{MPI}$	Multiphotonenionisation	$m + m_i \cdot (h\nu) \rightarrow N^+ e^-$	[Mor75]
$\nu_{EKI}$	Kaskadenionisation	$e^- + N \rightarrow 2 \cdot e^- + N^+$	[NV99]
$\nu_{ec}$	Elastische Kollision	$e^- + X \rightarrow e^- + X$	[NV99]
$\nu_r$	3-Körper Rekombination	$e^- + N^+ + X \rightarrow N + X$	[Rai91]
$\nu_{att}$	Anlagerung	$e^- + N + X \rightarrow N^- + X$	[Rai91, CMM73]
$\nu_{dr}$	Dissoziative Rekombination	$N_2^+ + e^- \rightarrow N + N^*$	[BB49, KKMS92, AKK <sup>+</sup> 09, DLY16]

Tabelle 4.1.: Koeffizienten der Ratengleichung der freien Elektronendichte (4.6)

der Elektronen und Neutralteilchen  $\sigma_{en} = 10^{-16} \text{cm}^2$ . Eine detaillierte Diskussion der Terme für Wasser und Luft ist beispielsweise von Noack [NV99] und Dumitrache [Dum17] zu finden. Die verwendeten Stoffparameter sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Die Diffusion der freien Elektronen

$$\frac{dn_{diff}}{dt} = -\nabla(D\nabla n_e) \quad (4.13)$$

wird durch die Diffusionskonstante

$$D = \frac{E_{ion}}{3m_e \nu_{en}} \quad (4.14)$$

nach Raizer [Rai91] beschrieben, worin  $E_{ion}$  die erste Ionisationsenergie des Neutralteilchens ist.

Stoff	Ionisationsenergie $E_{ion}$ [eV]	MPI-Querschnitt $\sigma_{MPI}$ [ $10^{-16} \text{ cm}^2$ ]	Molmasse [u]	$h_a$ [ $10^{-4}$ ]	$v_{dr}$ [ $10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ ]
H <sub>2</sub>	15,42	3,87	2	5	$2,5 \cdot 10^{-6} \cdot 300/T_e$
O <sub>2</sub>	12,07	8,14	16	7,5	$2 \cdot 10^{-7} \cdot 300/T_e$
CH <sub>4</sub>	12,6	10,18	16	5	$3,4 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{300/T_e}$
N <sub>2</sub>	15,58	8,14	28	7,5	$2,8 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{300/T_e}$

Tabelle 4.2.: Stoffparameter der verwendeten Medien basierend auf den Referenzen in Tabelle 4.1.

Die Elektronentemperatur  $T_e$  wird in dem hier verwendeten Modell als konstant mit

$$T_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_{ion}}{k_B} \quad (4.15)$$

beschrieben. Dabei wird angenommen, dass Elektronen der Energie  $E > E_{ion}$  durch elastische Stöße und hohe Stoßfrequenz nicht vorhanden sind und die Energiedichte konstant zwischen  $E = 0$  und  $E = E_{ion}$  ist.

Basierend auf den Arbeiten von Raizer [Rai91] haben verschiedene Autoren die vernachlässigbare Relevanz der radiativen Rekombination ( $N^+ + e^- \rightarrow N + (h\nu)$ ) für die hier dargestellten Prozesse herausgearbeitet [Dum17].

#### 4.1.3.2. Energietransfer durch Absorption

Die Absorption des Laserpulses durch das Plasma wird ab Temperaturen von etwa  $T_e > 1\text{eV}$  hauptsächlich durch den inversen Bremsstrahlungsprozess dominiert [BSSW04]. Daher wird der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  im Lambert-Beerschen Gesetz

$$I(z + \Delta z) = I(z) \cdot \exp[-\alpha \Delta z] \quad (4.16)$$

durch den inversen Bremsstrahlungsprozess beschrieben:

$$\alpha = \alpha_{IB} = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e k_B}} \cdot \frac{e^6}{m_e h c^4} \cdot \lambda^3 \cdot \frac{1}{\sqrt{T_e}} \cdot \left(1 - \exp\left[-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right]\right) \cdot n_e \cdot n_{N^+} \quad (4.17)$$

Darin sind alle Parameter in SI-Einheiten.

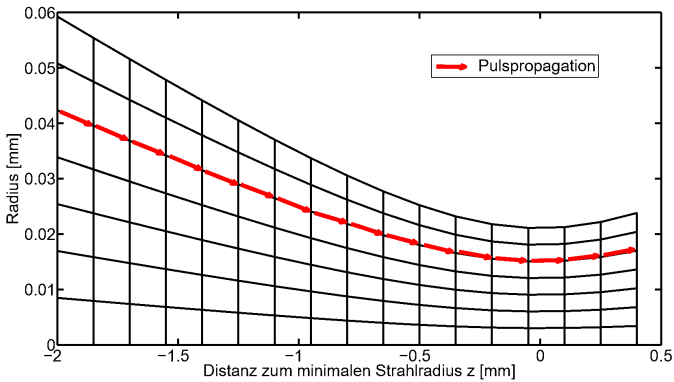


Abbildung 4.1.: Beispiel eines groben, strukturierten, defomierten Gitters zur numerischen Untersuchung des Energieeintrags durch den Laser.

## 4.2. Numerische Implementierung

Die Propagation des Laserpulses wird auf einem strukturierten, deformierten Gitter realisiert, das durch die vorgegebene zeitliche Auflösung, die Brennweite der Fokusslinse und die Laserpulsseigenschaften definiert wird. Exemplarisch ist ein grobes Gitter der Pulspropagation in Abb. 4.1 gezeigt. Die zeitliche Entwicklung der Laserpulspropagation, der freien Elektronendichte und des Energietransfers wird als explizites Eulerverfahren realisiert. In jedem Kontrollpunkt wird die Änderung der freien Elektronendichte entsprechend Gleichung 3.4 realisiert und anschließend die Absorption der Laserintensität nach Gleichung 4.16 bestimmt. Abschließend wird der transmittierte Anteil der Intensität berechnet. Darauf folgt die Propagation des Laserpulses für den folgenden Zeitschritt. Das simulierte Zeitintervall ist

$$-\tau_p < t < +\tau_p \quad (4.18)$$

während die räumliche Auflösung des Gitters für den Radius

$$0 < r(z) < 1,5 \cdot w(z) \quad (4.19)$$

und paraxiale Dimension iterativ über eine Netzkonvergenzstudie bezüglich der absorbierten Energie bestimmt wurde. Durch die Wahl des Intervalls von  $t$  und  $r(z)$  wird 99,99 % der Pulsenergie eines idealen Gausschen Strahls abgebildet.

### 4.3. Validierung des Zündmodells durch Vergleich mit Experimentdaten

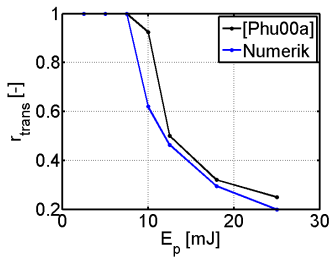
#### 4.3.1. Validierung der integralen Energieabsorption

Während zahlreiche Veröffentlichungen die Anwendbarkeit des Modells für Wasser durch Vergleiche der Rechnungen mit experimentellen Ergebnissen verifizieren, fehlen vergleichbare Studien für die in Raketenbrennkammern verwendeten Treibstoffe. Daher wird das hier präsentierte Modell gegenüber Laserenergieabsorptionsmessungen von Phuoc [Phu00a] in den gasförmigen Medien  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $O_2$  und Luft auf Anwendbarkeit überprüft. Da die Vermessung in Luft als Gemisch von  $N_2$  und  $O_2$  modelliert wird, kann das Ergebnis auch als Test auf die Anwendbarkeit des Modells auf Mischungen betrachtet werden. Abbildung 4.2 zeigt den Vergleich des Verhältnisses von transmittierter Laserpulsenergie  $E_{trans}$  und einfallender Laserpulsenergie

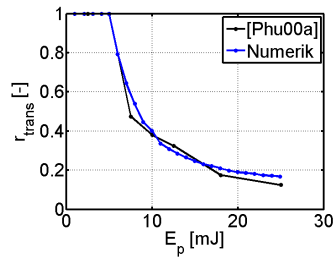
$$r_{trans} = \frac{E_{trans}}{E_p} \quad (4.20)$$

in Funktion der einfallenden Laserpulsenergie  $E_p$ .

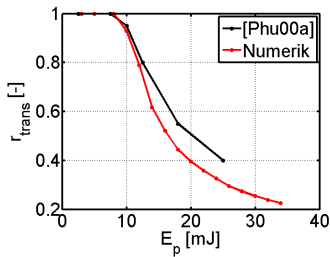
Die allgemeine Tendenz des Transmissionsverhaltens kann für alle vier Medien reproduziert werden: Für die Laserpulsenergien, die nicht zum Durchbruch des Mediums führen, ergeben die numerischen Ergebnisse ebenfalls Transmissionverhältnisse von 1. Auch



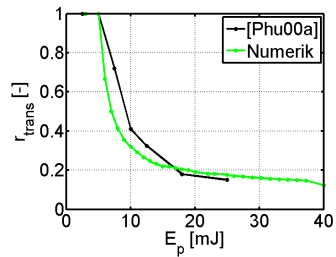
(a) Vergleich für Luft



(b) Vergleich für O<sub>2</sub>



(c) Vergleich für H<sub>2</sub>



(d) Vergleich für CH<sub>4</sub>

Abbildung 4.2.: Vergleich von Energieabsorptionsmessungen durch Phuoc [Phu00a] und numerischen Ergebnissen

für die höchsten vermessenen Laserpulsenergien von 25 mJ werden die Transmissionsverhältnisse von allen vier Medien mit einer Genauigkeit von  $\Delta r_{trans} = r_{trans}^{num} - r_{trans}^{exp} < 0.07$  wiedergegeben. Die größten Abweichungen betragen für den untersuchten Energiebereich bis zu  $\Delta r_{trans} > -0.32$  für Datenpunkte in der Nähe des Durchbruchsschwellwerts von Luft bei  $E_p = 10$  mJ. Dies kann beispielsweise an der nicht näher spezifizierten Qualität der Laborluft im Experiment liegen, oder an den Vereinfachungen durch das Modell für Gasgemische.

### 4.3.2. Vergleich der räumlichen Ausdehnung des Plasmas

Zur Beurteilung der räumlichen Ausdehnung des Plasmas entlang der optischen Achse des Lasers wurde mit Hilfe einer Spiegelreflexkamera ein Bild von dem Plasma aufgenommen, das durch den in dieser Arbeit verwendeten Laser HiPoLas erzeugt wurde. Dieses Bild ist in Abb. 4.3 zu sehen und wurde in Luft unter Umgebungsbedingungen ( $P = 1 \pm 0.1$  bar und  $T = 298 \pm 3$  K) erzeugt. Um die Intensitätsgradienten der Plasmas abzubilden, wurde das Plasma durch Neutraldichtefilter mit unterschiedlichen Dicken aufgenommen und anschließend die Intensitätsverläufe der Einzelaufnahmen addiert und anschließend normiert. Diese Darstellung ist in Abb. 4.3 auf der rechten Seite zu sehen.

Unter der Annahme, dass die freie Elektronendichte ein repräsentativer Parameter für die Intensität der Brems- und Rekombinationsstrahlung des Plasmas ist, kann die Form des Plasmas mit den Aufnahmen der Spiegelreflexkamera verglichen werden. Ebenso kann qualitativ die Ausbreitung des Plasmas in Richtung des einfallenden Laserpulses durch einen Vergleich mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Baerwinkel et al. [BLSB16] verifiziert werden (siehe Abb. 3.9).

Die Ergebnisse einer Rechnung für identische Laser- und Medie-

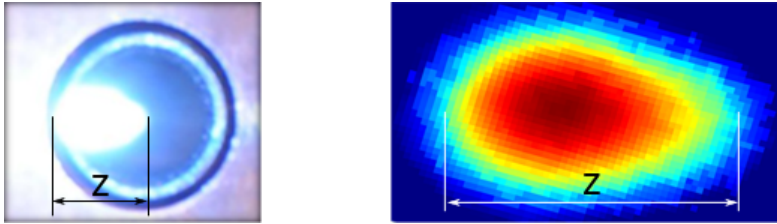


Abbildung 4.3.: Laserinduziertes Plasma vor einem Koaxialinjektor und daraus abgeleitetes Falschfarbenbild der Intensität. In beiden Abbildungen ist  $z = 2.1$  mm.

neigenschaften wie im Experiment sind in Abb. 4.4 gezeigt.

Aufgrund der Limitierung des Gitters ist eine radiale Ausdehnung des Plasmas nicht überprüfbar. Darüber hinaus endet die Simulation eine Halbwertsbreite der Laserintensität nach dem Maximum der Laserintensität:  $t = +\tau_p$ . Die Aufnahme der Kamera zeigt dagegen die zeitlich integrierte Strahlung des Plasmas, inklusive der Expansion des Heißgases.

Die integrale Länge des Plasmas von  $\Delta z_{exp} = 2,1 \pm 0,3$  mm wird durch die Ergebnisse der Rechnungen mit  $\Delta z_{num}(r=0, n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}) = 2,7$  mm hinreichend genau reproduziert. Bei diesem Vergleich findet eine Expansion des Plasmas nach dem Ende der Simulation keine Berücksichtigung, die jedoch in den Aufnahmen abgebildet wird (siehe Verlauf der Plasmaemission in Abb. 3.9).

Diverse Arbeiten haben die tropfenförmige Ausdehnung des Plasmas und dessen Anwachsen in Richtung der Einfallsrichtung des Laserpulses dokumentiert (siehe Abb. 3.9, [CLP00,SGF<sup>+</sup>10,BLSB16]). In Abbildung 4.4 kann diese tropfenförmige Ausdehnung des Plasmas verifiziert werden.

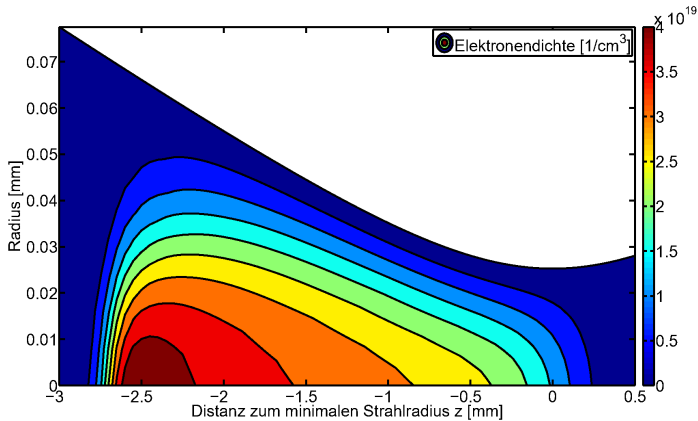


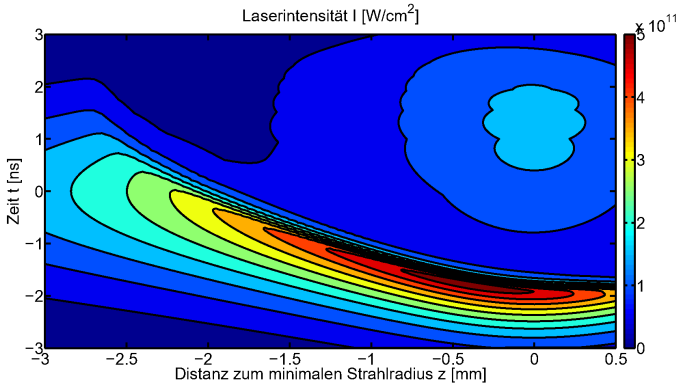
Abbildung 4.4.: Zeitlich gemittelte, freie Elektronendichte

### 4.3.3. Validierung der räumlich und zeitlich aufgelösten Energieabsorption

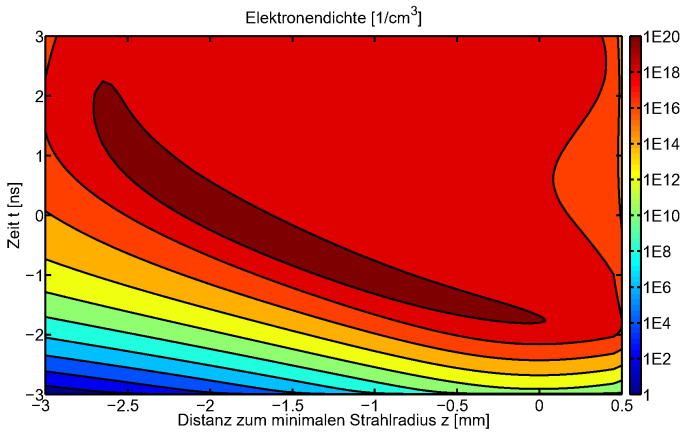
Neben dem integralen Energieübertrag kann aufgrund der zeitlichen und räumlichen Auflösung auch das plasmadynamische Verhalten überprüft werden. Interpretierte man die Elektronendichte als Maß für den integrierten Energieeintrag in das Medium, wird aus Abb. 4.4 deutlich, dass ein Hauptteil der Energie etwa  $z = 2,5$  mm vor dem Ort der kleinsten Strahltaile ( $z = 0$  mm) übertragen wird. Als Konsequenz ist eine Positionierung des berechneten Ortes der minimalen Strahltaile ( $z=0$ ) bei coaxialer Treibstoffeinspritzung in den oxidatorreichen Bereichs sinnvoll, um das Maximum der Energie deposition in der Scherschicht der Treibstoffe zu verschieben und somit die absorbierte Energie im Bereich der zündfähigen Mischungsverhältnisse zu maximieren. In den Abbildungen 4.5(a) und 4.5(b) sind die über den Radius gemittelten Intensitäts- und Elektronendichteverläufe dargestellt. Dadurch kann das zeitliche Elektronendichtewachstum in Richtung des einfallenden Laser-

pulses identifizierte werden.

In der Arbeit von Lorenz et al. [LBH<sup>+</sup>15] wurde das Strahlprofil und die transmittierte Pulsenergie von miniaturisierten, passiv gütgeschalteten Lasern untersucht, wobei die Laserintensitäts- und Transmissionsprofile von Ringflächen mit unterschiedlichen Radien bestimmt wurden. Die vermessenen Intensitätsprofile in [LBH<sup>+</sup>15] wurden als Eingangsgrößen für die Vergleichsrechnungen verwendet. Diese Profile sind im Anhang A.6 gegenübergestellt. Anschließend wurden die experimentell bestimmten globalen Absorptionsanteile für unterschiedliche Umgebungsdrücke mit den Resultaten der Rechnungen verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Für Drücke  $p \leq 1$  bar wird die transmittierte Pulsenergie durch die numerischen Ergebnisse unterschätzt mit bis zu  $\Delta r_{trans} \geq -0,12$ , während für  $p > 1$  bar die transmittierte Pulsenergie mit  $\Delta r_{trans} \leq +0,097$  überschätzt wird. Aufgrund der zeitlichen Auflösung kann das transmittierte Intensitätsprofil betrachtet werden und mit den experimentellen Ergebnissen von Lorenz [LBH<sup>+</sup>15] verglichen werden (siehe Abb. 4.7). Die Tendenz, dass der Gasdurchbruch für höhere Drücke früher stattfindet, kann reproduziert werden. Allerdings werden die absoluten Durchbruchsschwellen unterschätzt bis zum Faktor 2 für  $P = 8$  bar. Gegen Ende des Laserpulses steigt der transmittierte Anteil an, wohingegen der experimentelle Verlauf nicht ansteigt. Dieser Aspekt kann einerseits durch eine nicht hinreichend präzise, isotherme Modellierung verursacht werden, andererseits aufgrund der fehlenden Modellierung der Laserlichtstreuung, die nach Ausbildung des Plasmas stark ansteigt und dadurch in Experimenten das Laserlicht aus dem Akzeptanzraumwinkel des Energiedetektors ablenkt und somit fehlerhaft als absorbierte Energie identifiziert wird.



(a) Radial gemittelte Laserintensität



(b) Radial gemittelte Elektronendichte

Abbildung 4.5.: Ergebnisse der numerischen Untersuchung der Plasmaerzeugung für Luft bei  $P=1$  bar und  $T=298$  K.

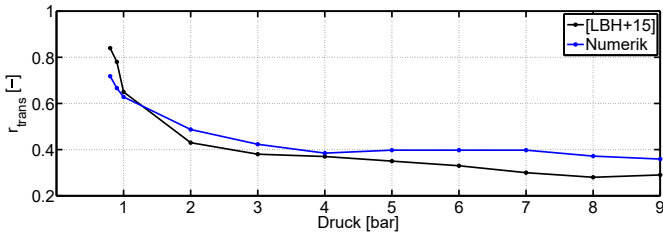
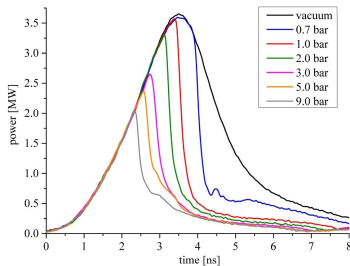
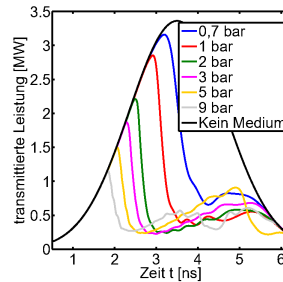


Abbildung 4.6.: Vergleich von experimentellen Daten von Lorenz et al. [LBH<sup>+</sup>15] und den numerischen Ergebnissen für verschiedene Drücke in Luft bei Umgebungstemperatur.



(a) Experimentell bestimmte, transmittierte Laserleistung.

Reprinted with permission from [LBH<sup>+</sup>15], The Optical Society (OSA).



(b) numerisch bestimmte, radial integrierte Laserintensität

Abbildung 4.7.: Vergleich der transmittierten Laserleistungen in Experimenten von Lorenz et al. [LBH<sup>+</sup>15] und dem hier beschriebenen, numerischen Modell.

## 4.4. Anwendung des Modells auf das verwendete Lasersystem

### 4.4.1. Energieabsorption für Standardbedingungen

Für das in dieser Arbeit verwendete Lasersystem HiPoLas Gen. IV von CTR AG wurde das Modell für Standardbedingungen ebenfalls überprüft. Die verwendeten Laserparameter entsprechen denen der Versuche am Prüfstand P8 in Kapitel 6, die in Tabelle 6.3 gegeben sind. Hierfür wurde zunächst die transmittierte Pulsenergie für  $N_2$  und  $O_2$  bei Standardbedingungen für verschiedene Pulsenergien experimentell bestimmt. Diese Werte sind mit den Ergebnissen der numerischen Untersuchungen in Tabelle 4.3 gegenübergestellt. Dabei konnte eine hinreichende Übereinstimmung der numerischen Ergebnisse mit den experimentellen Werten durch die Anpassung des Strahlgütefaktors des Lasers mit  $M^{2,*} = 1,2$  in der Simulation erreicht werden. Dieser Strahlgütefaktor wurde durch Rekonstruktion der von Phuoc [Phu00b] experimentell bestimmten Schwellwerte berechnet (siehe Anhang A.5). Diese notwendige Anpassung kann als Kompensation für die Abweichung des Strahlprofils des Lasers von einem idealen Gausschen Pulsprofil in Raum und Zeit verstanden werden, die sich aufgrund der Miniaturisierung des Lasers und damit des Resonators ergibt und zu einer modifizierten Submodenstruktur führt.

Durch die räumlichen Auflösung des Modells kann der Effekt von inhomogenen Treibstoffverteilungen auf die Energiedeposition untersucht werden. Für die Treibstoffkombinationen  $H_2/O_2$  sowie für  $CH_4/O_2$  wurde die absorbierte Energie für eine homogene Treibstoffmischung mit unterschiedlichen Mischungsverhältnissen (siehe Abb. 4.8), einer inhomogenen, gestuften Treibstoffverteilung sowie einer inhomogenen Mischung mit linearem Mischungsgradienten entlang der optischen Achse untersucht (siehe Abb. 4.9). Die untersuchten homogenen Mischungen entsprechen für beide Treib-

$E_{in}$	$E_{trans}$	$r_{trans}$	$r_{trans}^{Numerik}$	$E_{trans}$	$r_{trans}$	$r_{trans}^{Numerik}$	0,3	0,9	1,7	2,4	3,5	6,2	9,9	14,5	17,9	21,8	25,8	33,2
[mJ]	[mJ]	[%]	[%]	[mJ]	[%]	[%]	0,29	0,8	1,4	2,2	2,8	5,3	6,2	8,4	8,8	10,3	11,9	14,6
							99	99	87	89	84	80	62	58	49	47	46	43
							100	100	100	100	100	92	66	47	43	44	35	29
							0,3	0,7	1,4	2,1	2,5	5,4	5,7	6,8	11,1	11,6	12,3	14,4
							99	95	90	87	81	71	58	46	62	53	47	43
							100	100	100	100	98	76	57	46	44	42	40	32

 Tabelle 4.3.: Vergleich der transmittierten Pulsenergie in N<sub>2</sub> und O<sub>2</sub>

stoffmischungen ROF=1 sowie den Referenzwerten für Gleichgewichtsmischungsverhältnisse in Hauptbrennkammern.

Für homogene Mischungen ergibt sich eine minimal größere Zone für  $n_e(z) > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  für  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  verglichen mit  $\text{H}_2/\text{O}_2$ . Deutlicher wird dieser Effekt für die zwei inhomogenen Mischungen, in denen diese Zone für  $\text{H}_2/\text{O}_2$  um bis zu 1 mm kürzer ist. Dieser Effekt wird durch die unterschiedlichen Ionisationsenergien von  $\text{H}_2$  und  $\text{CH}_4$  verursacht, die entsprechend Gl. 3.4 zu unterschiedlichen Elektronendichten führen.

Die transmittierten Energien sind in Tabelle 4.4 angegeben. Es wird deutlich, dass die Absorption für  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  nicht signifikant höher ist als für  $\text{H}_2/\text{O}_2$ , obwohl sich die Orte der Energiedeposition unterscheiden.

Treibstoffe	Homogene Mischung		diskrete Verteilung	linearer Übergang
$\text{H}_2/\text{O}_2$	20,2 (ROF=1)	20,7 (ROF=5)	20,1	20,3
$\text{CH}_4/\text{O}_2$	21,3 (ROF=1)	21,6 (ROF=3,4)	20,5	20,8

Tabelle 4.4.: Absorbierte Laserpulsenergie [mJ] für die untersuchten Konfigurationen in Abbildung 4.8 und 4.9.

#### 4.4.2. Einfluss der Treibstoffdichte auf die absorbierte Energie

Kleinere Treibstofftemperaturen und höhere -drücke und damit höhere Neutralteilchendichten  $n_N$  führen nach Gleichungen 4.4 und 4.6 zu einer höheren Elektronendichte und somit zu höherer Absorption (Gleichung 4.17). Der Effekt der Treibstofftemperatur und -druck auf die absorbierte Energie wurde für den linearen Massenanteilsgradienten bestimmt. Die Treibstoffeigenschaften wurden

entsprechend den Werten gewählt, die für die Tests in Kapitel 6 gemessen wurden (siehe Abbildung 6.14). Dabei wurden die Verteilertemperaturen und die Brennkammerdrücke als Referenz für die Treibstoffzustände im Fokusvolumen verwendet. Die Teilchenzahldichte  $N_1$  wurde durch das Dichteverhältnis zu Standardbedingungen ( $N_0, \rho_0$ ) bestimmt, welches wiederum durch REFPROP bestimmt wurde:  $N_1 = N_0 \cdot \rho_1 / \rho_0$ . Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 gegeben. Die absorbierten Energien steigen dabei mit steigender Dichte der Treibstoffe.

## 4.5. Zusammenfassung

Zusammenfassend können in Bezug auf dieses Kapitel folgende Aussagen getroffen werden:

1. Im Hinblick auf die durch das Medium absorbierte Laserenergie kann das von verschiedenen Autoren aufgestellte Ratengleichungsmodell der freien Elektronendichte für laserinduzierte Plasmen in Wasser und Luft auf die für diese Arbeit relevanten gasförmigen Treibstoffe erweitert und angewendet werden.
2. Die Diskretisierung der Ratengleichung in Zeit und Raum erlaubt die Verifizierung des Anwachsens des Plasmas in Richtung des einfallenden Laserpulses und das dadurch verschobene Maximum der Energieabsorption vor dem Ort der minimalen Strahltaile.
3. Die Bestimmung der Energieabsorption kann für nicht-gaußförmige Laserpulsprofile durchgeführt werden.
4. Die räumlich inhomogene Mischung von Brennstoffen führt zu unterschiedlichen Energiedepositionen für die beiden untersuchten Treibstoffkombinationen  $\text{H}_2/\text{O}_2$  und  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Daher ist eine Positionierung des berechneten Laserfokuspunk-

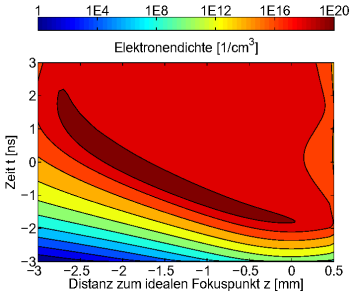
Tabelle 4.5.: Absorbierte Laserpulsenergie [mJ] für den linearen Massenanteilsgradienten und Treibstofftemperaturen der Versuche in Kapitel 6 aus Abbildung 6.14.

Treibstoff- kombination	$P_{BK}$ [bar]	$T_{O_2}$ [K]	$\rho_{O_2}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$T_f$ [K]	$\rho_f$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$E_{abs}$ [mJ]	$E_{abs}$ relativ zu H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>
-							-
H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	281	2,057	282	0,129	26,5	1
H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	281	2,057	120	0,302	27,5	1
H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	110	5,394	282	0,129	30,5	1
H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	110	5,394	120	0,302	30,3	1
CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	281	2,057	290	1,001	27,6	1,042
CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	281	2,057	241	1,207	27,5	1,000
CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	110	5,394	290	1,001	30,1	0,986
CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	1,5	110	5,394	241	1,207	30,2	0,997

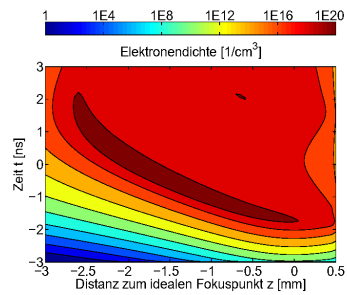
tes ( $z=0$ ) bei koaxialer Einspritzung innerhalb des oxidatorreichen Bereichs sinnvoll, um das Maximum der Energiedeposition in den Bereich der Scherschicht der Treibstoffe zu verschieben und somit die verfügbare Zündenergie im Bereich der zündfähigen Mischungsverhältnisse zu maximieren.

5. Der Betrag der Energieabsorption  $E_{abs}$  ist für  $H_2/O_2$  und  $CH_4/O_2$  kleiner als 4 % und damit für technische Anwendungen nicht relevant.

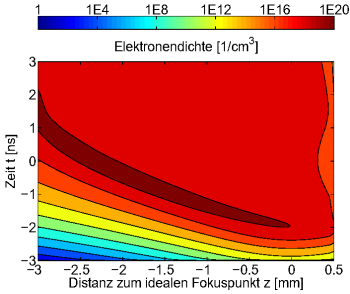
Der absolute Betrag und die Verteilung der Energiedeposition wird vorrangig durch die jeweilige Treibstoffkombination dominiert und nachrangig durch das ROF und dessen Verteilung beeinflusst. Aufgrund der Betrachtung der gasförmigen Medien in diesem Kapitel, ist der Transfer auf zweiphasige Treibstoffe limitiert, da durch Tropfen die Strahlausbreitung verändert wird und zu lokalen Refokussierungen führen kann, die zu einer Reduzierung der MPE-B führen können (siehe Abb. 3.6). Unabhängig von dieser Betrachtung ist die Verschiebung des Maximums der Energiedeposition in Richtung des einfallenden Laserpulses Grundlage für die Auslegung der in den folgenden Kapitel dargestellten Experimente.



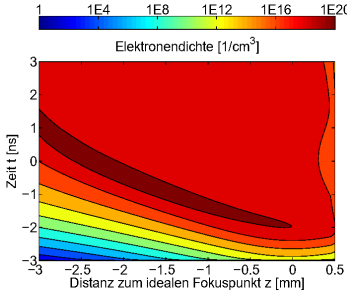
(a) Elektronendichte für  $\text{H}_2/\text{O}_2$  mit homogener Mischung und  $\text{ROF}=1$ .



(b) Elektronendichte für  $\text{H}_2/\text{O}_2$  mit homogener Mischung und  $\text{ROF}=5$ .

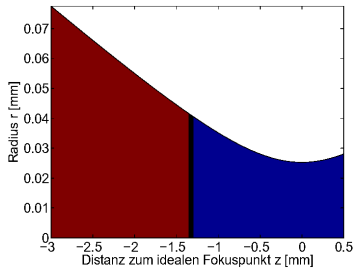


(c) Elektronendichte für  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  mit homogener Mischung und  $\text{ROF}=1$ .

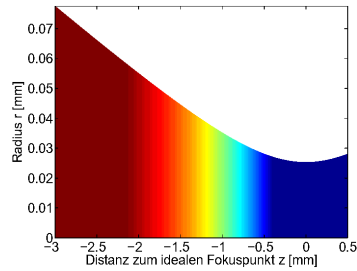


(d) Elektronendichte für  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  mit homogener Mischung und  $\text{ROF}=3,4$ .

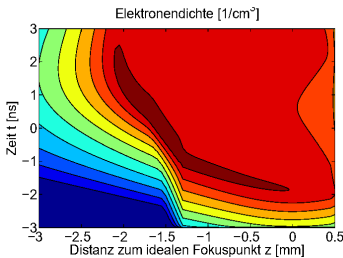
Abbildung 4.8.: Elektronendichte für homogene Mischungen verschiedener Mischungsverhältnisse.



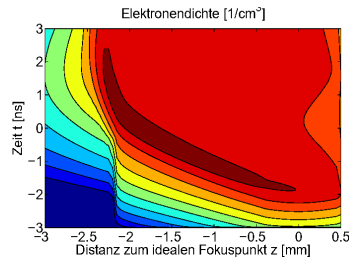
(a) Gestufte Massenanteilverteilung von Brennstoff (rot) und  $O_2$  (blau)



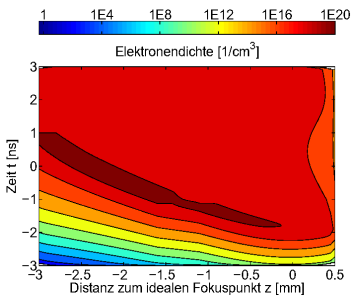
(b) Linearer Massenanteilsgradient von Brennstoff (rot) zu  $O_2$  (blau)



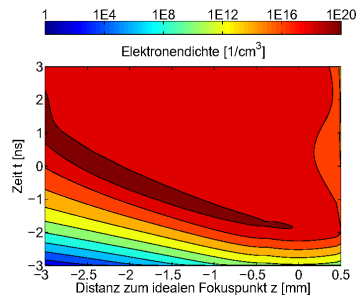
(c) Radial gemittelte Elektronendichte für  $H_2/O_2$



(d) Radial gemittelte Elektronendichte für  $H_2/O_2$



(e) Radial gemittelte Elektronendichte für  $CH_4/O_2$



(f) Radial gemittelte Elektronendichte für  $CH_4/O_2$

Abbildung 4.9.: Auswirkung von unterschiedlich verteilten Masseanteilen (a) und (b) für die Treibstoffkombination  $H_2/O_2$  [(c) und (d)] und für  $CH_4/O_2$  [(e) und (f)] auf die Verteilung der Elektronendichte  $n_e$ . Die Skala ist identisch für die Abbildungen (c) bis (f).

# **5. Grundlagenuntersuchungen an einer optisch zugänglichen Forschungsbrennkammer**

## **5.1. Zielsetzung und Gliederung des Kapitels**

Zur Charakterisierung von laser-induzierten Zündvorgängen wurden Versuche am Teststand M3.1 des DLR Instituts für Raumfahrtantriebe nahe Lampoldshausen mit einer optisch zugänglichen Brennkammer durchgeführt. Globale Zielsetzung war dabei die Bestimmung der minimalen Zündenergien, die für eine erfolgreiche Zündung notwendig sind, sowie die Untersuchung der Zündungsdynamik für unterschiedliche Brennkammerdrücke vor Einspritzung der Treibstoffe. Diese Aspekte wurden für die scherkoaxiale Einspritzung durch mehreren Injektoren und der Einspritzung des Brennstoffs durch eine poröse Platte untersucht.

Das Kapitel gliedert sich wie folgt: Im folgenden Abschnitt wird der Versuchsaufbau am M3.1 mit den verwendeten Diagnostiken, der Sequenzierung und den Betriebsbedingungen der Versuche beschrieben. Anschließend werden die Ergebnisse für die beiden untersuchten Einspritzkonzepte dargestellt und diskutiert.

## 5.2. Versuchsaufbau

### 5.2.1. Teststand M3.1

Der Prüfstand M3.1 ist ein Kleinprüfstand zur Erforschung von Treibstoffeinspritzung in und Zündung von Modellbrennkammern sowie zur Erprobung von Technologien der Raumfahrtantriebe bis zu einem Technologiereifegrad von 3 bis 4 [ESA]. Ein Fokus liegt dabei auf der Zündung von kryogenen Raketenbrennkammern. Ein Bild der Anlage ist in Abb. 5.1 und der Brennkammer mit Laserzünder in Abb. 3.1 zu sehen.

#### 5.2.1.1. Treibstoffversorgungssystem

Der Teststand bietet die Möglichkeit verschiedene kryogene Treibstoffkombinationen zu nutzen. Neben flüssigem Sauerstoff stehen die Brennstoffe Wasserstoff und Kohlenwasserstoffe wie Methan zur Verfügung. Für diesen Zweck wird der Sauerstoff vor Ort durch ein Stickstoffbad verflüssigt. Die Brennstoffe stehen mit Umgebungstemperatur zur Verfügung. Der Versorgungsdruck für die Treibstoffe beträgt maximal 40 bar.

Die Fahrleitungen des Sauerstoffs und des Brennstoffs besitzen jeweils ein Vorventil und ein Fahrventil, um die Sequenzierung eines Tests zu steuern und zu kontrollieren. Die charakteristischen Öffnungszeiten der Fahrventile liegen bei etwas 4 bis 6 ms.

#### 5.2.1.2. Vakuumanlage

Um den Druck stromab der Brennkammerdüse kontrollieren zu können, wird am Prüfstand M3.1 eine Vakuumanlage eingesetzt. Diese Anlage besteht aus einem Verbindungsstück von Brennkammerdüse zu einem Vakuumtank mit  $1,5 \text{ m}^3$  Volumen und einer Vakuumpumpe mit Kühlfalle. Bei Betrieb der Vakuumpumpe können Drücke im Bereich von 20 mbar im Vakuumtank und der Brenn-

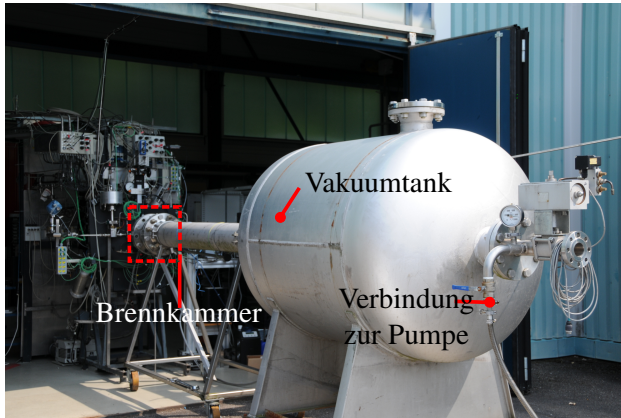


Abbildung 5.1.: Teststand M3 mit Vakuumtank

kammer erreicht werden.

### 5.2.2. Einspritzkopfkonfigurationen

Um die Eigenschaften der Laserzündung von Mehrfachinjektorgeometrien zu untersuchen, wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei modulare Einspritzköpfe genutzt: Ein Einspritzkopf mit 5 coaxialen Elementen, genannt Pentainjektor, sowie ein Einspritzkopf mit poröser Stirnplatte zum Einspritzen der Brennstoffe, genannt „advanced porous injector“ (API)<sup>a</sup>. Deren Geometrien sind in Abb. 5.2 abgebildet und die Maße sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Um eine homogene Verteilung der Treibstoffe auf alle Injektoren zu überprüfen, wurde nach Fertigung die identischen Durchströmung der Injektoren mit Wasser als Ersatzmedium für LOX überprüft.

<sup>a</sup>Während Erster durch den Autor dieser Arbeit ausgelegt und konstruiert wurde, wurde eine Anpassung des API von Deeken [Dee14] realisiert.

### **5.2.2.1. Einspritzkopf mit 5 Scherkoaxialinjektoren: „Pentainjektor“**

Um einen zentralen Injektor sind vier weitere Injektoren in äquidistantem radialen Abstand angeordnet. Die Orientierung der Injektoren in Bezug auf die Brennkammergeometrie wurde so gewählt, dass der vertikal einfallende Laserpuls den zentralen Injektor erreichen kann ohne die radialen Injektoren zu kreuzen. Gleichzeitig ermöglicht diese Ausrichtung einen uneingeschränkten optischen Zugang zum zentralen Injektor in horizontaler Ebene, die für optische Diagnostiken verwendet wird.

### **5.2.2.2. Einspritzkopf mit poröser Stirnplatte: „Advanced Porous Injector“ (API)**

Das Konzept des porösen Einspritzkopfs basiert auf der Einspritzung des Brennstoffs durch eine poröse Platte und des Oxidators durch kleine Röhrchen. Das in dieser Arbeit verwendete poröse Material ist Sinterbronze (CuSn11) mit offener Porosität von 42 %, bestehend aus Bronzekügelchen und ist identisch zu dem Material, das in Tests auf größerer Brennkammerskala verwendet wurde [Dee14]. Durch die flächige Einströmung des Brennstoffs sind dessen Einströmgeschwindigkeiten geringer als für Koaxialinjektoren. Dies resultiert abhängig von den Betriebsbedingungen in geringeren Scherkräften zwischen den beiden Treibstoffen bis hin zu langsameren Einströmgeschwindigkeiten des Brennstoffs als des Oxidator. Lux et al. [Lux08] demonstrierten, dass die Flammenstruktur durch die geringen Impulsströme des Brennstoffs stark beeinflusst wird: Die Verbrennungszone breitet sich radial wesentlich schneller aus als bei vergleichbaren Koaxialinjektoren, sodass der Wandwärmestrom in Funktion des Abstands zur Injektorstirnplatte signifikant schneller ansteigt.

Der Einspritzkopf besitzt 13 LOX-Injektoren, sodass die zentralen 3 Elemente durch die umgebenden Elemente vor den Rezirku-

lationszonen zwischen der Brennkammerwand und den äußeren Injektorelementen abgeschirmt sind.

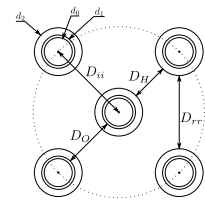
### 5.2.3. Brennkammer

Die semi-zylindrische Brennkammer, die für die hier präsentierten Versuche genutzt wurde, besitzt einen Durchmesser von 60 mm, ein Kontraktionsverhältnis von 5.1 und eine Kontourierung, die repräsentative Versuche für Lageregelungstriebwerke im Schubbereich von 400 N ermöglicht [Man14b, Man14a]. Die Brennkammer mit porösem Einspritzkopf ist in Abb. 5.3 zu sehen. Zur Charakterisierung der Einspritz- und Zündvorgänge besitzt die Brennkammer zwei lateral integrierte Fenster, die eine uneingeschränkte Beobachtung der Brennkammerprozesse von der Stirnplatte bis zum konvergenten Abschnitt ermöglichen. Die verwendeten optischen Diagnostiken werden in Abschnitt 5.2.5 detailliert. Ein Teilbereich der oberen Brennkammerwand ist der Adapter für den Laserzünder. Durch Wechsel dieser Adapterplatte kann die axiale und radiale Position des Zündorts modifiziert werden.

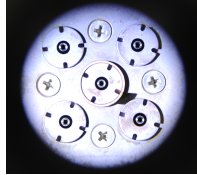
### 5.2.4. Laserzündsystem

Das verwendete Laserzündsystem besteht aus zwei Baugruppen: dem Lasersystem und dem Linsentubus.

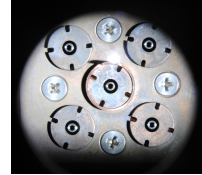
Das Lasersystem von CTR AG ist ein seitlich diodengepumtes Nd:YAG System mit passivem gütegeschaltetem Resonator. Es generiert den für die Versuche genutzten Pulszug von 20 Pulsen. Die Pulse werden mit einem zeitlichen Abstand von ca. 17 ms zueinander erzeugt und besitzen eine individuelle zeitliche Halbwertsbreite von 2,3 ns bei einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Pulsenergie von  $E_p = 33,2$  mJ. Aufgrund der Resonatorarchitektur besitzen die Pulse einen Strahlgütefaktor von  $M^2 \approx 3$ . Der Strahldurchmesser liegt bei  $d_p \approx 3.0$  mm. Eine Zusammenfassung der Laserparameter ist in Tabelle 5.3 gegeben.



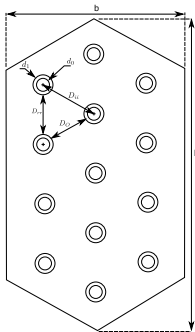
(a) Schema der Koaxialinjektoranordnung



(b) Foto der koaxialen Einspritzkonfiguration



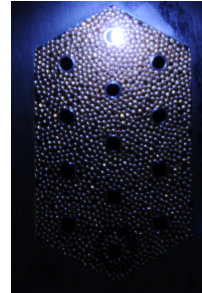
(c) Foto der koaxialen Einspritzkonfiguration mit Laserablationsplasma in Luft bei Standardbedingungen



(d) Schema des API



(e) Foto des API



(f) Foto des API mit Laserplasma in Luft bei Standardbedingungen

Abbildung 5.2.: Vergleich ein untersuchten Einspritzkopfkonfigurationen. Die numerischen Werte sind in Tabelle 5.2 gegeben.

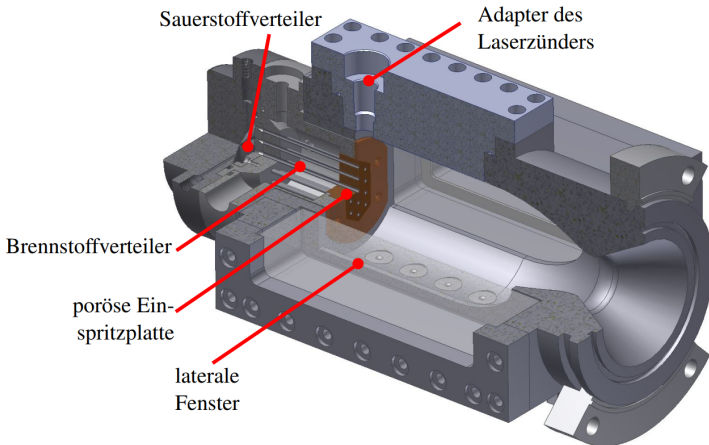


Abbildung 5.3.: „Advanced porous injector“ mit Brennkammer

Der Linsentubus dient der Einkopplung der Laserpulse in die Brennkammer und gleichzeitig der Fokussierung der Laserpulse. Zentrales Element ist die Fokussierlinse, die sowohl die Fokussierung sicherstellen muss als auch dem Druck und der Temperatur des Brennraums ausgesetzt ist. Daher wurden die Saphirlinsen in Tubusse aus Kovar, einer Eisen-Nickel-Cobalt-Legierung mit Werkstoffnummer 1.3917, gelötet, um ähnliche Ausdehnungscharakteristiken für die zu erwartenden Temperaturbereiche zu gewährleisten und damit die thermomechanischen Spannungen innerhalb des Saphirs und der Lötverbindung zu minimieren. Abhängig vom Ort und der Laserzündungsmethodik wurden Linsen mit Fokuspunkt auf der optischen Achse der Linse oder Linsen mit radialem Abstand des Fokuspunkts zu der Rotationsachse des zylindrischen Teils der Linse verwendet.

Zusätzlich ermöglicht der Linsentubus den Einbau von bis zu zwei optischen Filtern zur schrittweisen Reduktion der Laserpulsenenergie. Die Neutraldichtefilter standen mit Transmissionsgraden

von  $T \in \{0, 1; 0, 25; 0, 5; 0, 75\}$  zur Verfügung. Dadurch kann die Laserpulsenergie von 33,2 mJ auf bis zu 0,3 mJ in diskreten Schritten unterschiedlicher Beträge reduziert werden. Die Tabelle mit den experimentell bestimmten Werten hinter der Fokussierungslinse sind in Anhang A.2 zu finden.

### 5.2.5. Messtechnik

Die für die Versuche verwendete Messtechnik lässt sich in die vier Gruppen Druck-, Temperatur-, Massenstrommesstechnik und optische Messtechnik einteilen.

#### 5.2.5.1. Druck-, Temperatur- und Massenstromsensorik

Um die Drücke und Temperaturen in den Zuleitungen, Verteilern und Brennraum zu vermessen, wurden Temperatursensoren des Typ K verwendet und entsprechend den zu erwartenden Temperaturbereichen Polynome zur Temperaturmessung bestimmt, sodass eine Genauigkeit von  $\Delta T = \pm 1$  erreicht wird.

Für die Treibstoffverteiler und den Brennraum wurden sowohl piezoresistive (Kistler A4043) als auch piezoelektrische (Kistler A601) Sensoren verbaut, die laut Hersteller eine Präzision von  $\Delta P < \pm 0, 1$  bar besitzen. Im Brennstoff- und Sauerstoffverteiler wurde jeweils ein Temperatursensor, piezoresistiver und piezoelektrischer Sensor integriert.

Zur Messung von Druck und Temperatur sind innerhalb des Brennraums jeweils 4 Sensoren beider Drucksensortypen in axialer Richtung mit den Abständen  $z_i \in \{13 \text{ mm}; 33 \text{ mm}; 53 \text{ mm}; 73 \text{ mm}\}$  von der Injektorstirnplatte verbaut, die über 1,5 mm breite Zugangsbohrungen mit dem Brennraum verbunden sind. Jeder dieser Sensoren wurde individuell kalibriert. Die piezoelektrischen Sensoren werden im Folgenden mit PDyn<sub>CC,1</sub> bis PDyn<sub>CC,4</sub> bezeichnet.

Zur Bestimmung des Treibstoffmassenströme wurden sogenannte Coriolis-Massenstromsensoren der Firma Emerson verwendet.

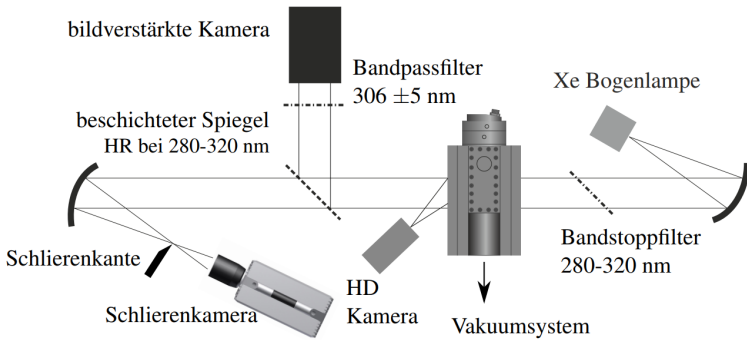


Abbildung 5.4.: Schema der optischen Diagnostik am M3.1. Die Schlierenkante liegt horizontal in der Strahlengangebene und ist hier zwecks Übersichtlichkeit vertikal dargestellt. Die technischen Details der Kamera sind in Tabelle 5.5 zu aufgeführt.

Vorteil dieser Sensoren gegenüber Turbinen ist die direkte Bestimmung des Massenstroms auch für Zweiphasenströmungen, da das Messprinzip nicht auf der Bestimmung der Dichte des Treibstoffs beruht, sondern den Corioliseffekt ausnutzt. Dabei wird die Frequenz der angeregten Strukturschwingung der gebogenen Treibstoffleitung in Funktion des Massenstroms modifiziert. Aus dem Vergleich zwischen angeregter und gemessener Frequenz kann der Massendurchsatz präzise mit Fehlern von weniger als  $\Delta m < 0,3\%$  für stationäre Strömungen bestimmt werden.

### 5.2.5.2. Optische Diagnostik

Das Schema der eingesetzten optischen Messtechnik ist in Abb. 5.4 abgebildet. Der Aufbau besteht aus einem Schlierensystem zur Visualisierung der Dichtegradienten und einer bildverstärkten Kamera zur Aufnahme der OH\*-Chemilumineszenz. Für beiden Diagnostiken wurde durch beschichtete Spiegel eine identische Beobach-

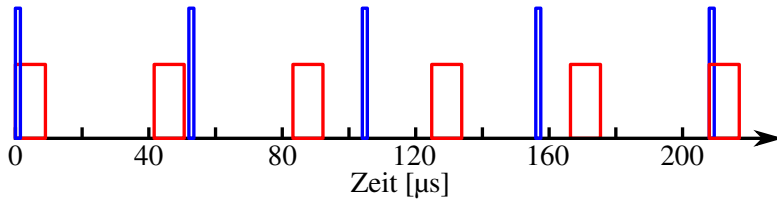


Abbildung 5.5.: Ausschnitt der Belichtungszeiten der Schlierenkamera (blau) und der bildverstärkten Kamera (rot).

tungsebene unter gleichem Beobachtungswinkel realisiert, um den Zündprozess mittels beider Diagnostiken ohne räumliche Verzerrungen zueinander aufzeichnen zu können. Zusätzlich wurde eine hochauflösende Videokamera auf die Injektorstirnplatte gerichtet, um den integralen Versuchslauf im visuellen Spektrum aufzeichnen zu können. Die Eigenschaften der Kameras sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Für die Einstellung der Kameras wurde die Priorität auf die maximale räumliche Auflösung bei gegebenen Abbildungsverhältnissen gelegt. Die vorgegebene Leistungsfähigkeit der Kameraelektroniken führte zu einer unterschiedlichen Bildwiederholungsrate der beiden Kameras. Gleichzeitig wurde die Abbildungsqualität durch minimale Belichtungszeit der Schlierenkamera optimiert. Andererseits existiert für die minimale Belichtungszeit eine untere Grenze durch die limitierte Intensität der Bogenlampe. Für die bildverstärkte Kamera musste eine Abwägung bezüglich der Verstärkerspannung und der Belichtungszeit („Gatewidth“) des Verstärkermoduls getroffen werden: Einerseits musste die Verstärkung der Chemilumineszenz bei hinreichender räumlicher Auflösung der sich entwickelnden Verbrennungszonen mit schwacher Emission sicher gestellt werden, gleichzeitig aber auch die intensive und lokalisierte Exposition durch das Laserplasma ohne Beschädigung des empfindlichen Kameraverstärkers gewährleistet werden. Die dabei identifizierten, optimalen Parameter resultieren in

einer zeitlichen Beobachtungsabfolge, die in Abb. 5.5 schematisch dargestellt ist. Dies hat für die Beurteilung der Aufnahmen zur Folge, dass die Belichtungszeit für die beiden Kameras unterschiedlich ist und nur alle 208  $\mu\text{s}$  ein identischer Zeitpunkt der Einzelaufnahmen vorliegt. In diesem Zusammenhang muss beachtet werden, dass das Lasersystem Laserpulsfolgen mit etwa 57 Hz generiert. Bei der Emission des Plasmas in Luft bei Standardbedingungen von weniger als 1  $\mu\text{s}$  (siehe Abb. 3.9) kann es dazu kommen, dass das Laserplasma, die nicht vom ersten Puls der Pulsfolge erzeugt wurden, unter Umständen nicht detektiert werden.

Die verschiedenen optischen Diagnostiken werden im folgenden detailliert:

**Strömungsvisualisierung durch Schlierentechnik** Die Schlierentechnik ist ein dichtebasierendes, bildgebendes Messverfahren, das eine berührungslose Visualisierung der relativen Dichten ermöglicht.

Für Fluide gilt in Näherung die lineare Clausius-Mosotti-Beziehung [Set01]:

$$n(\vec{x}, t) - 1 = K \cdot \rho(\vec{x}, t) = \left( \frac{n_0 - 1}{\rho_0} \right) \cdot \rho(\vec{x}, t) \quad (5.1)$$

Dabei ist  $n(\vec{x}, t)$  der lokale, zeitlich variable Brechungsindex,  $K$  die sogenannte Gladstone-Dale-Konstante und  $\rho(\vec{x}, t)$  die lokale, zeitlich variable Dichte des Fluids. Dementsprechend kann von einem Referenzzustand  $\{n_0, \rho_0\}$  auf den Brechungsindex  $n(\vec{x}, t)$  für eine gegebene Dichte  $\rho(\vec{x}, t)$  geschlossen werden. Eine räumliche Dichteverteilung induziert demnach eine Brechungsindexverteilung, deren Gradient durch das Schlierensystem visualisiert wird. In Abb. 5.6 wird das Funktionsprinzip dieses Verfahrens im Versuchsaufbau verdeutlicht: Planparalleles Licht, das den zu untersuchenden Bereich durchquert, wird durch die Brechungsindexverteilung im Medium abgelenkt. Positioniert man hinter dem zu untersuchenden

Bereich eine Linse, kann mit Hilfe einer Halbblende mit scharfer Kante in der Fourierebene der Linse ein Teil des Lichts blockiert werden. Nur die oberhalb dieser Kante verlaufenden Lichtstrahlen passieren die Halbblende und werden durch die nachfolgenden Linse auf den Chip der Hochgeschwindigkeitskamera abgebildet. Das Schlierensystem entspricht demnach einem Filter für den Brechungsindexgradienten senkrecht zur Halbblendenkante, integriert entlang des Ausbreitungspfad des Lichts [MMM<sup>+</sup>12].

Abhängig von der gewählten Position der Schlierenkante kann das System unterschiedlich starke Gradienten der Brechungsindexverteilung abbilden. Je näher die Schlierenkante an die optische Achse des Systems gebracht wird, desto sensitiver wird das System für Brechungsindexgradienten, wobei gleichzeitig die Gesamtintensität der Aufnahme abnimmt.

Diese Aussagen zum Schlierensystem sind jedoch nur für transparente Medien gültig. Sehr dichte Medien, wie flüssiger Sauerstoff, erscheinen in den Aufnahmen als schwarze Fläche, identisch zu denjenigen Bereichen, die aufgrund der zu starken Ablenkung des Lichts durch die Schlierenkante blockiert werden. Dadurch ergibt sich für die Anwendung in dieser Arbeit für die Kombination aus gasförmigem und flüssigem Sauerstoff und gasförmigem Brennstoff eine Kombination aus Schlieren- und Schattenaufnahmen.

**Flammvisualisierung** Zur Visualisierung der Reaktionszone innerhalb der Brennkammer wird in dieser Arbeit die OH\*-Emission bei  $\lambda = 306,4$  nm durch eine bildverstärkte Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Sowohl bei der Verbrennung von O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub> als auch von O<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> entsteht das OH-Radikal bei Zwischenreaktionen und emittiert beim Übergang ( $A^2\Sigma, v' = 0 \implies X^2\Pi, v' = 0$ ) Photonen der Wellenlänge  $\lambda = 306,357$  nm [DC62,PCR<sup>+</sup>96]. Darüber hinaus wurde beispielsweise von Gaydon [Gay74] dargestellt, dass die OH\*-Emission im Bereich von 1 bis 3 atm quadratisch an-

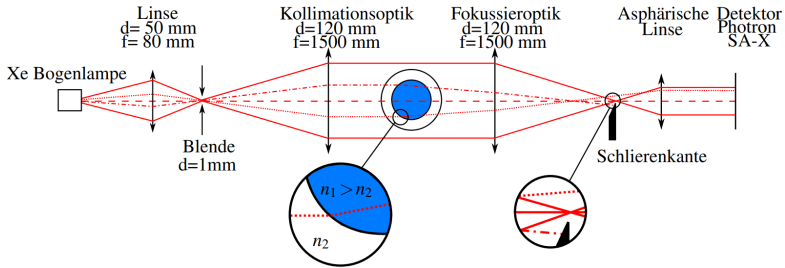


Abbildung 5.6.: Abbildungsdetails des Schlierenaufbaus

steigt. Fiala [Fia15, FSG<sup>+</sup>17] diskutierte, dass die Selbstabsorption mit steigendem Druck und Temperatur für  $\lambda = 306,4$  steigt, so dass linienintegrierende Diagnostiken in diesem Wellenlängenbereich entsprechend interpretiert und Flammenstrukturen zunächst als optisch dicht betrachtet werden müssen. Aufgrund der Funktionsweise von bildverstärkten Kameras durch Elektronenmultiplikation in Mikrokanalplatten stellt die voreingestellte Verstärkerspannung ein Hochpasssystem für die räumliche Abbildung der Reaktionszone dar: Regionen mit zu geringer Intensität werden nicht abgebildet. Dieser Aspekt wird bei der Diskussion der Vergleichsaufnahmen von Schlieren- und Flammvisualisierung im Abschnitt 5.4.3.4 wieder aufgegriffen werden.

### 5.2.6. Sequenzierung der Versuche

Für die Treibstoffsequenzierung wurde eine Ventilschaltung realisiert, die in Abb. 5.7 dargestellt ist. Basierend auf den Ergebnissen von Manfletti [Man14b, Man14a] wurde eine optionale Vorkühlsequenz hinzugefügt, um eine hinreichende Abkühlung des Sauerstoffzuführungssystems zu gewährleisten und eine Verblockung der Sauerstoffleitung durch Verdampfung des LOX durch zu hohe Strukturtemperaturen zu verhindern. Die Laserpulsfolge überdeckt

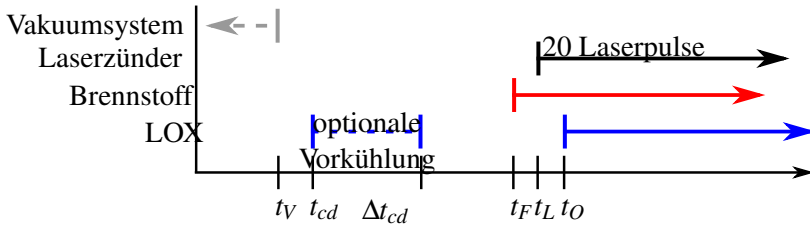


Abbildung 5.7.: Schematische Abfolge einer Zündsequenz am M3.1

den Beginn der Einströmung des später einströmenden Treibstoff, um einen möglichst frühen Zündzeitpunkt sicherzustellen. Hierbei ist der Vergleich zu klassischen Gasfackelzündern wichtig, da diese ein heißes Gasgemisch schon vor Einspritzung der Treibstoffe in die Brennkammer bereitstellen und kontinuierlich über einige Sekunden aufrecht erhalten können, während der Laserzünder in diskreten Zeitabständen ein Plasma generiert. Aus dieser Sequenzierung ergeben sich die in Abb. 5.8 dargestellten Schlierenaufnahmen.

Für das mit LOX/CH<sub>4</sub> betriebene Morpheustriebwerk wurde von Melcher [MM14] auf die Notwendigkeit des sauerstoffreichen Hochfahrens der Brennkammer hingewiesen, um unkontrollierte Mischungsverhältnisvariationen im Hochfahrprozess zu verhindern und damit instabilen Zuständen der Verbrennungsdynamik vorzubeugen. Für eine solche Sequenzierung vertauschen sich die Punkte „Brennstoffeinspritzung“ und „Sauerstoffeinspritzung“ in oberer Abfolge. Hierauf wird im Kapitel 6 nochmals eingegangen.

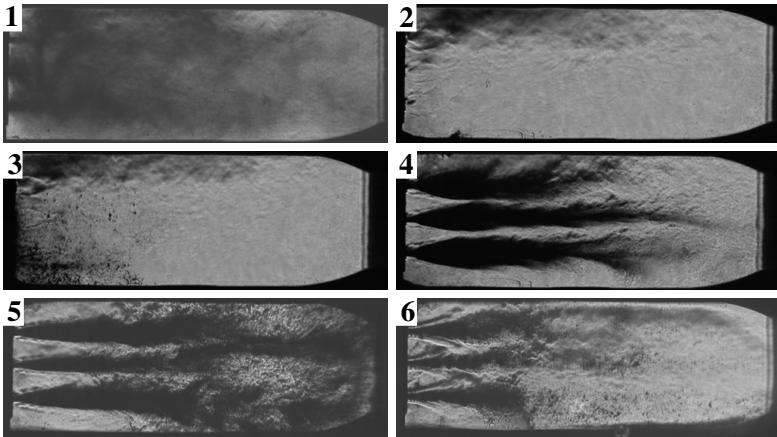


Abbildung 5.8.: Schlierenaufnahmen  $i$  zum Zeitpunkt  $t_i$  während einer Zündsequenz:  $t_{cd} < t_1 < t_{cd} + \Delta t_{cd}$ ,  $t_F < t_2 < t_3 < t_O < t_4 < t_5 < t_6$  (siehe Abb. 5.7).

## 5.3. Testkampagne 1: Koaxialinjektor-Konfiguration

### 5.3.1. Zielsetzung

Für Anwendungszenarien wie den Transport von mehreren Nutzlasten in zirkuläre Umlaufbahnen oder die kontrollierte Rückführung von Oberstufen sind wiederzündbare Oberstufentriebwerke notwendig. Um die Anwendung von laser-basierten Zündmethoden für möglichst repräsentative Zündtransienten für Multiinjektorkonfigurationen zu untersuchen, wurde der in Abschnitt 5.2.2.1 dargestellte Einspritzkopf mit fünf Koaxialinjektoren eingesetzt.

Ziele der Untersuchung waren dabei

1. die Zündzuverlässigkeit für LPI und LAI
2. die Bestimmung der notwendigen minimalen Pulsenergie (MPE-

I)

3. die Charakterisierung der Verbrennungsdynamik bezüglich der
  - a) Druckentwicklung
  - b) Flammenausbreitung und -ankerung

Dabei wurden die Sequenzierung der einzelnen Versuche nicht geändert, um möglichst identische Bedingungen für die verschiedenen Testkonfigurationen (LPI oder LAI, Laserpulsenergie) sicherzustellen.

### 5.3.2. Versuchskonfiguration und Betriebsbedingungen

Um Aussagen über die Anwendung für Oberstufentriebwerke machen zu können, wurde das Vakuumsystem des M3.1 verwendet, um Drücke im Brennraum vor Versuchsbeginn  $P(t \leq t_V)$  von 50 bis 80 mbar zu erzeugen. Als Mischungsverhältnis wurde  $ROF \approx 5$  entsprechend den typischen Werten für LOX/GH<sub>2</sub> Oberstufentriebwerke festgelegt. Die kompletten Einströmungsbedingungen der Treibstoffe während der Zündung sind für Oberstufentriebwerke wie das europäische Vinci-Triebwerk öffentlich nicht zugänglich. Die veröffentlichten Temperaturen entsprechen jedoch den in den Tests realisierten von  $T_{GH_2} \approx 200$  K und  $T_{LOX} \approx 90$  K [Lac09]. Die weiteren Testbedingungen sind in Tabelle 5.6 und die Einströmbedingungen in Tabelle 5.8 aufgeführt.

#### 5.3.2.1. Laserplasma-induzierte Zündung (LPI)

Für den Koaxialinjektor wurden vier Zündorte gewählt, die in Abb. 5.9 abgebildet sind. Die Zündorte LPI1a und LPI1b befinden sich in der Scherschicht des zentralen Injektors stromab der Injektorstirnfläche und erlauben einen direkten Vergleich zu den laserablativen

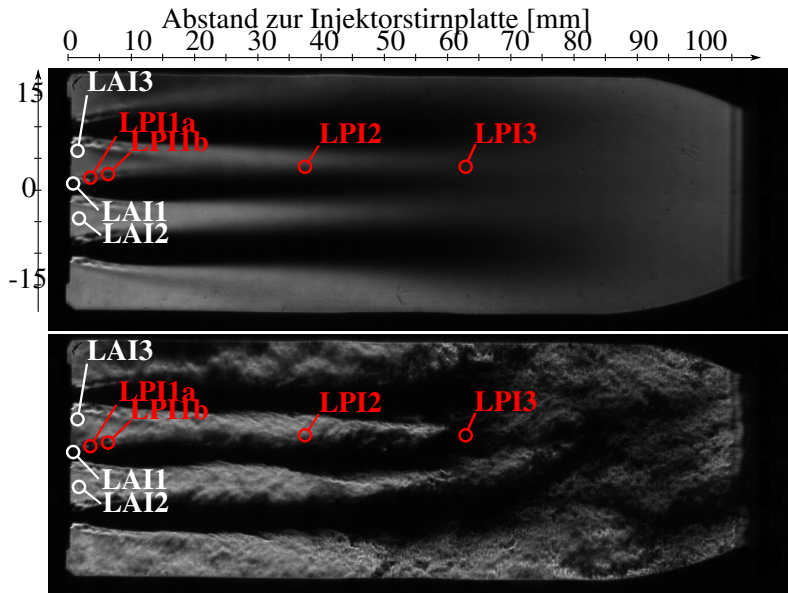


Abbildung 5.9.: Zündorte der zwei Methoden LPI und LAI für den Koaxialinjektor. Oben: Gemittelte Schlierenaufnahmen, unten: Einzelschlierenbild der Treibstoffeinstromung ohne Verbrennung.

Konfigurationen in der Nähe des zentralen Injektors. Der Zündort LPI2 befindet sich in der fortgeschrittenen Durchmischungszone des zentralen Injektors. Dadurch kann die Auswirkung der fortgeschrittenen Durchmischung der Treibstoffe auf den Zündvorgang betrachtet werden. LPI3 liegt in der Interaktionszone des zentralen Injektors zu den zwei oberen Injektoren. Auch hier ist der Einfluss auf den Zündvorgang aufgrund der fortgeschrittenen Durchmischung und der reduzierten Treibstoffgeschwindigkeiten von speziellem Interesse.

### **5.3.2.2. Laserablations-induzierte Zündung (LAI)**

Basierend auf der Arbeit von Hasegawa [HKK<sup>+</sup>03] zu Ablationseigenschaften von Materialien in GOX/GH2-Kleintriebwerken und von Morsy [MKC99, Mor12] zu Zündeigenschaften von Luft/CH<sub>4</sub> mit Hilfe von Ablationskonfigurationen wurden in einer dedizierten Studie des Autors dieser Arbeit Kriterien für den Ablationsort und das Ablationsmaterial erarbeitet [Bör16].

Für den Ablationsort innerhalb des Brennraums wurden folgende Eigenschaften betrachtet:

- Die möglichen Einbauorte des Ablationselements innerhalb des Brennraums zur Minimierung der Strahlqualitäts- und Energieverluste der Laserpulse vor dem Erreichen des Zündorts
- Der Wärmeeintrag in das Element durch die Heißgasbelastung des Verbrennungsvorgangs
- Die zu erwartende, lokale Treibstoffmischung zur Sicherstellung der Zündfähigkeit

Für die topologische Ausführung des Ablationselements wurden die Orientierung der Ablationsoberfläche zum einfallenden Laserpuls und die damit induzierte Ausdehnung der Plasmas betrachtet.

Daraus resultierend wurde am zentralen Injektorelement Bauraum für ein austauschbares Ringelement vorgesehen um so die Einflüsse der Geometrie und der Materialien der Ablationsfläche auf den Zündungsprozess zu bestimmen.

Die Materialauswahl basierte auf den folgenden Kriterien

- Bearbeitbarkeit des Materials, um die Integration des Bauteils in den Brennraum zu gewährleisten
- Minimale Ablationsrate pro Laserpuls
- Minimale Laserpulsenergie zur Erzeugung von Plasma an der Oberfläche
- Materialbeständigkeit unter Heißgasbedingungen am Einbauort
- Materialbeschädigung in sauerstoffreicher Umgebung und widerstandsfähig gegenüber Wasserstoffversprödung
- Minimale thermo-mechanische Spannung durch zyklische thermische Belastungen
- Falls möglich, zusätzliche katalytische Effekte für Wasserstoff oder Sauerstoff

Diese Anforderungen übersetzen sich in folgende Materialparameter: Hoher Schmelzpunkt, ähnliche Wärmeleitfähigkeit und Wärmeausdehnungskoeffizient im Vergleich zum umgebenden Material, niedrige Ablationsschwelle, niedrige Ablationsrate für Laserpulse im Bereich von 1 ns bis 10 ns Pulslänge und 1064 nm Wellenlänge. Auf Basis dieser Parameter wurden die zwei Materialien CuCrZr und WCu als Materialien identifiziert.

Aus den Ergebnissen dieser Betrachtungen wurden drei verschiedene LAI Konfigurationen (LAI1, LAI2 und LAI3) bestimmt, die mit zwei unterschiedlichen Materialien kombiniert wurden. Abbildung 5.10 zeigt die schematische Darstellung, die entsprechende

Plasmaerzeugung und die Schlierenaufnahme in Luft bei Standardbedingungen. Tabelle 5.7 fasst die im folgenden beschriebenen Ablationskonfigurationen zusammen:

- LAI1: Diese Konfiguration stellt die einfachste Möglichkeit dar, eine laserablations-basierte Zündung ohne zusätzliche Bauteile im Brennraum zu generieren. Hierfür wird der Laserpuls auf die obere Kante der Wasserstoffhülse fokussiert. Aufgrund der Strahlführung und der geringen Ablationsschwellen für Metalle wurde auch an der oberen Kante des Sauerstoffinjektors ein sekundäres Plasma generiert.
- LAI2: Diese Konfiguration ist eine Kombination aus LAI und LPI, da der Fokuspunkt der Linse ca. 1 mm oberhalb der Ablationsfläche positioniert wurde. Ziel dieser Konfiguration war die Untersuchung, ob eine Kombination beider Methoden LAI und LPI einen Vorteil für die Zündeeigenschaften darstellt. In beiden optischen Aufnahmen sind zwei separate Heißgasvolumen zu identifizieren. In den beiden unteren Schlierenbildern sind die zwei unterschiedlichen Heißgasvolumen zu erkennen. Insbesondere die Schockwellenstruktur im rechten der beiden Bilder verdeutlicht, dass die Plasmen an unterschiedlichen Stellen induziert wurden.
- LAI3: Die dritte Konfiguration stellt eine reine Ablationskonfiguration dar, die das Plasma in der Rezirkulationszone zwischen den Injektoren generiert.

Für die Konfigurationen LAI2 und LAI3 wurden die Materialien CuCr1Z und WCu(75/25) gewählt. Für LAI1 konnte aufgrund der Bauart des Injektorkopfs nur CuCr1Z als Wasserstoffhülsenmaterial getestet werden.

Während die Konfigurationen LAI2 und LAI3 die Plasmabildung in den Rezirkulationszonen der Injektoren nahe der Stirnplatte induzieren, findet die Plasmabildung für LAI1 in der Nähe der Was-

serstoffeinspritzung und in der Kontaktzone der beiden Treibstoffe statt.

### 5.3.2.3. Testlogik

Die Durchführung der Versuche wurde nach folgender Logik realisiert: Für jede der oben beschriebenen Testkonfigurationen (LAI oder LPI) wurde die Zündung für die maximale Laserpulsenergie drei mal durchgeführt. Anschließend wurde die Laserpulsenergie schrittweise reduziert und für jede Energie der Zündversuch drei mal wiederholt bis drei Zündversuche zu keiner Zündung führten. Die minimale Pulsenergie zur erfolgreichen Zündung (MPE-I) wurde definiert als diejenige minimale Energie, für die bei drei aus drei Versuchen die Brennkammer erfolgreich gezündet wurde. Dabei ist eine erfolgreiche Zündung definiert als Zündversuch, für den der Brennkammerdruck für mindestens 500 ms über 2 bar erreicht wurde.

In zahlreichen Veröffentlichungen zur funkenbasierten Zündung von Treibstoffen wird eine statistische Analyse mittels logistischer Regression durchgeführt, um Erfolgswahrscheinlichkeiten für Zündungen auszuwerten (siehe beispielsweise [Ban10]). Durch die experimentellen Rahmenbedingungen ist die Anzahl der Zündungstest pro Testkonfiguration jedoch stark limitiert. Dementsprechend ist es nicht möglich eine entsprechende statistische Analyse durchzuführen. Durch den statistischen Charakter des Zündungsprozesses können die MPE-I daher nicht als absolute Referenzwerte im Sinne eines binären Ergebnis („Zündung“ oder „keine Zündung“) betrachtet werden, sondern müssen für die angewendete Zündkonfiguration und entsprechender Sequenzierung als Orientierungswerte betrachtet werden.

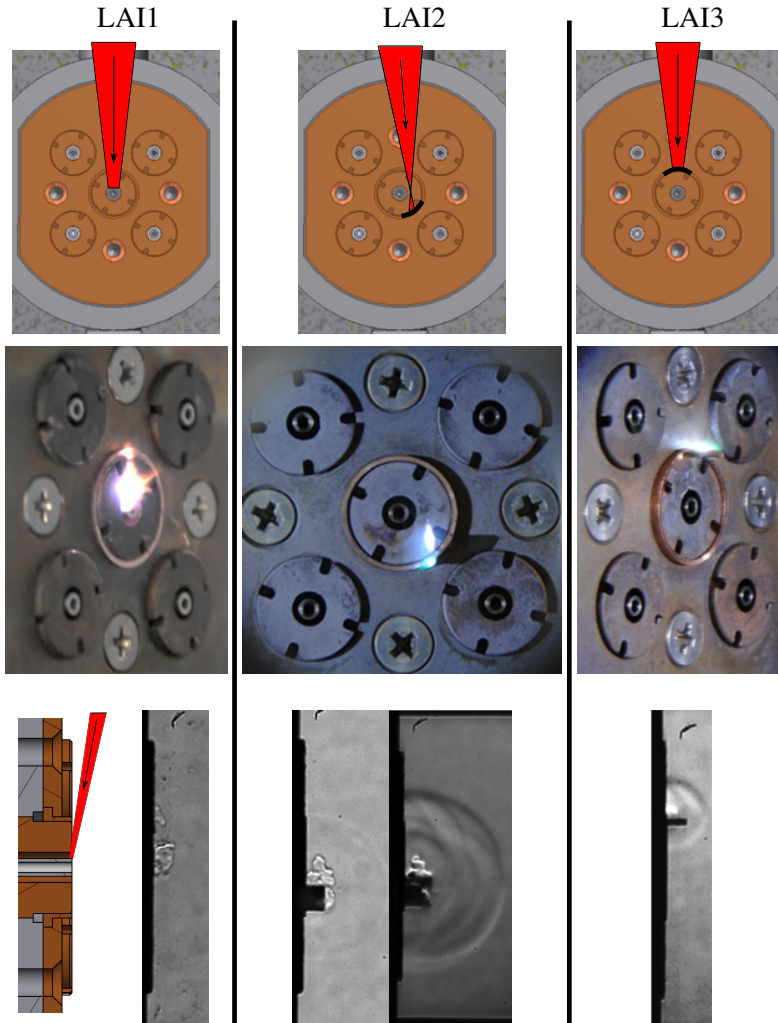


Abbildung 5.10.: Vergleich der Ablationskonfigurationen LAI1, LAI2, LAI3. Zeile 1: Schematische Darstellung, Zeile 2: Plasmaerzeugung in Luft bei Standardbedingungen, Zeile 3: Schlierenaufnahme des Plasmas.

### 5.3.3. Ergebnisse und Diskussion

Für die hier präsentierten Ergebnisse wurden am Teststand insgesamt 122 Zündversuche für die Treibstoffkombination LOX/H<sub>2</sub> durchgeführt. Der Verlauf eines erfolgreichen Zündversuchs, aufgenommen durch die HD Kamera mit Blick auf die Injektorstirnplatte, ist exemplarisch in Abb. 3.2 gezeigt. In Bild 1 ist das laserinduzierte Plasma für LAI2 bei gleichzeitiger Einspritzung der Treibstoffe zu sehen. Bei genauerer Betrachtung sind die zwei separaten Plasmavolumen identifizierbar. Bild 2 zeigt einen Zeitpunkt nach der Zündung bei fortgesetzter Plasmerzeugung durch einen späteren Laserpuls in der Pulschette. Abschließend ist der stationäre Betriebspunkt nach Ende des Laserpulszugs in Bild 3 abgebildet. In Abb. 5.11 sind die Druckverläufe im Treibstoffverteiler und in der Brennkammer für einen Zündversuch für LPI3 und  $E_p = 3,5$  mJ dargestellt. Die Laserpulszeitpunkte sind als gepunktete Linien abgebildet.

**Strömungsfeld und Einspritzcharakteristiken** Das globale Strömungsfeld kann für den Pentainjektor durch die Schlierenaufnahmen qualitativ charakterisiert werden und ist in Abb. 5.8 dargestellt. Die Bilder zeigen den verdampfenden Sauerstoff während der Vorkühlung (Bild 1), den Beginn der Einströmung des Wasserstoffs (Bild 2), das Aufwirbeln von residuellen LOX-Tröpfchen in der Brennkammer durch den Wasserstoff (Bild 3), die gleichzeitige Einströmung der beiden Treibstoffe (Bild 4), die Flammenausbreitung stromauf in Richtung der Injektorstirnfläche (Bild 5) und den stationären Verbrennungsprozess (Bild 6). Das injektornahe Strömungsfeld ist in Abb. 5.12 zu sehen: Bild 1 und 2 zeigen zeitlich gemittelte Schlierenaufnahmen für Wasserstoffeinströmung ohne Sauerstoff. Aufgrund des Druckgradienten von Treibstoffverteiler und Brennkammer erfahren die Treibstoffe eine starke Beschleunigung während der Einströmung in die Brennkammer.

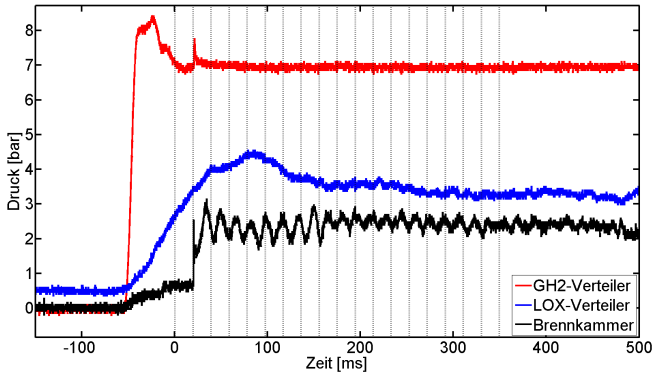


Abbildung 5.11.: Druckverläufe in den Treibstoffverteilern und der Brennkammer für einen Zündversuch mit Zündort LP3 und Pulsenergie  $E_p = 3,5$  mJ. Die Laserpulszeitpunkte sind als gepunktete Linien dargestellt.

Gleichzeitig kommt es beim Übergang in die Brennkammer zu einer diskreten Querschnittserweiterung. Für den unterexpandierten Brennstoff führt dies zunächst zu Beschleunigungen auf Überschall und anschließend zur Verminderung der Geschwindigkeit über ein System von Stoßwellen. Auf Basis der Übersichtsarbeit zu unterexpandierten Jets von Franquet et al. [FPGB15] und des vorliegenden Druckquotients  $P_{H_2,V}/P_{BK} \gtrsim 14$  und der Schockstruktur („single barrel“) wird diese Strömungsstruktur als „very highly under-expanded jet“ bezeichnet, wenngleich im vorliegenden Experiment die Einströmung durch einen Ringspalt und nicht durch ein Röhrchen stattfindet.

Bild 3 und 4 zeigt die zeitgleiche Einströmung beider Treibstoffe ( $t = 0$  ms in Abb. 5.11). Für den flüssigen Anteil des Sauerstoffs resultieren diese Bedingungen in einem schlagartigen Verdampfen der Flüssigphase bei Eintritt in die Brennkammer, ein Phänomen, das als Flashing bezeichnet wird [Ree, RAS<sup>+</sup>20, LKW<sup>+</sup>15,

RLP18]. Durch die zusätzliche Einströmung der Sauerstoffs erhöht sich der Druck innerhalb des Brennraums derart, dass die Struktur des Wasserstoffschocksystems verkürzt wird und die radiale Expansion reduziert wird. Weiterhin sind die Bedingungen für die unterexpandierte Einströmung des Wasserstoffs gegeben ( $P_{H_2,V}/P_{BK} \approx 7$ , „highly underexpanded jet“). Die Kombination dieser zwei Effekte ergibt ein spezifisches Strömungsfeld, das schon von Manfletti [Man14b] für einen einzelnen Koaxialinjektor beschrieben wurde. Die dort beschriebene Einschnürung des siedenden Sauerstoffs ist als Kontur der Grenzschicht der beiden Treibstoffe sichtbar. Die Position der Machscheibe bei gleichzeitiger Einströmung der Treibstoffe ist relevant, da der Zündort LPI1a in axialem Abstand der Machscheibenposition ( $Ma \geq 1$ ) und LPI1b stromab von dieser Position ( $Ma < 1$ ) platziert wurde.

Auf Basis der Schlierenbilder kann die gleichmäßige und gleichgerichtete Einströmung für die Injektoren qualitativ verifiziert werden. Die Strömungsstruktur verdeutlicht jedoch auch, dass eine Charakterisierung der Einströmung mittels ortsunabhängiger Kennzahlen wie Einströmgeschwindigkeit (-sverhältnis) und Impulsstromverhältnis nur bedingt aussagekräftig sind, da sie nicht nur zeitlichen, sondern auch signifikanten räumlichen Gradienten unterworfen sind. Darüber hinaus werden Einspritzkopfgeometrien wie das Brennstoffspaltmaß für den stationären Betrieb mit flüssigen oder überkritischen Treibstoffen ausgelegt. Für gasförmige Treibstoffe und geringere Massenströme während des Hochfahrvorgangs kommt es daher zu signifikanten Abweichungen der Einströmungscharakteristiken vom stationären Betrieb. Diesbezüglich ist die laserbasierte Zündung durch die lokalisierte Energieeinbringung zu betrachten.

Durch die Berechnung der GH<sub>2</sub>-Strömungsgeschwindigkeit im Injektor mittels Massenerhaltung  $v_{GH_2} = \frac{\dot{m}}{\rho_{GH_2} A}$  ergeben sich  $350 \text{ m/s} < v_{GH_2} < 720 \text{ m/s}$ . Im Vergleich der Bilder 1, 3 und 5 ist auch die Stauchung der Schockstruktur aufgrund des ansteigenden Brenn-

kammerdrucks zu erkennen. Auf Basis des Druckverhältnisses von Verteiler zu Brennkammer und der optisch bestimmten Position der Machscheibenposition  $z_{\text{Ma}}$  kann die Machzahl bestimmt werden [FPGB15]:

$$\text{Ma}_{\text{H}_2} = \frac{z_{\text{Ma}}}{0,69 \cdot \frac{d_2 - d_1}{2} \cdot \sqrt{k \cdot \frac{P_{\text{H}_2, \text{V}}}{P_{\text{BK}}}}} \quad (5.2)$$

Dabei ergeben sich Machzahlen von  $1,55 < \text{Ma}_{\text{GH}_2} < 3,2$ . Weitere Einströmungsparameter sind in Tabelle 5.8 gegeben. Die Weberzahl von  $We = 6288 \pm 1272$  entspricht nach Chigier und Farago [CF92] dem sog. „fibre-type“-artigen Strahlzerfall des LOX, der durch eine ausgeprägte Tröpfchenbildung charakterisiert ist und durch das Flash-Verdampfen verstärkt wird. Andererseits wird das Aufbrechen des LOX-Strahls durch die sich ausbildende Schockstruktur des GH<sub>2</sub> eingeschnürt.

Bild 5 und 6 zeigen den stationären Verbrennungszustand bei etabliertem Brennkammerdruck als gemittelte Schlieren- und bildverstärkte Aufnahme der OH\*-Chemilumineszenz. Im Schlierenbild 5 ist die Ankerung der Verbrennungszone in der Grenzfläche zwischen den Treibstoffen durch den hellen Streifen erkennbar: Durch das Heißgas in der Scherschicht werden die ursprünglichen Grenzflächen der Treibstoffe auseinandergedrückt, sodass die Hintergrundbeleuchtung abgebildet wird. Die Asymmetrie der Schlierenabbildung bezüglich der axialen Symmetrieachse des jeweiligen Injektors wird im Anhang A.4 durch eine Reproduktion der Strahlausbreitung und der Simulation der sich daraus ergebenden Schlierenabbildung aufgelöst. Dadurch wird ebenso der dunkle Streifen an der Oberkante und der helle Streifen an der Unterkante des Wasserstoffstrahls nachvollziehbar: Durch die jeweilige Brechung des Hintergrundlichts in Richtung der Symmetrieachse eines Injektors in Kombination mit der horizontalen Schlierenkante wird das Licht mit positivem Ablenkungswinkel der unteren Kante des Wasserstoffstrahls abgebildet, während das Licht mit negativem Ablen-

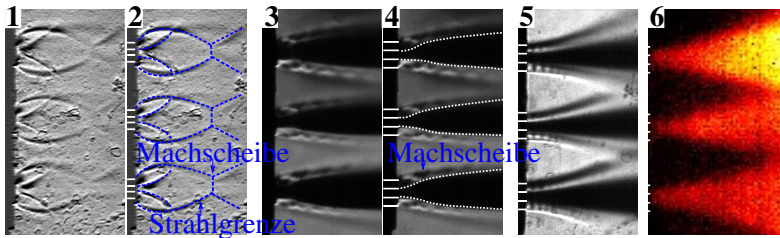


Abbildung 5.12.: Injektornahe Ausschnitte der Schlierenaufnahmen mit Anmerkungen (Bild 1 bis 5) und OH\*-Aufnahmen (Bild 6).

kungswinkel der oberen Kante nicht abgebildet wird und als schwarze Region sichtbar wird.

Die Position der Verbrennungszone wird durch die gemittelte OH\*-Aufnahme in Bild 6 verifiziert. Mehrere Arbeiten wie beispielsweise von Gurliat [GSHO03] und Mastorakos [Mas09] zeigen durch die Anwendung der Abel inversion auf OH\*-Aufnahmen unter Annahme der Zylindersymmetrie und ohne Selbstabsorption des Mediums, dass die Verbrennungszone tatsächlich innerhalb der Scherschicht existiert.

**Zündsystemzuverlässigkeit** Die Erzeugung von Laserpulsen durch das Lasersystem war während der 122 Tests durchgängig gewährleistet. Eine minimale Degradation der Linsenoberfläche konnte nach den Tests festgestellt werden und ist im Vergleich zur ursprünglichen Oberflächenqualität in Abb. 5.13 dargestellt. Während die Degradation unter Reflexion im visuellen Spektrum sichtbar ist, konnte bei der Vermessung der Laserpulsenergie hinter der Linse nach den Testaktivitäten keine Pulsenergiereduktion im Rahmen der Messungenauigkeiten festgestellt werden.

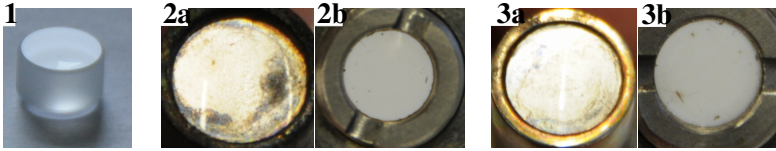


Abbildung 5.13.: Vergleich der Linsenoberfläche vor (1) und nach den Versuchen für die axiale (2) und nicht-axiale (3) Linse im sichtbaren Spektrum in Reflexion (a) und Transmission (b), aufgenommen mithilfe eines Polarisationsfilters.

### 5.3.3.1. Minimale Pulsenergie für erfolgreiche Zündung (MPE-I)

Die bestimmten MPE-I sind in Tabelle 5.9 für LPI und in Tabelle 5.10 für LAI zu finden. Für alle Konfigurationen mit Ausnahme von LPI1a konnte die Zündung mit der maximal zur Verfügung stehenden Pulsenergie von  $E_{\max} = 33,2$  mJ sichergestellt werden. Für die LPI-Tests fällt die MPE-I für größere Distanz zur Injektorstirnplatte von 33,2 mJ auf 2,6 mJ ab. Dieses Ergebnis ist auf die fortgeschrittene Durchmischung der Treibstoffe, die abfallende Strömungsgeschwindigkeit und die reduzierten Scherkräfte zurückzuführen, die die Verbrennungszone ausgesetzt ist.

Für die Ablationskonfigurationen wurde eine globale MPE-I von 1,7 mJ für die Konfiguration LAI2 unabhängig vom Materialien identifiziert. Für LAI3 ergaben sich MPE-I für CuCrZr von 6,2 mJ und für WCu von 9,9 mJ. Für LAI1 ist eine Zündung mit  $E_p = 14,5$  mJ realisierbar. Dieses Ergebnis ist insbesondere im Vergleich zu LPI1a interessant, da an diesem Zündort keine Zündung möglich war, obwohl beide Zündort nur 3,1 mm voneinander entfernt liegen und unterstreicht den Vorteil der Ablationszündung bei limitierter Pulsenergie.

**Zeitpunkt der Zündung** Der individuelle Puls innerhalb des Pulszugs, der zur Zündung führte, variierte für jede der LPI Konfigurationen mit der Pulsenergie. In Abb. 5.14 ist die Nummer des Laserpulses, der zur Zündung der Brennkammer führte, für LPI3 abgebildet. Für jede der LPI-Konfigurationen konnte die gleiche Tendenz festgestellt werden: Für kleinere Laserpulsenergien steigt die Varianz der Nummer dieses Laserpulses. Je näher die Pulsenergie an der Durchbruchsgrenze und den MIE-Grenzen liegt, desto eher kommt es zu statistischen Variationen bezüglich der Plasmaerzeugung [BI04, CLP00]. Dementsprechend variiert auch der Zeitpunkt der Zündung in den Versuchen. Zusätzlich muss beachtet werden, dass durch die strömenden Medien und die statistisch verteilten LOX-Tröpfchen und Ligamente einen Teil des Laserpulses absorbiert oder abgelenkt werden kann, sodass für diese Fälle der Zünderfolg für jeden Puls schwankt. Diese Verluste können bei größeren Pulsenergien als MPE-I kompensiert werden, bevor es zu einer Unterschreitung der notwendigen Pulsenergie kommt im Vergleich zu Pulsenergien, die nur knapp oberhalb dieser Schwelle liegen. Im folgenden werden die MPE-I im Kontext der zuvor beschriebenen vier Schritte diskutiert. Zusammenfassend sind die Ergebnisse für jede der Testkonfigurationen in Tabelle 5.11 dargestellt.

### 5.3.3.2. Schritt 1: Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas

**LPI** Für die LPI-Konfigurationen LPI1a und LPI1b entsprechen die Pulsenergien von  $E_p = 33,2$  mJ den Intensitäten  $I^* = 13,1$  TW/cm<sup>2</sup> (siehe Tabelle 5.9), wobei nur für LPI1b eine Flammenkernentwicklung identifiziert wurde. Diese Intensitäten sind um den Faktor 2,6 größer als die Referenzschwellwerte für gasförmige Treibstoffe GOX/GH2 von  $I_{thr} \approx 5$  TW/cm<sup>2</sup> bei 0,5 bar, bestimmt durch die dichte-basierte Interpolation der Durchbruchsschwellen aus Tabel-

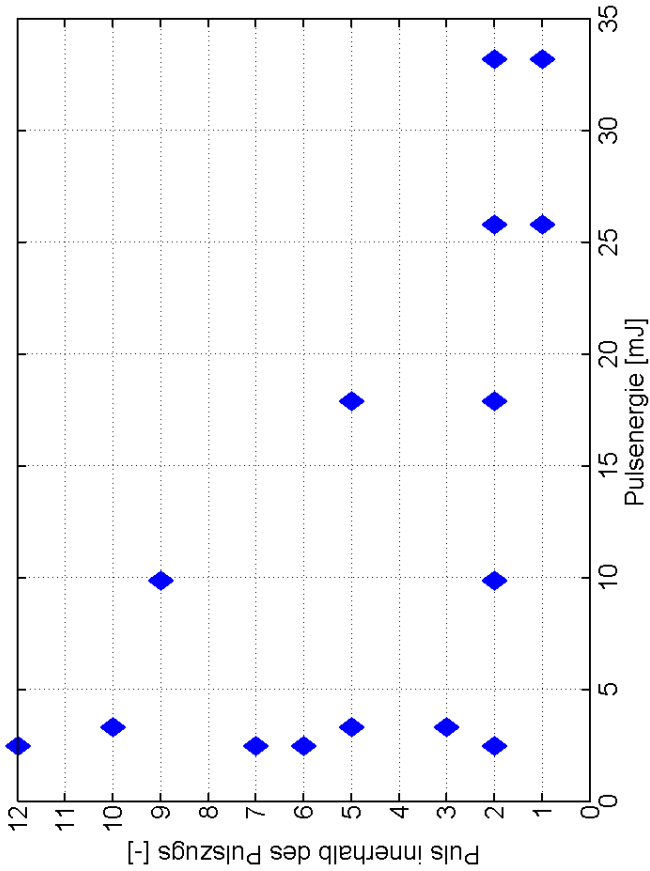


Abbildung 5.14.: Laserpuls, der zur Zündung führte, in Abhängigkeit der Laserpulseenergie.

le 3.2. Werden die Referenzschwellwerte für LOX berücksichtigt ( $I_{thr} \approx 0,047 \text{ TW/cm}^2$ ), sind die Intensitäten im Experiment  $I^*$  sogar um den Faktor 278 größer als  $I_{thr}$  für LOX/GH2. Die Pulse induzierten im Experiment somit für beide Konfigurationen LPI1a und LPI1b Plasmen, jedoch kam es nur für LPI1b zur Flammenkernentwicklung.

Für LPI2 und LPI3 beträgt die maximale Intensität  $I_{max}^*(\text{MPE-I}) = 1 \text{ TW/cm}^2$  und liegt damit unterhalb der Schwelle für gasförmige GOX/GH2 Mischungen, aber um den Faktor 21 oberhalb des Schwellwertes für LOX/GH2 und um den Faktor 2900 oberhalb des Schwellwertes für eine Dispersion von LOX-Tropfen in GH2 ( $I_{thr} \approx 0,0035 \text{ TW/cm}^2$ ). Für die maximalen Pulsenergien mit  $E_p < \text{MPE-I}$  liegen diese Intensitäten ebenfalls oberhalb der Schwellwerte. Entsprechend kam es auch hier zur Erzeugung von laserinduzierten Plasmen.

**LAI** Die Bauteildegradation durch die Tests ist in Abb. 5.15 zu sehen. Man erkennt deutlich, dass durch die Ablationskonzepte LAI2 und LAI3 unterschiedliche Schadensbereiche aufweisen: Die größere Fläche der Ablation in LAI3 führt zu einer geringeren maximalen Laserintensität, sodass eine größere Pulsenergie notwendig wird, um bei gleicher Pulslänge die Ablationsschwelle zu übersteigen. Für LAI3 wurden für WCu größere MPE-I gefunden als für CuCrZr. Die in Abschnitt 3.4.2.3 diskutierten Ablationsschwellen sind in Tabelle 3.3 zu finden. Da für die verwendeten Materialien keine Referenzwerte zur Verfügung stehen, wurde aus den Materialdaten der entsprechende theoretische Wert bestimmt. Daraus resultiert ein Verhältnis von

$$\frac{F_{thr}^{\text{WCu}}}{F_{thr}^{\text{CuCrZr}}} = 1,73 \quad (5.3)$$

Dieses Verhältnis liegt nahe dem experimentell gefunden Verhältnis der MPE-I für LAI3 von

$$\frac{\text{MPE-I}^{\text{WCu}}}{\text{MPE-I}^{\text{CuCrZr}}} = 1,59 \quad (5.4)$$

Gleiches gilt für die Intensitätsverhältnisse. Hierbei ist zu beachten, dass die absoluten MPE-I-Schwellen im Experiment nur in diskreten Schritten bestimmt werden konnten. Damit ist die Plasmaerzeugung durch die Ablationsschwelle für den Zünderfolg für Konfiguration LAI3 maßgeblich. Für LAI2 wurden für beide Materialien identische MPE-I identifiziert, die unter den Werten für LAI3, LPI2 und LPI3 liegen. Dies deutet darauf hin, dass der Schwellwert vorrangig auf die Charakteristiken der LAI zurückzuführen ist. Für LAI1 ist aufgrund der komplizierten Geometrie der Ablationsfläche keine maximale Intensität anzugeben.

Die Vertiefungen durch den Materialabtrag wurde mit Hilfe eines digitalen Mikroskops (Keyence VHX-900F) bestimmt und lag für jede der untersuchten Oberflächen bei unter  $90 \pm 10 \mu\text{m}$  bei mindestens 220 Laserpulsen pro Ablationselement. Damit ergeben sich Ablationsraten von unter  $0,41 \pm 0,05 \mu\text{m}$  pro Puls. Dieses Ergebnis ist konsistent mit Raten von unter  $1 \mu\text{m}$  pro Puls aus Grundlagenexperimenten (siehe Abschnitt 3.4.2.3).

### 5.3.3.3. Schritt 2: Transformation des Plasma in eine selbst erhaltende Verbrennungszone

Für LPI1a wurde mit der maximal zur Verfügung stehenden Pulsenenergie das Laserplasma detektiert, aber im Gegensatz zu LPI1b keine Flammenausbreitung festgestellt. Auf Basis der verfügbaren optischen Diagnostiken kann für diese Konfiguration nicht überprüft werden, ob es zu einer Entwicklung eines Flammenkerns kommt oder ob die lokalen Strömungsverhältnisse im Stoßsystem zu einem zeitnahen Verlöschen des Flammenkerns durch zu hohe Scherraten führen.

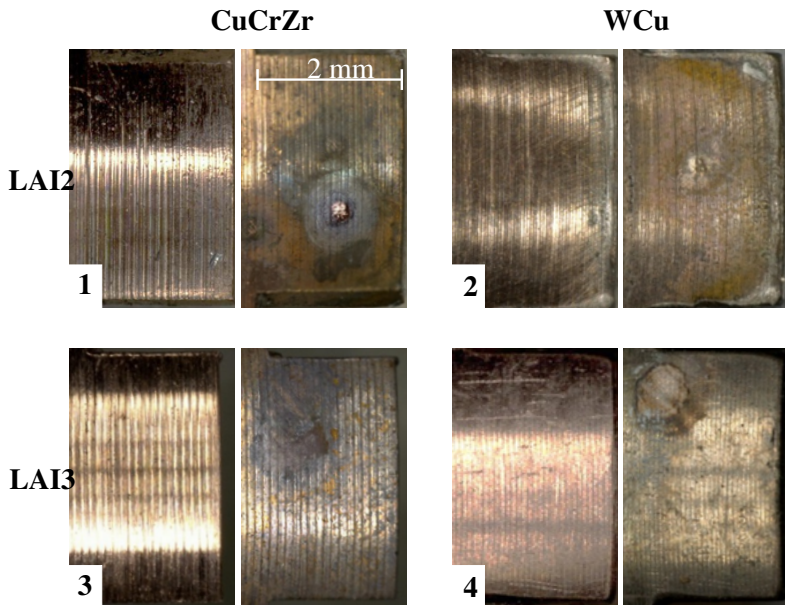


Abbildung 5.15.: Vergleich der Materialoberflächen vor und nach den Tests.

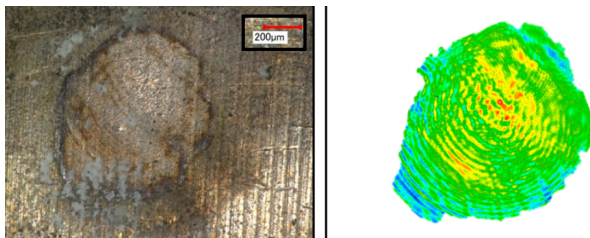


Abbildung 5.16.: Vergrößerung des Laserablationsbereichs aus Bild 4 in Abb. 5.15 und räumliches Laserpulsprofil des CTR HiPoLas GenIV.

Für LPI1b liegt die verfügbare Energie mit  $E_v > 1,3$  mJ unabhängig vom Mischungsverhältnis zwei Größenordnungen über den berechneten Schwellwerten für  $p \approx 0,5$  bar bei  $T = 200$  K (siehe Abb. 3.11). Für  $E_p < \text{MPE-I}$  fehlen jedoch experimentell verifizierte Korrelationen für die MIE-Werte für diese Strömungsbedingungen, um eine abschließende Bewertung vorzunehmen. Dadurch kann nicht ermittelt werden, ob es für diese Fälle zu einer Flammenkernbildung kommt und dieser durch zu hohe Scherraten der Strömung verlöscht oder die verfügbare Energie nicht ausreicht, um einen Flammenkern zu bilden.

Für LPI2 und LPI3 führte ein detektiertes Laserplasma immer zur Erzeugung eines Flammenkerns (siehe Abb. 5.19). Diese Beobachtung ist konsistent mit den abgeschätzten, zur Verfügung stehenden Energien  $E_v$ , die etwa um den Faktor 10 größer sind als die theoretischen MIE-Werten für diese Bedingungen. Für die Pulsenergien mit  $E_p < \text{MPE-I}$  wurde keine Flammenkernentwicklung beobachtet. Für diese Tests liegt  $E_v$  in der Größenordnung der MIE-Werte ( $E_v \lesssim \text{MIE}$ ).

Für die Ablationskonfigurationen LAI1, LAI2 und LAI3 mit  $E_p \geq \text{MPE-I}$  führte ein detektiertes Laserplasma ebenso immer zur Erzeugung eines Flammenkerns. Mit  $E_p < \text{MPE-I}$  blieb eine Flammenkernbildung aus. Es wurden keine  $E_v$ -Wert bestimmt, da aufgrund der vielen grundlegenden Mechanismen (Wärmeleitung ins Material, Aufheizung und Ablation, Abschirmung der Oberfläche, thermische Treibstoff-Struktur-Wechselwirkung) eine Abschätzung der verfügbaren Energie mit signifikanten Ungenauigkeiten verbunden.

#### **5.3.3.4. Schritt 3 & 4: Ausbreitung und Ankerung der Verbrennungszone**

Mit Hilfe der optischen Diagnostik konnte für jeden der Testläufe die Flammenausbreitung und die Ankerung der Verbrennungszone an den Injektoren nachverfolgt werden. Exemplarisch sind die Zün-

dungen für jede der Konfigurationen in Abb. 5.19 und 5.20 gezeigt.

Für die LPI-Fälle ist die Flammenausbreitung ähnlich: Der Flammenkern wandert stromab Richtung Düse und anschließend über die Rezirkulationszonen stromauf. Unabhängig vom Zündort des Lasers erfolgt die Flammenausbreitung in der Wechselwirkungszone der 5 Injektoren ab etwa 30 mm stromab der Injektorstirnplatte. Dadurch werden die vor Zündung akkumulierten Treibstoffe in der Kammer umgesetzt, bevor die Verbrennungszonen nach kurzem Abheben an den einzelnen Injektoren stabilisiert werden. Diese Systematik der Flammenausbreitung entspricht den 4 Phasen, die Gurliat et al. [GSHO03] für einen einzelnen Koaxialinjektor identifizierten. In Abb. 5.17 ist der zeitliche Verlauf der Intensität der OH\*-Emission in Falschfarben bei  $z = 3,1$  mm stromab der Injektorstirnplatte dargestellt. Man erkennt die entsprechenden 4 Phasen sowie das Muster der drei Injektorreihen nach der Stabilisierung und Ankerung der Verbrennungszonen an den Injektoren ab ca. 4 ms bei -5 mm, 2 mm und 12 mm. Das gleiche Verhalten kann für die Messung der Intensität der OH\*-Intensität am Ort der Plasmaerzeugung nachvollzogen werden (siehe Abb. 5.18).

Für LAI1 kann eine identische Systematik für die Flammenausbreitung wie für die LPI-Fälle identifiziert werden. Dem entgegengesetzt sind die Fälle LAI2 und LAI3, für die die primäre Flammenausbreitung an der Injektorstirnplatte stattfindet, bevor sich Verbrennungszone in die Scherschichten der Injektoren entwickelt. Diese Dynamik der Verbrennungszone ist unabhängig von dem gewählten Ablationsmaterial. Für keinen der Versuche wurde ein Verlöschen oder Ausblasen der Verbrennungszone festgestellt, solange der nominelle Sauerstoffmassenstrom erreicht wurde.

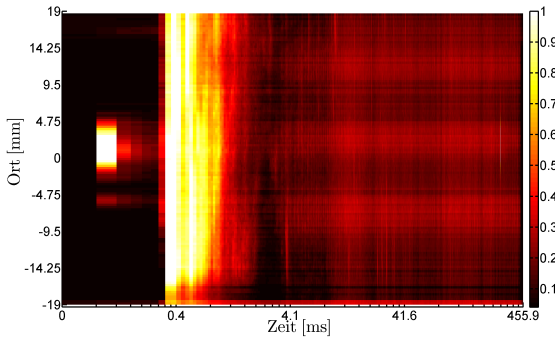


Abbildung 5.17.: Zeitlicher Verlauf der relativen Intensität der OH\*-Emission in Falschfarben bei  $z=3,1$  mm stromab der Injektorstirnplatte.

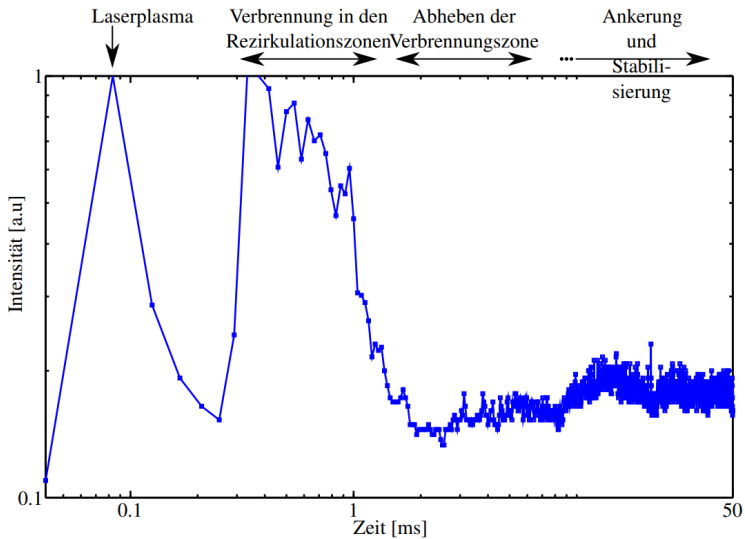


Abbildung 5.18.: OH\*-Emission am Ort der Zündung

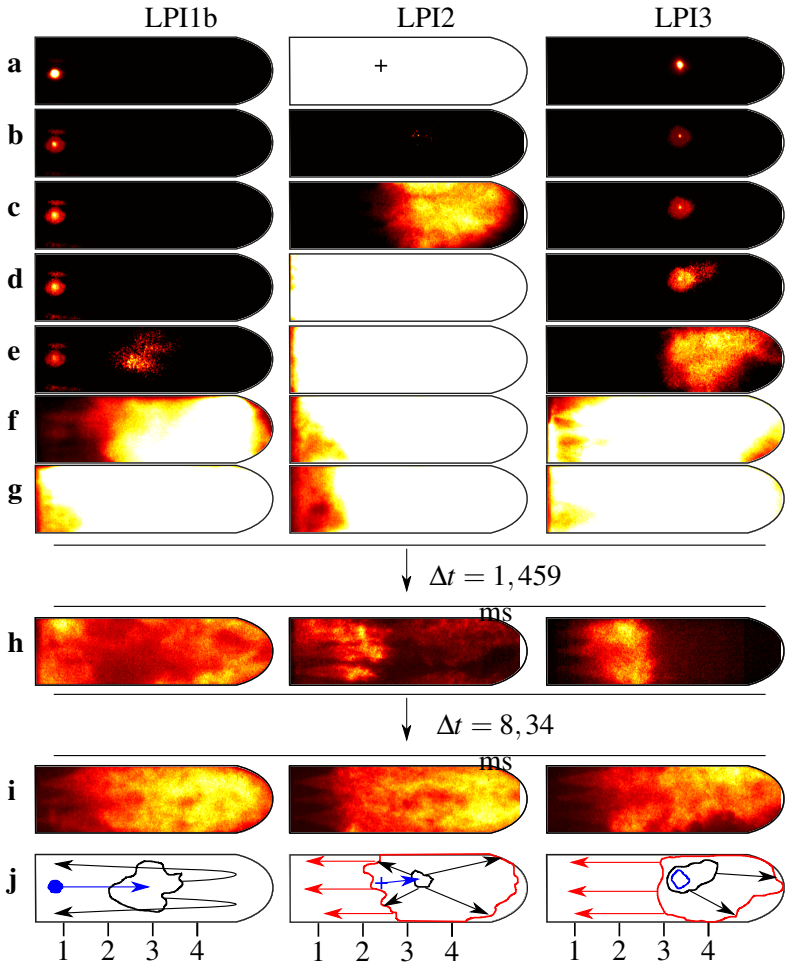


Abbildung 5.19.: Falschfarbenbilder der bildverstärkten Kamera von Zündungen für die Konfigurationen LPI. Der Bildabstand beträgt  $41,7 \mu\text{s}$  für die Bilder a) bis g), während das Bild h)  $1,709 \text{ ms}$  und Bild i)  $10,049 \text{ ms}$  nach Bild a) aufgenommen wurden. Bild j) zeigt eine schematische Abfolge der Flammenausbreitung. Da für LPI2 kein Laserplasma detektiert werden konnte, ist die Position durch ein Kreuz angezeigt, basierend auf der Plasmalposition des vorhergehenden Pulses.

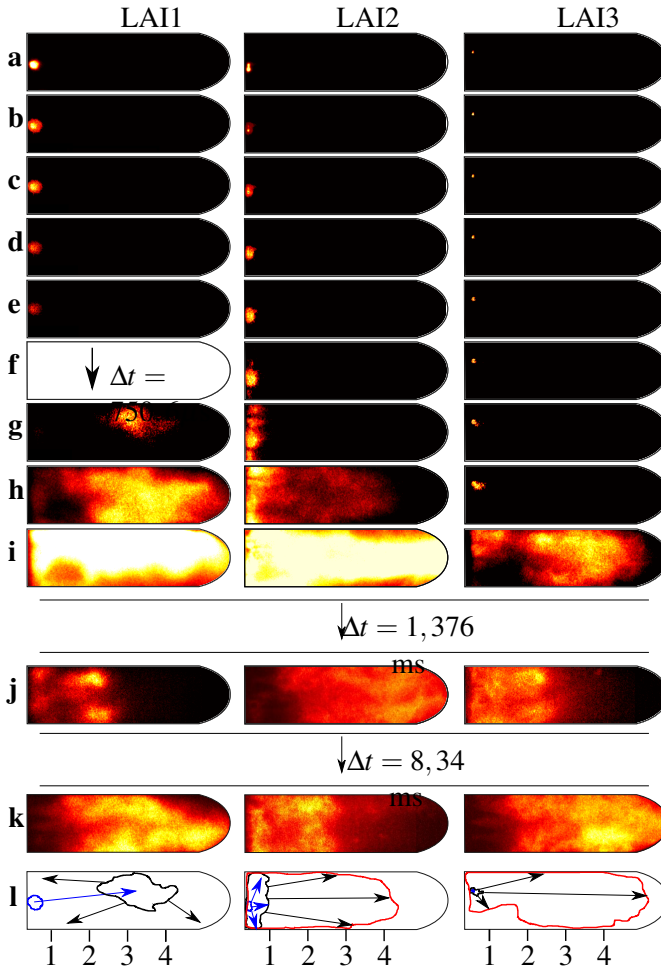


Abbildung 5.20.: Falschfarbenbilder der bildverstärkten Kamera von Zündungen für die Konfigurationen LAI mit CuCrZr. Der Bildabstand beträgt  $41,7 \mu\text{s}$  für die Bilder a) bis i), bis auf den Abstand von e) nach g) für LAI1. Das Bild j) wurde  $1,709 \text{ ms}$  und Bild k)  $10,049 \text{ ms}$  nach Bild a) aufgenommen. Bild l) zeigt eine schematische Abfolge der Flammenausbreitung.

Einspritz- konfiguration	$d_0$	$d_1$	$d_2$	$D_{ii}$	$D_H$	$D_O$	$D_{rr}$	$h_{API}$	$b_{API}$	Einheit
Koaxial- injektor	1,1	1,9	3,3	12,5	9,2	10,6	14,38	-	-	mm
API	1,5	2	-	6	-	4	4	31,2	17,6	mm

Tabelle 5.1.: Maße der Injektorkonfiguration des Einspritzkopfes

Parameter	Wert	Einheit
Kontraktionsverhältnis	5,1	mm
Brennkammerdurchmesser	60	mm
Düsenhalsdurchmesser	26,6	mm
Brennkammerlänge (Einspritzebene bis kleinster Düsenquerschnitt)	138	mm
Brennkammerlänge (semi-zylindrischer Abschnitt)	78	mm

Tabelle 5.2.: geometrische Brennkammerparameter

Eigenschaft	Wert	Einheit
Einbauart	radial, lokaler Laser	-
Lasersystem	CTR HiPoLas GenIV	-
Resonatorarchitektur	monolithisch, keramisch, passiv gekühlt	
Wellenlänge $\lambda$	1064	nm
Pulsenergie $E_p$	$33,2 \pm 8,0$	mJ
Pulslänge (FWHM) $\tau_p$	2,3	ns
Pulsdurchmesser	3,0	mm
Strahlgütefaktor $M^2$	$\approx 3$	-
mod. Strahlgütefaktor $M^{2,*}$ (siehe Abschnitt 4.4 und A.5)	$\approx 1,2$	-
Pulsabstände	$\approx 17$	ms
Pulse pro Pulszug	20	-
Strahltaillenradius $w_0$	20	$\mu\text{m}$
$I_{max}$	2,1	TW/cm <sup>2</sup>
$I_{max}^*$	13,1	TW/cm <sup>2</sup>

Tabelle 5.3.: Eigenschaften des Lasers

Eigenschaft	Linse 1	Linse 2
Linsenmaterial	Saphir	Saphir
Brennweite	30 mm	32 mm
Fokuspunkt	axial	nicht-axial
Abstand Fokuspunkt zur Zentralachse	0 mm	3,1 mm

Tabelle 5.4.: Eigenschaften der Linsen

Kameraname	HD Kamera	bildverstärkte Kamera	Schlierenkamera
Produktname	Sony HDR-CX740	Photron APX I <sup>2</sup>	Photron Fastcam SA-X
Auflösung	1440x1080 px <sup>2</sup>	512x128 px <sup>2</sup>	1024x360 px <sup>2</sup>
Bildwiederholungsrate	24 Hz	24000 Hz	19200 Hz
Belichtungszeit	1/24 s	10 µs	2,5 µs
Dynamik (Bit-Tiefe)	n.a.	8 bit	8 bit
integrale Aufnahmezeit	gesamte Versuchszeit	2,2 s	1,5 s

Tabelle 5.5.: Kameraeigenschaften

Eigenschaft	Wert	Einheit
Treibstoffkombination	LOX/GH2	-
ROF	$5 \pm 0,6$	-
Vorkühlung $\Delta t_{cd}$	300	ms
Gesamtmassenstrom	$55 \pm 12$	g/s
Massenstrom H2	$9,7 \pm 0,5$	g/s
Massenstrom LOX	$46,6 \pm 5$	g/s
Brennkammerdruck		
vor Treibstoffeinspritzung	50...80	mbar
bei Zündung	354...738	mbar
im stationären Zustand	2,0...2,6	bar
Verteilertemperaturen bei Zündung		
H2	$190...210 \pm 1$	K
LOX	$86...105 \pm 1$	K

Tabelle 5.6.: Testbedingungen für die Tests mit Pentainjektor am M3.1

Konfigurationsname	LAI1	LAI2	LAI3
Ort der Ablation	Injektorstirnplatte	dediziertes Ablationselement	dediziertes Ablationselement
Ablationsmaterial 1	CuCr1Zr	CuCr1Zr	CuCr1Zr
Ablationsmaterial 2	-	WCu	WCu
Topologie der Fläche	plan	konkav (Radius: 5,5 mm)	konvex (Radius: 5,5 mm)
Linsentyp	nicht-axial	axial	axial

Parameter	Definition	Wert	Einheit
LOX-Geschwindigkeit	$\bar{v}_{\text{LOX}}$	$11,1 \pm 2,9$	m/s
GH2-Geschwindigkeit	$\bar{v}_{\text{GH2}}$	$608 \pm 38$	m/s
Geschwindigkeitsverhältnis	$\bar{v}_r = \bar{v}_{\text{GH2}} / \bar{v}_{\text{LOX}}$	$61 \pm 9$	-
Impulsstromdichteverhältnis	$J = \frac{\rho_{\text{CH4}} \cdot \bar{v}_{\text{CH4}}^2}{\rho_{\text{O2}} \cdot \bar{v}_{\text{O2}}^2}$	$2 \pm 0,4$	-
Weberzahl-Oberflächenspannung	$We \cdot \sigma_O$	$(524 \pm 106) \cdot 10^3$	N/m
Weberzahl	We	$6288 \pm 1272$	-
GH2-Geschwindigkeit (Injektor)	$v_{\text{GH2}}$	350 ... 720	m/s
GH2-Machzahl (Brennkammer)	Ma <sub>GH2</sub>	1,55 ... 3,2	-

Tabelle 5.8.: Einströmungseigenschaften für den Pentainjektor. Die Werte sind für stationäre Strömungsbedingungen angegeben, die letzten zwei Zeilen als Intervall für die gesamten Versuchsverläufe. Alle Parameter variieren jedoch signifikant innerhalb des Brennraums und mit der Versuchslaufzeit (siehe Abb. 5.12).

Konfig.	Stimplatten- abstand [mm]	Zündung				keine Zündung		
		MPE-I [mJ]	$I_{\max}$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$I_{\max}^*$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$E_{v,\min}$ [mJ]	$E_p$ [mJ]	$I_{\max}^*$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$E_{v,\min}$ [mJ]
LPI1a	3,1 ± 0,5	keine Zündung mit 33,2 mJ				33,2	13,1	1,3
LPI1b	5,5 ± 0,5		33,2 ± 1,0	2,1	13,1	17,9	7,1	0,7
LPI2	36,8 ± 0,5		2,6 ± 0,2	0,16	1	2,4	0,95	0,09
LPI3	62,2 ± 0,5		2,6 ± 0,2	0,16	1	0,3	0,12	0,012

Tabelle 5.9.: Minimale Pulsenergien MPE-I zur Zündung der Brennkammer für 3 aus 3 Versuchsdurchläufen und maximale Pulsenergien  $E_p$  ohne Zündung (0 von 3 Versuchsdurchläufen) für LPI

Konfig.	Stirnplatten- abstand [mm]	Zündung		keine Zündung	
		MPE-I [mJ]	$F_{\max}$ [J/cm <sup>2</sup> ]	$E_p$ [mJ]	$F_{\max}$ [J/cm <sup>2</sup> ]
LAI1(CuCrZr)	0,0 ± 0,0	14,5 ± 0,5	?	9,9	?
LAI2(CuCrZr)	0,5 ± 0,1	1,7 ± 0,2	34	0,3	6
LAI2(WCu)	0,5 ± 0,1	1,7 ± 0,2	34	0,9	18
LAI3(CuCrZr)	0,5 ± 0,1	6,2 ± 0,3	1,24	4,9	0,98
LAI3(WCu)	0,5 ± 0,1	9,9 ± 0,4	2	4,9	0,98

Tabelle 5.10.: Minimale Pulsenergien MPE-I zur Zündung der Brennkammer für 3 aus 3 Versuchsdurchläufen und Pulsenergien  $E_p$  ohne Zündung (0 von 3 Versuchsdurchläufen) für LAI

Konfiguration	Schritt				Bedingung
	1	2	3	4	
LPI1a	✓	x	x	x	$MPE-B < E_p^{max} < MPE-I$
LPI1b	✓	✓	✓	✓	$E_p = MPE-I = 1,3 \text{ mJ}$
	✓	x	x	x	$MPE-B < E_p < MPE-I$
LPI2, LPI3	✓	✓	✓	✓	$E_p = MPE-I = 2,6 \text{ mJ}$
	✓	x	x	x	$MPE-B < E_p < MPE-I, E_v \lesssim MIE$
LAI1, LAI2, LAI3	✓	✓	✓	✓	$E_p = MPE-I$
	✓	x	x	x	$MPE-B < E_p < MPE-I$

Tabelle 5.11.: Übersicht der kritischen Schritte für die Zündung der Brennkammer für die getesteten Konfigurationen. Zeile 1: MPE-I, Zeile 2: Höchste Pulsenergie mit  $E_p < MPE-I$

### **5.3.3.5. Druckdynamik innerhalb der Brennkammer während der Zündung**

Der Vergleich der Signale der 4 piezoelektrischen Drucksensoren PDyn<sub>CC</sub> ist für die 3 unterschiedlichen LPI Konfigurationen in Abb. 5.21 zu sehen. Es ist ein zeitlich versetzter Anstieg des Drucks erkennbar: Für die Fälle LPI1 bis LPI3 und LAI1 entwickelt sich die Druckfront stromauf, für LAI2 stromab und für LAI3 sind die Druckanstiege der einzelnen Sensoren nahezu identisch. Diese Dynamiken korrelieren mit den identifizierten Richtungen der Flammenfrontentwicklungen für die entsprechenden Tests. Diese Beobachtung ist relevant für die Beurteilung der experimentellen Daten in Kapitel 6, da für die dort genutzte Brennkammer keine komplette optische Zugänglichkeit gegeben ist und statt dessen 12 piezoelektrischen Drucksensoren für die Evaluation der Druckausbreitung zur Verfügung stehen.

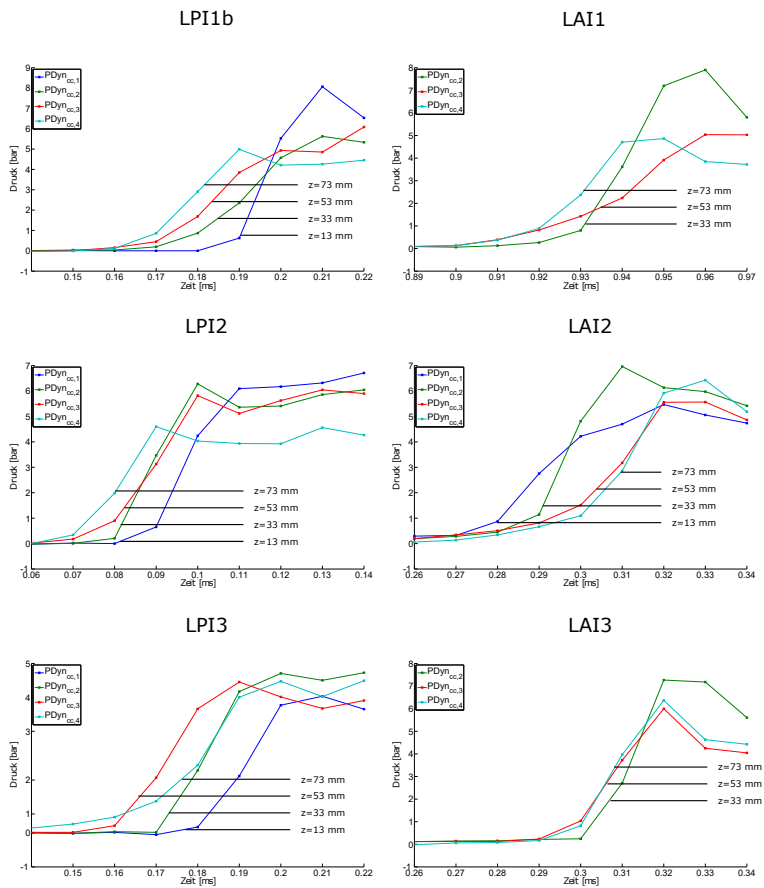


Abbildung 5.21.: Druckentwicklung für die in Abb. 5.19 und 5.20 gezeigten OH\*-Bilder

## 5.4. Testkampagne 2: API-Konfiguration

### 5.4.1. Zielsetzung

Die technische Funktionalität des API wurde in einer Reihe von Testkampagnen am Forschungs- und Technologieprüfstand P8 von Suslov und Deeken untersucht [SDH12,DS15]. Obwohl Brennkammerdurchmesser von 50, 80 und 180 mm untersucht wurden und die Treibstoffe LOX/H<sub>2</sub> und LOX/CH<sub>4</sub> getestet wurden, konnten detaillierte optische Untersuchungen der Einspritzung für unterschiedliche Brennkammerdrücke vor Einspritzung und die Auswirkung auf den Zündprozess nicht realisiert werden. Für einen potentiellen Einsatz dieser Injektortechnologie gibt es zusätzlich keine Erfahrungen zur Auswirkung der Anwendung der laserbasierten Zündung auf Zündbedingungen ähnlich eines Oberstufentriebwerks. Aus diesen Gründen wurde der in Paragraph 5.2.2.2 beschriebene API in Bezug auf das Strömungsfeld und das Zündverhalten für die Brennstoffe H<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub> als auch für die Einspritzung in Umgebungsbedingungen und in Grobvakuum untersucht.

### 5.4.2. Versuchskonfiguration und Betriebsbedingungen

Für den API wurden zwei Zündorte realisiert (siehe Abb. 5.22): Analog zum Koaxialinjektor wurden der Zündort L1 in der Scherschicht nahe der Einspritzebene und der Zündort L2 in der Region mit stark fortgeschrittener Durchmischung festgelegt. Aus den zwei Treibstoffkombinationen und zwei Druckniveaus vor Einspritzung ergeben sich 4 Testkonfigurationen, die in Tabelle 5.12 aufgeschlüsselt sind.

Die Testlogik für jede der Konfigurationen 1 bis 4 und die zwei Zündorte L1 und L2 entspricht jeweils der Vorgehensweise für den Koaxialinjektor: Durch schrittweise Reduktion der Laserpulsenergie wurde die MPE-I identifiziert.

Konfiguration	1	2	3	4	Einheit
Treibstoffkombination	LOX/GH2	LOX/GH2	LOX/GCH4	LOX/GCH4	-
ROF	5 ± 0,4	5 ± 0,4	3,4 ± 0,3	3,4 ± 0,5	-
Vorkühlung $\Delta t_{cd}$	300	300	300	300	ms
Gesamtmassenstrom	66 ± 6	66 ± 6	71 ± 5	71 ± 5	g/s
Massenstrom H2	11 ± 1	11 ± 1	16 ± 1	16 ± 1	g/s
Massenstrom LOX	55 ± 5	55 ± 5	55 ± 5	55 ± 5	g/s
Brennkammerdruck					
vor Treibstoffeinspritzung	0,96...1,01	0,078...0,082	0,96...1,01	0,078...0,082	bar
bei Zündung	1,05...1,2	0,2...0,23	1,05...1,1	0,18...0,2	bar
im stationären Zustand	2,3...2,7	2,3...2,7	2,3...2,7	2,3...2,7	bar
Verteilertemperaturen bei Zündung					
Brennstoff	140...180 ± 1	140...180 ± 1	140...170 ± 1	140...170 ± 1	K
LOX	86...105 ± 1	86...105 ± 1	86...105 ± 1	86...105 ± 1	K
Brennstofftemperaturen im stationären Zustand					
Brennstoff	260 ± 10	260 ± 10	245 ± 10	245 ± 10	K

Tabelle 5.12.: Testbedingungen für die Tests mit API am M3.1

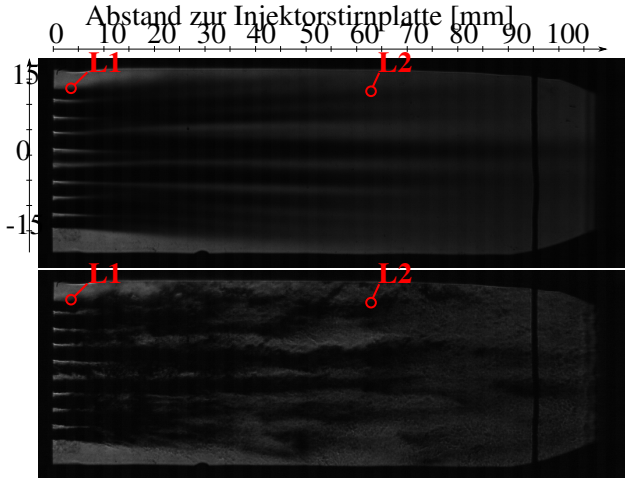


Abbildung 5.22.: Zündorte für den API. Oben: Gemittelte Schlierenaufnahme, unten: Einzelbild.

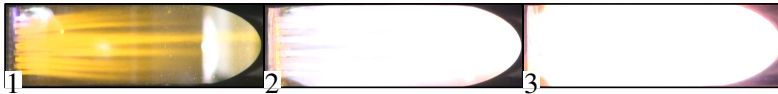


Abbildung 5.23.: Bildsequenz für einen erfolgreichen Zündversuch des API

### 5.4.3. Ergebnisse und Diskussion

Beispielhaft ist die Zündung der Brennkammer in Abbildung 5.23 dargestellt: Bild 1 zeigt eine Momentaufnahme der Zündung mit Laserplasma an Zündort L1, Bild 2 eine teilweise abgehobene Verbrennungszone und Bild 3 einen stationären Zustand der Verbrennung gegen Ende des gleichen Zündversuchs mit LOX/GH<sub>2</sub>. Im folgenden wird das Strömungsfeld für die vier Konfigurationen gezeigt und diskutiert. Anschließend werden die Zündungseigenschaften beschrieben.

**Strömungsfeld und Einspritzungscharakteristiken** Die Einströmung der Brennstoffe für die Konfigurationen 1 bis 4 ist in Abb. 5.24 gezeigt. Die poröse Struktur induziert eine Vielzahl von nicht parallelen Jets, die unabhängig vom Druckniveau in der Brennkammer nach  $z > 6 \pm 1\text{mm}$  nicht mehr unterscheidbar sind. Im Gegensatz zu dieser Beobachtung hat das Druckniveau in der Brennkammer einen signifikanten Einfluss auf das Strömungsfeld für die kombinierte Einspritzung beider Treibstoffe, wie in Abb. 5.25 zu sehen ist. Die Konfigurationen 1 und 2 (LOX/GH<sub>2</sub>) unterscheiden sich vor allem durch den größeren Spraywinkel im Grobvakuum durch die radiale Expansion der Treibstoffe. Für die LOX/CH<sub>4</sub>-Konfigurationen 3 und 4 ist ein signifikanter Unterschied im Strömungsfeld durch den flashverdampfenden Sauerstoff in Konfiguration 4 erkennbar: Während für Konfiguration 3 die einzelnen Sauerstoffstrahlen unterscheidbar sind, kann für Konfiguration 4 schon nach weniger als  $z = 2\text{mm}$  keiner der einzelnen Jets identifiziert werden. Ursache für diesen Effekt, der deutlich stärker für Konfiguration 4 als für Konfiguration 2 ist, liegt in den unterschiedlichen Brennstoffmassenströmen aufgrund der verschiedenen Zielmischungsverhältnisse und dem signifikant geringeren molaren Masse von H<sub>2</sub> ( $M = 2.016\text{ g/mol}$ ) verglichen mit CH<sub>4</sub> ( $M = 16.043\text{ g/mol}$ ) [RPP87]. Daraus resultiert in den Kaltgastests ein kleinerer Gesamtdruck in der Brennkammer für CH<sub>4</sub>, was zu einem stärkeren Verdampfen des Sauerstoffs führt. Zusätzlich trägt der geringere Impulsstrom des CH<sub>4</sub> ( $K_{\text{CH}_4} = \rho_{\text{CH}_4} \cdot u_{\text{CH}_4}^2 = 450 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ ) verglichen mit dem von H<sub>2</sub> ( $K_{\text{H}_2} = 860 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ ) zu diesem Effekt bei. Auf Basis der Druck- und Temperatursensoren im Verteiler und der Brennkammer können für die stationären Bedingungen in den Verteilern die Einspritzcharakteristiken der Treibstoffe bestimmt werden, die in Tabelle 5.13 angegeben sind.

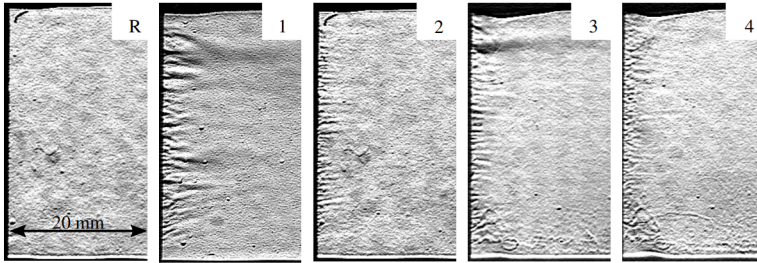


Abbildung 5.24.: Gemittelte Schlierenaufnahme über 100 ms der Kaltgasströmung des Brennstoffs für die Konfigurationen 1 bis 4. Bild R: Referenzaufnahme ohne Strömung. Bild 1: H<sub>2</sub> bei  $\bar{p}_{cc}=1150$  mbar, Bild 2: H<sub>2</sub> bei  $\bar{p}_{cc}=200$  mbar, Bild 3: CH<sub>4</sub> bei  $\bar{p}_{cc}=990$  mbar, Bild 4: CH<sub>4</sub> bei  $\bar{p}_{cc}=85$  mbar.

Brennstoff	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	Einheit
LOX-Geschwindigkeit $v_{LOX}$	$2,2 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,3$	m/s
Brennstoffgeschwindigkeit $v_f$	$32,7 \pm 0,3$	$11,7 \pm 0,3$	m/s
$\bar{v}_r = v_f/v_{LOX}$	14,8	5,1	-
Brennstoffimpulsstrom $K_F$	$860 \pm 25$	$450 \pm 25$	kg/m/s <sup>2</sup>
Impulsstromdichteverhältnis J	$0,16 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$	-

Tabelle 5.13.: Vergleich der stationäre Einspritzeeigenschaften für den API in Konfiguration 1 und 3

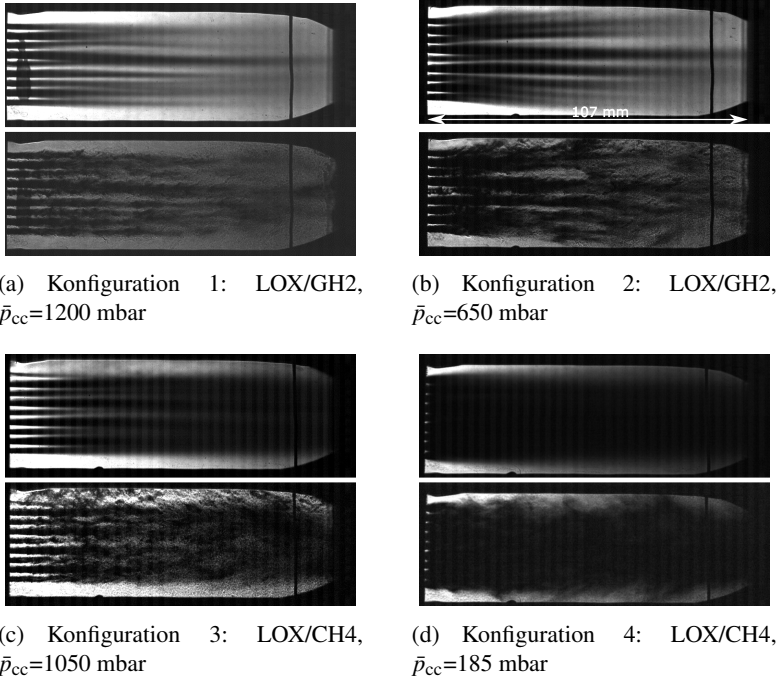


Abbildung 5.25.: Vergleich der Kaltgasversuche für die vier Konfigurationen in Tabelle 5.12. Die gemittelten Drücke entsprechen dem gesamten Kaltgasversuch und resultieren aus der Medieneinspritzung bei den nominellen Massenströmen der Heißgasversuche.

Konfiguration	MPE-I [mJ]	$I_{\max}$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$I_{\max}^*$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$E_{v,\min}$ [mJ]
1 (H2, 1 bar), L1	1,7 ± 0,2	0,14	0,88	0,07
1 (H2, 1 bar), L2	1,7 ± 0,2	0,14	0,88	0,07
2 (H2, 0,2 bar), L1	17,9 ± 0,6	1,38	8,63	0,72
2 (H2, 0,2 bar), L2	1,7 ± 0,2	0,14	0,88	0,07

Tabelle 5.14.: Minimale Pulsenergien, berechnete maximale Pulsintensitäten und verfügbare Energie zur Zündung der API Konfigurationen mit LOX/GH2

Konfiguration	MPE-I [mJ]	$I_{\max}$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$I_{\max}^*$ [TW/cm <sup>2</sup> ]	$E_{v,\min}$ [mJ]
3 (CH4, 1 bar), L1	0,8 ± 0,1	0,062	0,39	0,032
3 (CH4, 1 bar), L2	1,7 ± 0,2	0,14	0,88	0,07
4 (CH4, 0,19 bar), L1	keine Zündung mit 33,2 mJ			
4 (CH4, 0,19 bar), L2	17,9 ± 0,6	1,38	8,63	0,72

Tabelle 5.15.: Minimale Pulsenergien, berechnete maximale Pulsintensitäten und verfügbare Energie zur Zündung der API Konfigurationen mit LOX/GCH4

**Zündsystemzuverlässigkeit** Identisch zu den Tests mit koaxialen Einspritzelementen war die Funktionalität Laserzündsystems zur Erzeugung der Laserpulse während der Tests durchgehend gegeben.

#### 5.4.3.1. Minimale Pulsenergie für erfolgreiche Zündung (MPE-I)

Die minimalen Pulsenergien, die zur Zündung notwendig sind, können der Tabelle 5.14 für H2 und der Tabelle 5.15 für CH4 entnommen werden.

**LOX/GH2** Alle Konfigurationen mit LOX/GH2 konnten mit der zur Verfügung stehenden maximalen Pulsenergie erfolgreich gezündet werden. Für alle Testkonfiguration bis auf Konfiguration 2 (H2, 0,2 bar) und Zündort L1 wurden MPE-I von 1,7 mJ identifiziert. Für Konfiguration 2 (H2, 0,2 bar) und Zündort L1 ergab sich eine MPE-I von 17.9 mJ. Wie beim Koaxialinjektor sind die MPE-I im injektornahen Bereich größer als stromab der Einspritzebene.

**LOX/GCH4** Für die LOX/GCH4-Tests zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen den Konfigurationen 3 (CH4, 1 bar) und 4 (CH4, 0,19 bar): Für die Tests bei Bodenbedingungen (CH4, 1 bar) ergaben sich unabhängig vom Zündort ähnliche MPE-I im Vergleich zu den LOX/GH2-Versuchen. Bei den Tests unter Höhenbedingungen (CH4, 0,19 bar) und Zündort L1 war es nicht möglich eine Zündung zu initiieren und für Zündort L2 war eine zehnfache Laserpulsenergie notwendig im Vergleich zu den LOX/GH2 Tests.

Für beide Treibstoffkombinationen zeigt sich die gleiche Tendenz, die für die Koaxialinjektorkonfiguration festgestellt wurde: Der injektornahe Zündort L1 führte unter Höhenbedingungen zu einem starken Anstieg der MPE-I oder zu keinem Zünderfolg mit der zur Verfügung stehenden Pulsenergie.

Zusammenfassend ist der Erfolg der Zündung für die getesteten Konfigurationen entsprechend der vier Schritte in Tabelle 5.16 aufgeführt. Für jede der Konfigurationen ist in der zweiten Zeile das Ergebnis für die maximalen Pulsenergien mit  $E_p < \text{MPE-I}$  dargestellt.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte diskutiert.

#### 5.4.3.2. Schritt 1: Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas

**LOX/GH2** Die berechneten maximalen Intensitäten liegen bis auf Konfiguration 2 (H2, 0,2 bar) und Zündort L1 zwischen den

Konfiguration	Schritt				Bedingung
	1	2	3	4	
1 (H <sub>2</sub> , 1 bar), L1&L2	✓	✓	✓	✓	$E_p = \text{MPE-I} = 1,7 \text{ mJ}$
	x	x	x	x	$E_p < \text{MPE-B}, E_p < \text{MPE-I}$
2 (H <sub>2</sub> , 0,2 bar), L1	✓	✓	✓	✓	$E_p = \text{MPE-I} = 17,9 \text{ mJ}$
	✓	x	x	x	$\text{MPE-B} < E_p < \text{MPE-I}$
2 (H <sub>2</sub> , 0,2 bar), L2	✓	✓	✓	✓	$E_p = \text{MPE-I} = 1,7 \text{ mJ}$
	x	x	x	x	$E_p < \text{MPE-B}$
3 (CH <sub>4</sub> , 1 bar), L1	✓	✓	✓	✓	$t_{\text{ref}}, E_p = \text{MPE-I} = 0,8 \text{ mJ}$
	✓	✓	✓	x	$t < t_{\text{ref}}, E_p = \text{MPE-I}$
	✓	x	x	x	$t_{\text{ref}}, E_p < \text{MPE-I}$
3 (CH <sub>4</sub> , 1 bar), L2	✓	✓	✓	✓	$E_p = \text{MPE-I} = 1,7 \text{ mJ}$
	✓	x	x	x	$\text{MPE-B} < E_p < \text{MPE-I}$
4 (CH <sub>4</sub> , 0,19 bar), L1	✓	x	x	x	$\text{MPE-B} < E_p^{\text{max}} = 32,3 \text{ mJ}$
					$E_p^{\text{max}} < \text{MPE-I}$
4 (CH <sub>4</sub> , 0,19 bar), L2	✓	✓	✓	✓	$E_p = \text{MPE-I} = 17,9 \text{ mJ}$
	✓	✓	✓	x	$E_p < \text{MPE-I} \approx \text{MPE-B}$

Tabelle 5.16.: Übersicht der kritischen Schritte für die Zündung der Brennkammer für die getesteten Konfigurationen (Brennstoff, Druck vor Zündung, Zündort). Zeile 1: MPE-I, Zeile 2: Höchste Pulsenergie mit  $E_p < \text{MPE-I}$

theoretischen Durchbruchsschwellen für gasförmige Treibstoffe ( $I_{thr} = 7$  TW) und der Kombination Luft/Wassertropfen ( $I_{thr} = 0,0035$  TW) und entsprechen damit den Ergebnissen der Koaxialinjektor-konfiguration am Zündort LPI2 und LPI3. Für geringere Pulsenergien ( $E_p < \text{MPE-I}$ ) wurden jedoch kein Plasma in den OH\*- und Schlieren-Aufnahmen identifiziert.

Für die Konfiguration 2 (H2, 0,2 bar) und Zündort L1 liegt  $I_{max}^*$  oberhalb der theoretischen Durchbruchsschwellen für gasförmige Treibstoffe und der Kombination Luft/Wassertropfen. Es konnten für geringere Laserpulsenergien als MPE-I Laserplasmen identifiziert (Schritt 1), aber keine Flammenkernbildung oder -ausbreitung beobachtet werden (Schritt 2). Auch diese Beobachtung ist identisch zu den Ergebnissen für die Koaxialinjektorkonfiguration.

**LOX/GCH4** Für alle LOX/GCH4-Konfigurationen konnte mit der größten Pulsenergie kleiner als MPE-I (bzw. 33,2 mJ für Konfig. 4 und L1) die Plasmaerzeugung durch die Schlieren- oder OH\*-Diagnostik detektiert werden. Diese Beobachtung ist konsistent mit den geringeren Durchbruchsschwellen von GCH4 im Vergleich zu GH2. Durch die größeren MPE-I für LOX/GCH4 als für LOX/GH2 wird deutlich, dass die Plasmaerzeugung für diese Testparameter nicht der kritische Schritt für eine erfolgreiche Zündung ist.

#### 5.4.3.3. Schritt 2: Transformation des Plasmas in eine selbst erhaltende Verbrennungszone

**LOX/GH2** Die Transformation des Plasmas in eine selbst erhaltende Verbrennung findet für die Konfiguration 2 (H2, 0,2 bar) für Zündort L1 nicht statt, wenn die Pulsenergie die MPE-I unterschreitet:  $\text{MPE-B} < E_p < \text{MPE-I}$ . Der  $E_v$ -Wert liegt mit 0,72 mJ über den MIE-Werte für GOX/GH2 bei 0,2 bar und  $3 < \text{ROF} < 20$  (siehe Abb. 3.11 und A.5). Wird jedoch angenommen, dass kurz nach der LOX-Injektion das thermische Gleichgewicht mit den Brennraum-

drücken und -temperaturen noch nicht erreicht ist, kann der Sauerstoff noch als (teilweise) flüssige Phase vorliegen, sodass die MIE-Werte um ca. 2 mJ ansteigen und somit  $E_v < \text{MIE}$  gilt.

Wie bei der Koaxialinjektorkonfiguration ist daher eine Unterscheidung, ob es sich um zu geringe  $E_v$ -Werte oder eine scherrateninduzierte Verlöschung des Flammenkerns handelt, nicht eindeutig möglich.

Für die anderen Testkonfigurationen führte die Plasmaerzeugung immer zu einer Flammenkernbildung bis zur Ankerung der Verbrennungszone.

**LOX/GCH4** Von den LOX/GCH4-Versuchen führte Konfiguration 4 (CH<sub>4</sub>, 0,19 bar) für Zündort L1 nicht zur Bildung einer selbst erhaltenden Verbrennungszone für die Bedingung  $\text{MPE-B} < E_p$ . Für beide Zündorte der Konfiguration 3 konnte ebenfalls keine Flammenkernentwicklung festgestellt werden, wenn die Pulsenergie  $\text{MPE-I}$  unterschritt. In diesen Fällen liegt  $E_v$  in der Größenordnung der berechneten MIE-Werte.

Der direkte Vergleich der Konfiguration 4 mit Konfiguration 3 für L1 ist in Abb. 5.29 dargestellt und wird im folgenden Abschnitt diskutiert, da zur Interpretation auch die nachfolgende Flammenausbreitung diskutiert werden muss.

#### 5.4.3.4. Schritt 3: Ausbreitung der Verbrennungszone

In den Abbildungen 5.26 und 5.27 sind für alle Konfigurationen und Zündorte repräsentative die Chemilumineszenzaufnahmen dargestellt. Der jeweilige Bildabstand beträgt  $\Delta t = 41,6 \mu\text{s}$ , soweit nicht anders zwischen den Zeilen vermerkt. In der letzten Zeile ist die schematische Flammenausbreitung dargestellt.

**LOX/GH2** Für die LOX/GH2-Versuche mit Zündort L1 in Abbildung 5.26 beträgt der zeitliche Abstand zwischen dem Laserpuls

und der Flammenausbreitung stromab etwa 333 bzw. 416  $\mu\text{s}$ . Dieser Ort liegt für Konfiguration 2 (H2, 0,2 bar) weiter stromab als für Konfiguration 1 (H2, 1 bar). Der kleinere Druck in Konfiguration 2 führt zu kleineren Reaktions-, Flammenausbreitungs- und größeren Strömungsgeschwindigkeiten [PV05], die den Transport des Flammenkerns, um eine größere Distanz erklären. Die Ausbreitung der Verbrennungszone von Injektor zu Injektor verläuft in beiden Fällen von dem zunächst gezündeten Injektor nach unten zu den anderen Injektoren. Für Konfiguration 1 und L1 geschieht dies in dem Bereich stromab der Einspritzebene, in dem die einzelnen LOX-Jets aufbrechen und deren Ränder in den Schlierenaufnahmen nicht mehr eindeutig zu trennen sind (siehe Abb. 5.25, Bild a)). Während dabei einzelne Verbrennungsbereiche mit stärkerer Chemilumineszenz identifizierbar sind, stellt sich die Verbrennungszone in Konfiguration 2 und L1 homogener dar. Dennoch entwickelt sich die Verbrennungszone vom Ort der Plasmaerzeugung in negative vertikale Richtung sowie stromab, bevor diese gleichmäßig in Richtung Injektorstirnplatte wächst. Diese Dynamik ist auf die fortgeschrittene Durchmischung der Treibstoffe mit größerem Abstand zur Einspritzebene zurückzuführen.

Im Gegensatz zu Zündort L1 gibt es für den Zündort L2 für beide Konfigurationen keinen zeitlichen Verzug von Laserplasma zu Flammenausbreitung. Diese Beobachtung ist vermutlich auf die fortgeschrittene Treibstoffdurchmischung am Zündort L2 zurückzuführen. Ebenso läuft die Zündung für L2 schneller ab und es kommt im Verlauf der Flammenausbreitung zu einer schlagartigen Zündung der Rezirkulationsgebiete, die durch eine Sättigung des Kamerachips im gesamten Brennraum bis auf kleine Bereiche in der Nähe der Stirnplatte sichtbar wird. Aufgrund der zweidimensionalen Projektion des Brennkammerinnenvolumens durch das abbildende System kann hierbei nicht vollständig geklärt werden, ob die Verbrennungszone ausschließlich über die Rezirkulationsgebiete stromauf wandert oder sich zeitgleich in den Scherschichten der

Injektoren stromauf entwickelt.

**LOX/GCH4** Die Chemilumineszenzaufnahmen der LOX/GCH4-Versuche sind in Abbildung 5.27 zu sehen. Für jeden Test kommt es zu einer verzögerten Flammenentwicklung nach der Erzeugung des Laserplasmas mit unterschiedlichen Verzugszeiten.

Im Fall von Konfiguration 3 und Zündort L1 breitet sich die Flamme vom Zündort stromab und gleichzeitig in negativer vertikaler Richtung aus. Im Vergleich zum LOX/GH2-Test ist die Chemilumineszenz räumlich homogener ausgebildet. Individuelle Strömungen der einzelnen Injektoren können hierbei nicht identifiziert werden. Eine Erklärung für diese Beobachtung liefern die Schlierenaufnahmen des gleichen Versuchs, die in Abb. 5.29 zu sehen ist: In Bild e) und f) für Konfiguration 3 (L1) dieser Bildreihenfolge sind die Konturen der Heißgasströmung hinter den dichten LOX-Strahlen zu erkennen. Dies deutet auf eine Entwicklung der Verbrennungszone ausserhalb des zentralen Einstromungsgebiets hin, wo eine homogenere Durchmischung der Medien zu erwarten ist. Für Konfiguration 3 und Zündort L2 wurde in den OH\*-Aufnahmen kein Plasma detektiert. Daher wurde der Zeitpunkt der Plasmaerzeugung auf Basis des Rückmeldungskanals der Laserelektronik bzw. der Schlierenaufnahmen bestimmt. Die anfängliche Flammenausbreitungsrichtung ist ähnlich zur Ausbreitung für den LOX/GH2-Test unter Höhenbedingungen (H2, 0,2 bar). Die Ausbreitung findet allerdings auf wesentlich größerer Zeitskala statt.

In Konfiguration 4 und L1 bleibt nach dem Laserplasma die Flammenausbreitung aus. Eine detailliertere Betrachtung hierzu folgt im nächsten Abschnitt. Für Konfiguration 4 und Zündort L2 ist der Transport der Verbrennungszone im Strömungsfeld identifizierbar: Vom Zündort breitet sich die Verbrennungszone stromab aus, während die Verbrennungszone in negativer vertikaler Richtung signifikant durch die Strömung abgetragen wird. Im Laborreferenzsystem ergibt sich dadurch eine kegelförmige Struktur.

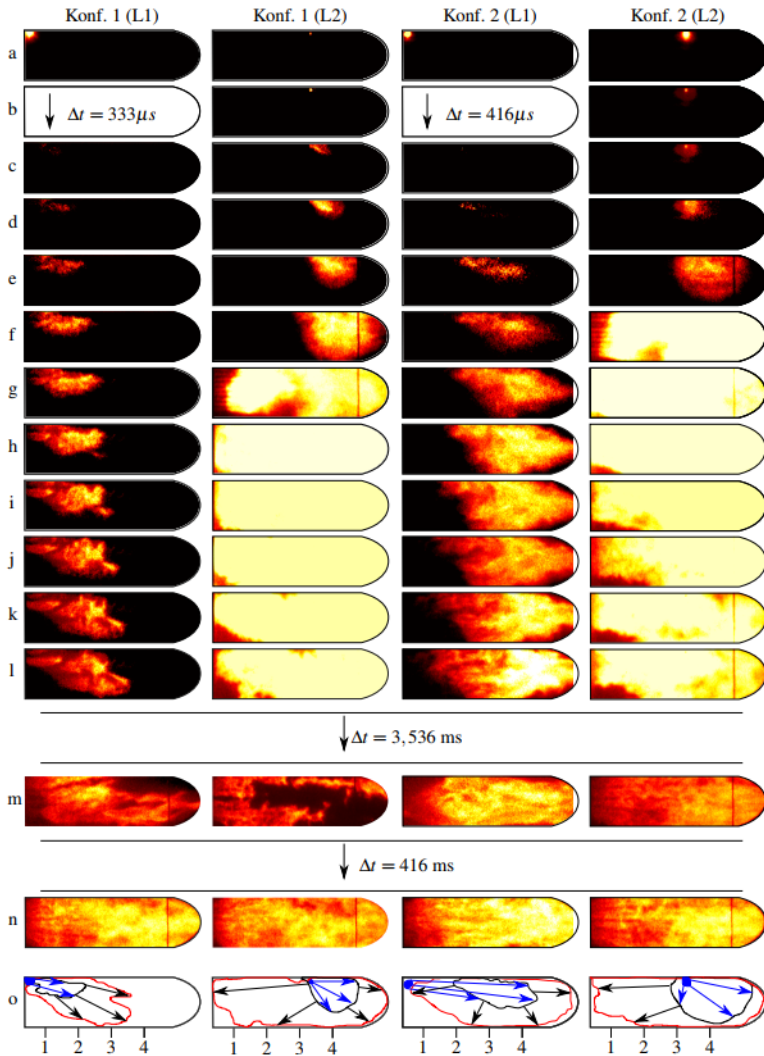


Abbildung 5.26.: Vergleich der Flammenausbreitung für die LOX/GH2 Versuche des API. Bildabstand:  $\Delta t = 41,7 \mu s$ .  $t_n - t_a = 420 \text{ ms}$ .

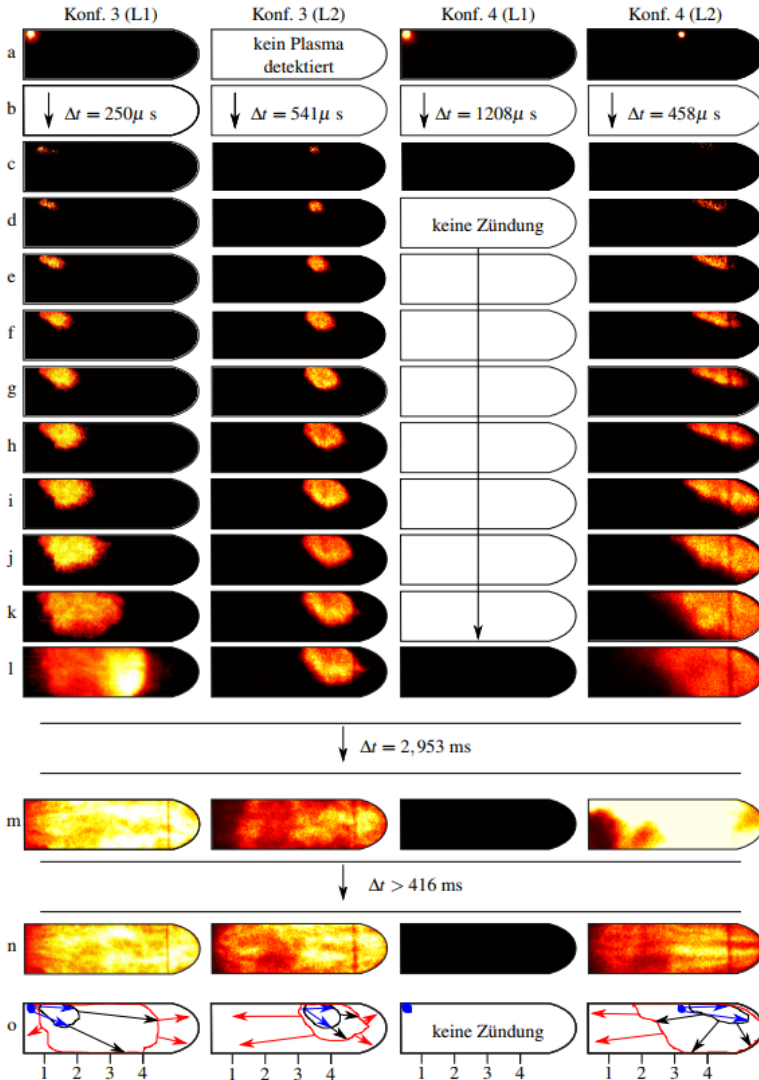


Abbildung 5.27.: Vergleich der Flammenausbreitung für LOX/GCH4 Versuche des API, Konfiguration 3 (L2): Zeitpunkt der Plasmaerzeugung aus Laserrückkanal determiniert. Bildabstand:  $\Delta t = 41,7 \mu s$ .

Um die Verbrennungsdynamik für die Tests mit Zündort L2 zu vergleichen, ist in Abb. 5.28 der zeitliche Verlauf der Fläche der Verbrennungszone normiert auf die abgebildete Brennraumfläche  $A_r$  gezeigt. Dafür wurde für jedes OH\*-Bild die Summe der Pixel mit positivem Grauwert  $S(i, j)$  ermittelt und durch die Gesamtzahl der abgebildeten Pixel des Brennraums geteilt:

$$G(i, j) = \begin{cases} 0 & \text{für } S(i, j) = 0 \\ 1 & \text{für } S(i, j) > 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

$$A_r = \frac{\sum_i \sum_j G(i, j)}{\sum_i \sum_j 1} \quad (5.6)$$

Es wird deutlich, dass die Ausbreitung der Verbrennungszone für die in rot dargestellten LOX/GH2 Versuche schneller verläuft als die für LOX/GCH4. Zudem entwickelt sich die Verbrennungszone schneller für die Versuche unter Höhenbedingungen (Konfig. 2 und 4) als für die Versuche bei Bodenbedingungen. Eine der Ursachen hierfür ist neben der allgemeinen Druckabhängigkeit (siehe Gl. 3.32), die zu kleineren Geschwindigkeiten führt, der residuelle Stickstoff in der Brennkammer für die Tests bei Bodenbedingungen. Dieser hat ebenfalls eine Reduktion der Verbrennungsgeschwindigkeit zur Folge [GHFD11, War81].

In Abbildung 5.29 ist je eine Sequenz von Schlierenbildern für eine erfolgreiche Zündung (links, Konfiguration 3 bei L1) und eine fehlgeschlagene Zündung (rechts, Konfiguration 4 bei L1) abgebildet. Diese Versuche entsprechen den Chemilumineszenzaufnahmen in Abb. 5.27. Die beiden Testkonfigurationen unterscheiden sich nur durch den Brennchamberdruck bei Einspritzung, der für Konfiguration 4 zu flash-verdampfendem LOX führt. Das Strömungsfeld in Konfiguration 4 wird durch den verdampfenden Sauerstoff beeinflusst. In Bild b) bis d) ist die Vergrößerung des Zündorts in den Bildeinsätzen gezeigt. Für Konfiguration 3 in Bild b) ist die obere Hälfte der Schockwelle und des Heißgasvolumens zu erken-

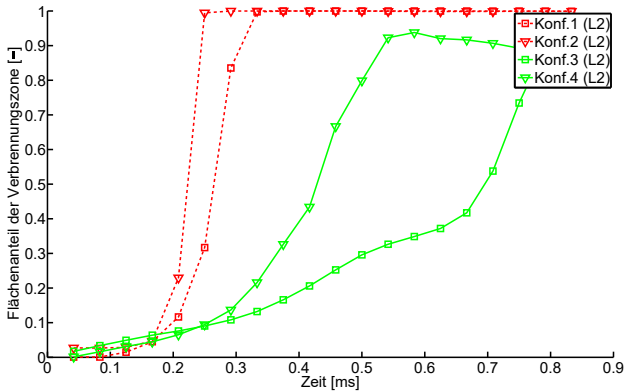


Abbildung 5.28.: Fläche der Verbrennungszone  $A_r$  relativ zur abgebildeten Brennumfläche.

nen, gefolgt von der Heißgasausbreitung stromab in der Nähe der Kontaktfläche der zwei Treibstoffe.

Für Konfiguration 4 ist die Plasmaemission zu erkennen, wobei es durch die Streuung der Strahlung am flash-verdampfenden LOX zu einer Überbelichtung der Aufnahme kommt. In den zwei darauf folgenden Bildern c) und d) ist oberhalb des LOX ein modifiziertes Strömungsfeld erkennbar im Vergleich zu Bild a) oder e) und im Vergleich zur achsensymmetrischen Position am unteren Rand des untersten LOX-Jets. Diese Modifikation kann mehrere Ursachen haben: Zum Einen kann es sich um eine Region mit durchmischten Treibstoffen handeln, die durch das Laserplasma induziert wurde und aufgrund des dichteren und kälteren Sauerstoffs als Dichtegradient sichtbar wird. Zum Anderen kann es sich um aufgeheiztes  $\text{CH}_4$  handeln. Da die Struktur dieser Region keiner typischen Struktur bei intensiver Chemilumineszenz entspricht, ist eine Verbrennung in dieser Region unwahrscheinlich. In den Chemilumineszenzaufnahme des Versuchs wurde keine Emission aufgezeichnet. Einschränkend ist allerdings anzumerken, dass durch

die untere Ansprechschwelle der Chemilumiszenaufnahmen eine geringe Emission möglich ist, die nicht detektiert werden würde.

Abschließend kann experimentell nicht geklärt werden, ob es zu einer erhöhten Wärmeleitung in den kälteren Sauerstoff kommt oder die lokalen Mischungsverhältnisse durch Flashing modifiziert werden.

**Flammenausbreitungsgeschwindigkeit** Die Geschwindigkeit der Flammenausbreitung innerhalb der Brennkammer im Laborsystem kann durch die Chemilumineszenzaufnahmen bestimmt werden.

Wie Schmidt et al. [SWHO04] dargestellt haben, setzt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront im Laborsystem  $u_f$  aus den Einzelkomponenten der Strömungsgeschwindigkeit  $u_s$  und der (turbulenten) Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $u_c$  zusammen:

$$u_f^+ = u_s + u_c^+ \quad (5.7)$$

$$u_f^- = -u_s + u_c^- \quad (5.8)$$

$$v_f^+ = v_c^+ \quad (5.9)$$

$$v_f^- = v_c^- \quad (5.10)$$

Hierbei wurde die Strömungsgeschwindigkeit als unidirektionale Größe festgelegt. Die einzelnen Größen sowie deren Vorzeichenkonvention sind in Abb. 5.30 veranschaulicht. Aufgrund der komplexen Strömungsgeometrie lassen sich keine der Komponenten mit der laminaren Verbrennungsgeschwindigkeit identifizieren, da hierfür die experimentelle Randbedingung der isentropen, laminaren und vorgemischten Strömung nicht erfüllt ist. Ebenso kann die Strömungsgeschwindigkeit  $u_s$  nur stark vereinfachend als identisch für alle Orte der Flammenausbreitung angenommen werden, da sie durch die Expansion des Heißgases modifiziert wird.

In Abbildung 5.31 sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten  $u_f^-$  für die Fälle mit Zündort L2 dargestellt. Wiederum wird der Unter-

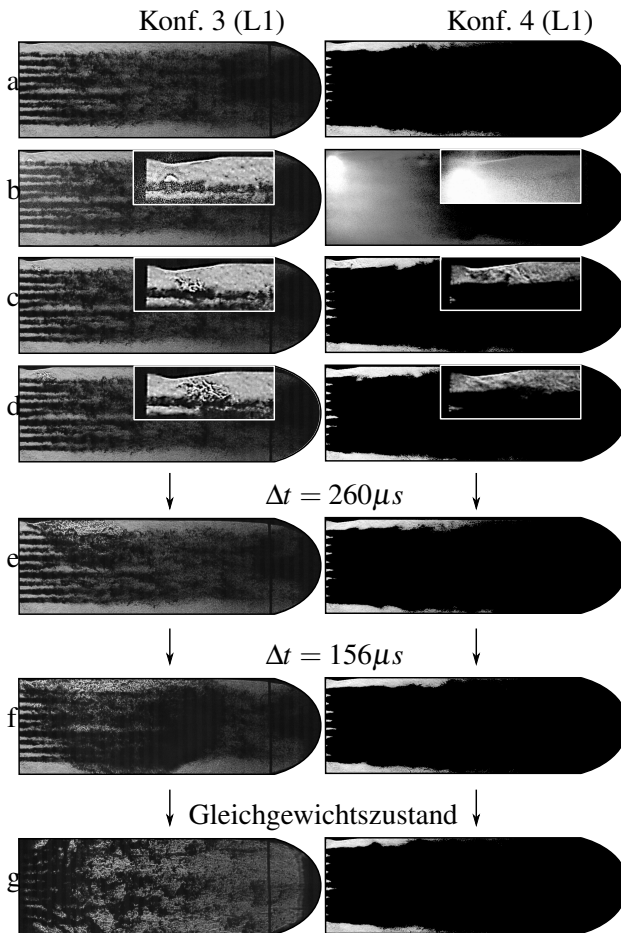


Abbildung 5.29.: Vergleich von erfolgreicher (links) und nicht erfolgreicher (rechts) Zündung von LOX/GCH<sub>4</sub> für Konfiguration 3 und 4 an Zündort L1. Die Schlierenbilder besitzen einen Abstand von  $52 \mu s$  soweit nicht anders angegeben.

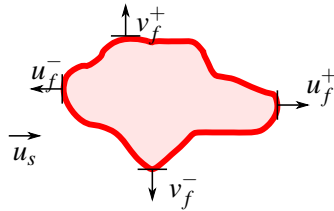


Abbildung 5.30.: Definition der Vektoren der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Verbrennungszone.

schied der beiden Treibstoffkombinationen deutlich: Für LOX/GH2 kommt es zu einem Ansteigen der Ausbreitungsgeschwindigkeit auf über 1563 m/s. Diese Dynamik entspricht einem Übergang von Deflagration zu Detonation [Böc15, CD08]. Für die LOX/GCH4 Tests hingegen kann diese Dynamik hingegen nicht festgestellt werden: Die Geschwindigkeit nimmt kontinuierlich zu, bevor sie auf einen Wert nahe null fällt, sobald die Flammenfront die Injektorstirnplatte erreicht hat. Die anderen drei Geschwindigkeitskomponenten  $u_f^-$ ,  $v_f^+$ ,  $v_f^-$  sind im Anhang A.6 dargestellt, aber weniger aufschlussreich, da der Zündort L2 nahe an der oberen Beobachtungskante und der Brennkammerdüse liegt. Ein Übergang wie von Wohlhüter [WZB16] für GOX/GCH4 beschrieben, konnte für LOX/GCH4 nicht reproduziert werden.

**Fehlzündungsszenario: Ausblasen der Verbrennungszone** Da die Zündgrenzen in GOX/GCH4-Mischungen näher beieinander liegen als in GOX/GH2-Mischungen, kommt der Dynamik des Sauerstoff- und Brennstoffmassenstroms während der Versuche eine besondere Bedeutung zu. Dies wird deutlich in LOX/GCH4-Versuchen, bei denen der Sauerstoffmassenstrom noch nicht komplett etabliert war, die ersten Laserpulse jedoch schon einen Flammenkern induzierten. Dieses Szenario ist in Abb. 5.32 dargestellt: In den Chemilumineszenzaufnahmen ist das Laserplasma gefolgt von der Flam-

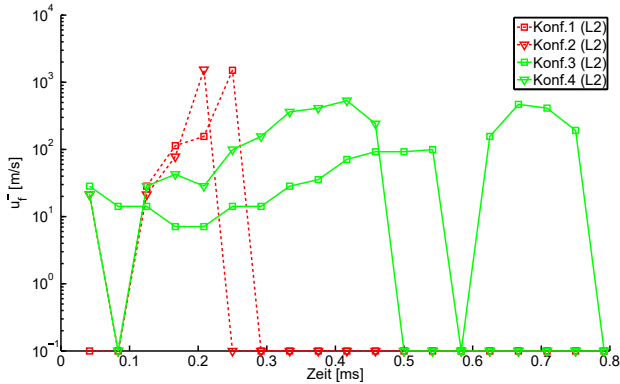


Abbildung 5.31.: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront in Richtung der Injektorstirnplatte  $u_f^-$  für die Konfigurationen 1 bis 4 mit Zündort L2.

menausbreitung bis hin zum Ausblasen der Verbrennungszone dargestellt. Daneben sind die Schwellwertbilder, ermittelt nach Gleichung 5.6, sowie die zeitlich nächsten Schlierenbilder zu sehen. Die mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten liegen bei  $\bar{u}_f^+ = 50,4 \text{ m/s}$  und sind damit um den Faktor 2 kleiner als für die entsprechenden Fälle bei erfolgreicher Zündung an L1 (siehe Abb. A.11(c) und A.13). Insbesondere sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten in Richtung Injektorstirnplatte negativ mit  $\bar{u}_f^- = -6,9 \text{ m/s}$ . Die Schlierenaufnahmen zeigen darüber hinaus, dass Schlieren stromauf sichtbar sind, obwohl die Verbrennungszone in Richtung Brennkammerdüse wandert und schlussendlich verschwindet. Die lokal stark schwankenden Intensitätsgradienten in den Schlierenbildern deuten wiederum auf Verbrennungszone hin, die jedoch keine makroskopische Flammenausbreitung nach sich ziehen. In den Schwellwertbilder können entsprechend einzelne Pixel mit positivem Grauwert identifiziert werden.

Der weitere Verlauf dieses Zündversuchs ist in Abb. 5.33 als

Heißgasflächenanteil sowie der Intensität am Ort der Zündung dargestellt: Der erste Laserpuls bei  $t = 0$  ms induziert die oben dargestellte Zündung, die jedoch nicht zum anschließenden Ankern, sondern Ausblasen der Verbrennungszone führt. Der nachfolgende Pulse bei  $t = 20$  ms resultiert in einer temporär ankernden Verbrennungszone und wiederholtem Abheben der Verbrennungszone und Ausblasen, bevor die Flamme nach dem vierten Laserpuls ab  $t = 64$  ms kontinuierlich ankert.

Im Vergleich zu dieser Dynamik konnte ein Ausblasen der Verbrennungszone in den LOX/GH2-Versuchen nicht identifiziert werden, was die Relevanz des Sauerstoffanteils in der Brennkammer während des Zündvorgangs von LOX/GCH4 unterstreicht.

#### 5.4.3.5. Schritt 4: Ankerung der Verbrennungszone

Die Flammenankering an der Injektorstirnplatte kann für die vorliegenden Fälle mittels der Chemilumineszenzaufnahmen verifiziert werden. Für die untersuchten LOX/GCH4 Testfälle kam es nach dem Ankern an der Injektorstirnplatte zum Abheben der Verbrennungszone und einem erneuten Ankern an der Injektorstirnplatte, während diese Dynamik für die LOX/GH2 Versuche nicht festgestellt werden konnte.

Für die Konfiguration 3 und Zündort L1 ist diese Dynamik in Abbildung 5.34 dargestellt. Das obere Diagramm ist die Darstellung der Intensität der Chemilumineszenz für  $I(z_0, y, t)$  mit  $z_0 = 3,1$  mm. Exemplarisch sind drei Vollbilder und darunter zeitlich gemittelte Ausschnitte dargestellt. Etwa 0,4 s nach dem Laserpuls kommt es zum Abheben der Verbrennungszone für ca. 0,2 s. Eine vergleichbare Dynamik konnte für jeden der LOX/GCH4 Tests identifiziert werden, sodass die folgende zeitliche Abfolge ausgehend vom Zeitpunkt der Laserpulserzeugung  $t_0$  formuliert werden kann:

1. Zunächst ankert die Verbrennungszone bis  $t_1 = t_0 + 300 \pm 100$  ms.

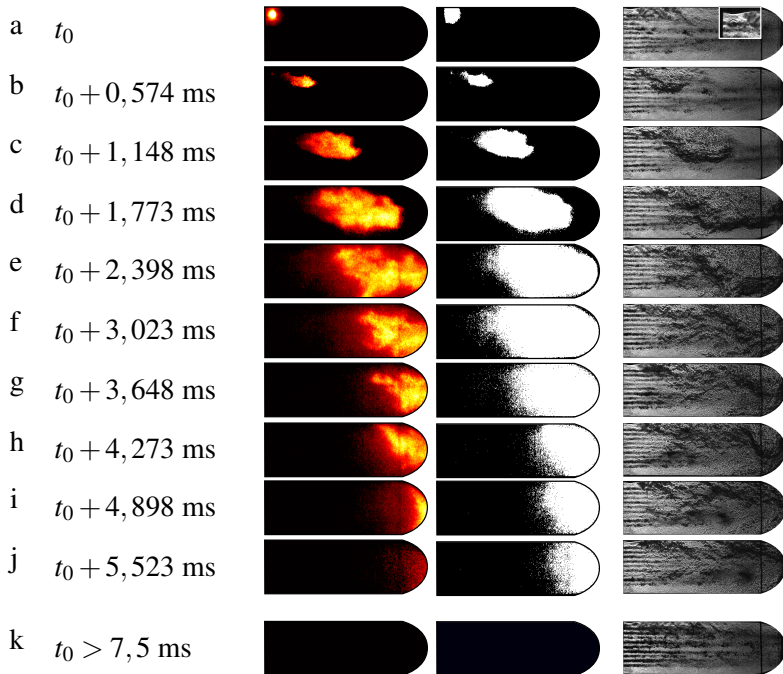


Abbildung 5.32.: Fehlgeschlagene Zündung aufgrund zu geringem LOX-Massenstroms bei Konfiguration 3 an Zündort L1. Linke Reihe: Falschfarbbild der Chemilumineszenzaufnahmen, mittlere Reihe: Schwellwertbild nach Gleichung 5.6, rechte Reihe: zeitlich nächstes Schlierenbild zur Zeitreferenz

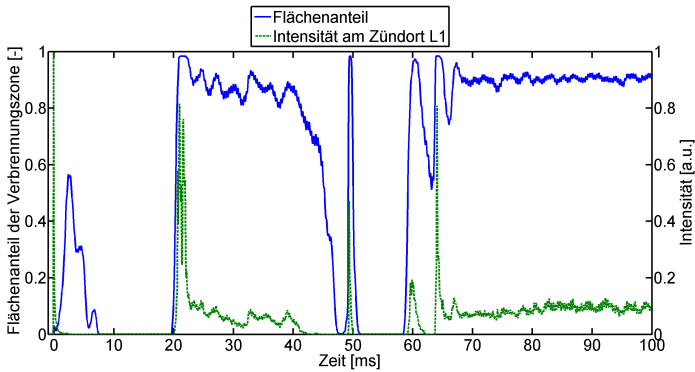


Abbildung 5.33.: Intensität am Ort der Zündung: Der erste Laserpuls bei  $t = 0$  ms induziert eine Zündung, die jedoch nicht zum anschließenden Ankern, sondern Ausblasen der Verbrennungszone führt (siehe Abb. 5.32).

2. Anschließend hebt die Verbrennungszone ab für bis zu  $\Delta t \leq 400$  ms.
3. Abschließend ankert die Verbrennungszone wiederum an der Injektorstirnplatte ab  $t_2 = t_0 + 700 \pm 100$  ms.

Die großen Variationen in dieser Abfolge unterstreichen die starke Abhängigkeit der Zündungsdynamik von LOX/GCH<sub>4</sub> von den Randbedingungen wie lokalen Strömungsverhältnissen und Fluktuationen im Mischungsverhältnis. In den vorliegenden Versuchsläufen konnte keine Korrelation der Treibstoffeigenschaften Druck und Temperatur in den Verteilern oder dem Massenstrom mit dem temporären Abheben der Flamme identifiziert werden. Da für die Versuche das Ziel-ROF und die Sequenzierung nicht variiert wurden, um vergleichbare Bedingungen für die Bestimmung der MPE-I zu gewährleisten, lässt sich auf Basis der vorliegenden Daten keine Aussage über die Grenzen der Einspritzparameter bezüglich einer

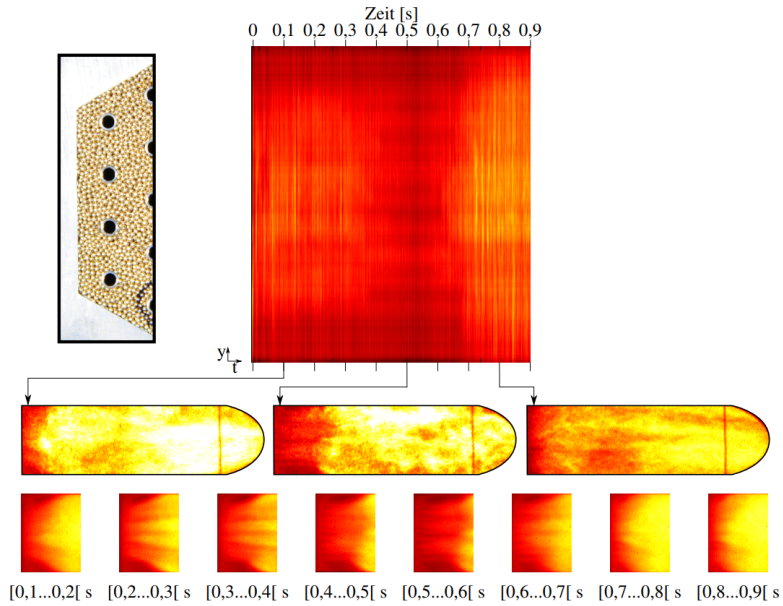
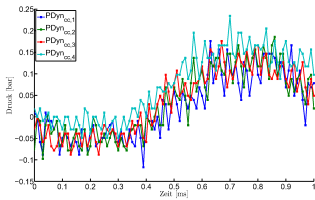


Abbildung 5.34.: Ankerung der Verbrennungszone am API für Konfiguration 3 und Zündort L1. Jeder Zeitschritt entspricht der Intensität  $I(y)$  für  $z=3,1$  mm stromab der Injektorstirnplatte. Darunter sind Einzelbilder zu den entsprechenden Zeitpunkten dargestellt, sowie zeitlich gemittelte, injektornahe Ausschnitte.

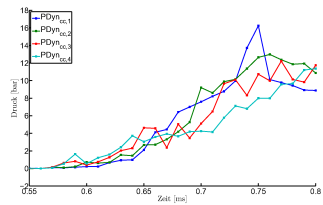
erfolgreichen Ankerung der Verbrennungszone ableiten.

#### 5.4.3.6. Druckdynamik innerhalb der Brennkammer während der Zündung

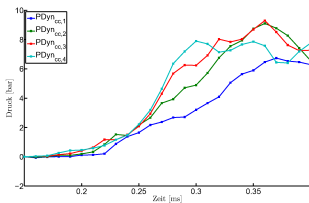
In Abbildung 5.35 ist die Druckdynamik für die mit dem API getesteten Versuchskonfigurationen gezeigt. Der Druckanstieg verläuft vom Ausgangswert bis zum gemessenen Maximalwert auf Zeitskalen von  $\Delta t_P > 0,1$  ms, wobei die Maximalwerte der Zündüberdrücke bei bis zu  $P_{\max} = 16,25$  bar liegen. Der zeitliche Verlauf der



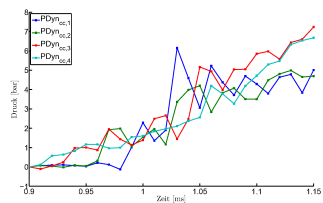
(a) Konfig. 1 (H2, 1 bar), L1



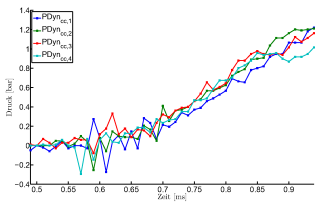
(b) Konfig. 3 (CH4, 1 bar), L1



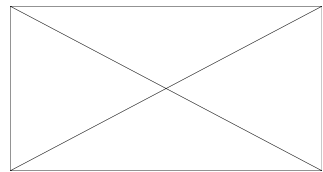
(c) Konfig. 1 (H2, 1 bar), L2



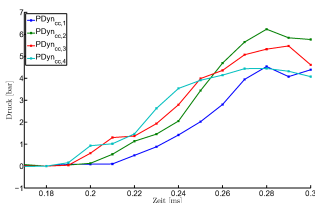
(d) Konfig. 3 (CH4, 1 bar), L1



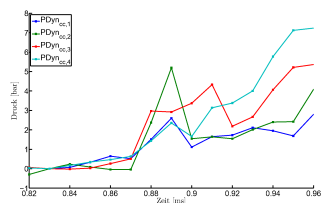
(e) Konfig. 2 (H2, 0,2 bar), L1



(f) Konfig. 4 (CH4, 0,19 bar), L1:  
keine Zündung



(g) Konfig. 2 (H2, 0,2 bar), L2



(h) Konfig. 4 (CH4, 0,19 bar), L2

Abbildung 5.35.: Druckentwicklung für die in Abb. 5.26 und 5.27 gezeigten Versuche

einzelnen Sensoren ist für die Konfigurationen 1 mit L1, 2 mit L1, 3 mit L1 und 4 mit L2 ähnlich, sodass für diese Fälle auf Basis der Drucksensoren keine eindeutige Ausbreitungsrichtung identifiziert werden kann. Für die drei Konfiguration 1 mit L2, 2 mit L2 und 3 mit L2 ist ein früherer Druckanstieg der stromab befindlichen Sensoren verglichen mit den stromauf befindlichen Sensoren festzustellen. Diese Abfolge entspricht den in den Chemilumineszenzaufnahmen identifizierten Flammenausbreitungsrichtungen in Richtung der Injektorstirnplatte. Für den Zündort L2 mit fortgeschrittener Treibstoffdurchmischung und höherer Zündzuverlässigkeit verglichen mit L1 wurden insbesondere keine harten Zündungen identifiziert.

## **5.5. Zusammenfassung und Vergleich der Koaxialinjektor- und der API-Konfiguration**

Im Rahmen von zwei Testkampagnen wurden ein Einspritzkopf mit fünf Koaxialinjektoren und ein Einspritzkopf mit poröser Injektorstirnplatte verwendet, um die laser-induzierte Zündung durch nicht-resonanten Zusammenbruch der Treibstoffe zu untersuchen. Entsprechend des in Abschnitt 3.4 dargestellten vierstufigen Modells zur laser-basierten Zündung wurde der Zündungsprozess charakterisiert. Für beide Einspritzkopfkonfigurationen wurden dabei die minimalen Pulsenergien bestimmt, die zur erfolgreichen Zündung notwendig sind. Diese sind vom Zündort, der Zündmethode (LPI/LAI) und der Treibstoffkombination abhängig.

Für die Koaxialinjektorkonfiguration wurde die Anwendbarkeit von LPI und LAI für LOX/GH<sub>2</sub> unter Höhenbedingungen mit Ausnahme des Zündorts stromauf der Brennstoffmachscheibe verifiziert. Die Wahl des Zündorts und der -methode ist dabei von der technischen Anwendung und verfügbarer Laserpulsenergie abhän-

gig. Mit Ausnahme des Zündorts stromauf der Brennstoffmachscheibe konnte unabhängig von der verwendeten Zündmethode mit der zur Verfügung stehenden Laserpulsenergie von  $E_p = 33,2$  mJ die Zündung der Brennkammer sichergestellt werden. Für die Ablationskonfiguration LAI2 entspricht die minimal notwendige Laserpulsenergie von  $E_p = \text{MPE-I} = 1,7$  mJ etwa 5,1 % der durch das System maximal zur Verfügung stehenden Energie. Auf diesen Aspekt wird am Ende dieser Arbeit in Bezug auf faseroptische Zündtechnologien nochmals eingegangen.

Für die API-Konfiguration wurden die Treibstoffkombinationen LOX/GCH4 als auch LOX/GH2 unter Höhen- und Bodenbedingungen vor der Einspritzung der Treibstoffe getestet. Auch hier konnte mit der verfügbaren Laserpulsenergie eine Zündung garantiert werden, mit Ausnahme der Kombination LOX/GCH4 und dem Zündort L1 nahe der Injektorstirnplatte bei Höhenbedingungen. Das durch die Höhenbedingungen induzierte, schlagartige Verdampfen des LOX wurde dabei als eine mögliche Ursache identifiziert. Gegebenenfalls ist eine Optimierung der Treibstoffsequenzierung für diese Testkonfiguration notwendig, um für diese Randbedingungen eine erfolgreiche Zündung zu garantieren.

Vergleicht man die Ergebnisse der zwei Einspritzkopfkonfigurationen für LOX/GH2 und Höhenbedingungen, so ergeben sich ähnliche minimale Pulsenergien für LPI in den Interaktionszonen der Injektoren (LPI2: 2,6 mJ, LPI3: 2,6 mJ und L2: 1,8 mJ). Während für den API eine Zündung nahe der Injektorstirnplatte erreicht werden konnte, gelang dies für den Koaxialinjektor für LPI1a nicht. Aufgrund der unterschiedlichen Einspritzkonzepte und den damit induzierten unterschiedlichen Brennstoffgeschwindigkeiten lässt sich die Hypothese aufstellen, dass für den Koaxialinjektor die Scherraten zwischen GH2 und LOX zum Verlöschen der Verbrennung beitragen. Unterstützt wird diese Erklärung durch die Beobachtung, dass eine Zündung bei LPI1b stromab des Zündorts LPI1a mit reduzierter Brennstoffgeschwindigkeit möglich war.

Im folgenden Kapitel wird auf Basis der am Prüfstand M3.1 gewonnenen Erkenntnisse der Einfluss der Treibstoffsequenzierung auf den Zündprozess betrachtet, die insbesondere für die Treibstoffkombination LOX/GCH<sub>4</sub> eine hohe Relevanz zeigte.

# **6. Laserzündung einer Forschungsbrennkammer mit 15 Scherkoaxialinjektoren**

## **6.1. Zielsetzung und Gliederung des Kapitels**

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Zündung auf kleiner Brennkammerskala mit unterschiedlichen Multiinjektorgeometrien untersucht wurde, wird in diesem Kapitel der laser-induzierte Zündvorgang in einer Brennkammer mit größerem Innenvolumen und 15 Scherkoaxialinjektoren am Forschungs- und Technologieprüfstand P8 des DLR Instituts für Raumfahrtantriebe beschrieben. Verglichen mit dem Prüfstand M3, können am Prüfstand P8 höhere Massenströme pro Injektor realisiert werden, sowie die Robustheit des Zündsystems unter anwendungsnäheren Randbedingungen erprobt werden. Die Demonstration der Laserzündung auf dieser Größenskala ist entsprechend der Einstufung der ESA mit einem Technologiereifegrad von TRL = 4 verbunden [ESA].

Globale Zielsetzung dieser Versuchsaktivitäten war daher die Bestimmung des Zünderfolgs sowie die Untersuchung der Zündungsdynamik für unterschiedliche Sequenzierungsstrategien und die zwei Treibstoffkombinationen LOX/GH<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub>.

Im folgenden Abschnitt wird der Versuchsaufbau am P8 mit den

verwendeten Diagnostiken und der Sequenzierung der Versuche beschrieben. Anschließend werden die Ergebnisse für die beiden Treibstoffkombinationen dargestellt und diskutiert.

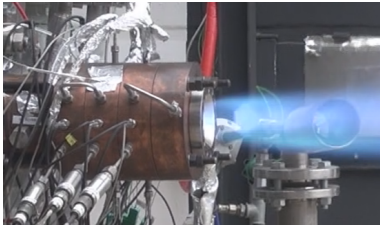
## **6.2. Versuchsaufbau**

### **6.2.1. Forschungs- und Technologieprüfstand P8**

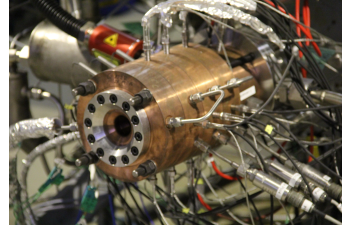
Die in diesem Kapitel präsentierten Untersuchungen wurden am Europäischen Forschungs- und Technologieprüfstand P8 am DLR Institut für Raumfahrtantriebe realisiert. Der Prüfstand ermöglicht die Untersuchung von Forschungsschubkammern mit Treibstoffkombinationen aus LOX mit GH<sub>2</sub>, LH<sub>2</sub>, GCH<sub>4</sub> oder LNG bei unter- und überkritischen Bedingungen. Da der Prüfstand längere Versuchsgesamtlaufzeiten am M3.1 ermöglicht, sind durch aufeinander folgende, individuelle Zündtests eine hohe Anzahl von unterschiedlichen Versuchssequenzierungen innerhalb eines Testlaufs realisierbar. Dagegen ist die absolute Zahl der Testläufe auf im Schnitt 2 Testläufe pro Testtag begrenzt. Durch Sicherheitsauflagen ist es nur möglich zwischen zwei Testläufen Hardwaremodifikationen innerhalb der Testzelle vorzunehmen. Daraus resultiert eine versuchssequenzorientierte Nutzung des Prüfstands im Gegensatz zum Prüfstand M3.1 wo eine höhere Anzahl von Hardwaremodifikationen an der Brennkammer während eines Testtags realisiert werden kann. Weitere Details zum Aufbau des Prüfstands P8 wurden beispielsweise von Deeken [Dee14] dargestellt.

### **6.2.2. Forschungsbrennkammer „A“ und Messinstrumentierung**

Für die Versuche wurde die Forschungsbrennkammer A („BKA“) verwendet. Diese wassergekühlte, segmentierte Brennkammer besitzt einen Brennrauminnendurchmesser von 50 mm und wurde mit



(a) Foto der Forschungsbrennkammer A während eines Heißgasversuchs mit LOX/GCH4



(b) Forschungsbrennkammer A mit Laserzünder (HiPoLas GenIII, CTR AG)

Abbildung 6.1.: Forschungsbrennkammer A

einem Einspritzkopf mit 15 Scherkoaxialinjektoren kombiniert. Zwei Fotos der Brennkammer sind in Abbildung 6.1 zu sehen. Die Schnittzeichnung in Abbildung 6.2(a) zeigt den Einspritzkopf (A) und die insgesamt 5 Segmente (B-F). Tabelle 6.1 beinhaltet die Charakteristiken der Brennkammer, des Einspritzkopfs und den Versuchsparametern. Der Einspritzkopf besitzt 15 Scherkoaxialinjektoren in 2 Ringen sowie einen zentralen, koaxialen Zugang für einen Gasfackelzünder. Die Spezifikationen der Injektoren sind ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die Anordnung der Einspritzelemente ist in Abbildung 6.2(b) dargestellt. Die Treibstoffeigenschaften in den Verteilern des Einspritzkopfes wird durch jeweils einen statischen und dynamischen Drucksensor sowie Temperatursensor bestimmt. Optional kann der Einspritzkopf durch flüssigen Stickstoff vorgekühlt werden, um die Treibstofftemperaturen während des Versuchs zu beeinflussen.

Der Schnitt durch den Zündring (Segment B) parallel zur Injektorstirnplatte ist in Abbildung 6.2(b) zu sehen. Der Ring besitzt zwei unterschiedliche Zugänge für den radial integrierbaren optischen Tubus des Laserzünders (Position 3 und 6), drei optische Sonden (Position 2, 5 und 7, entwickelt von Gröning [GHSO16])

Parameter	Wert	Einheit
<i>Brennkammer</i>		
Brennkammerinnendurchmesser	50	mm
Brennkammerlänge	248	mm
Düsendurchmesser	33	mm
Charakteristische Länge $L^*$	0,56	m
Kühlmedium der Brennkammerwand	Wasser	-
<i>Injektorelemente</i>		
Injektoranzahl, -bauweise	15, scher-koaxial	-
LOX-Injektorinnendurchmesser $d_0$	3	mm
LOX-Injektoraußendurchmesser $d_1$	4.2	mm
Außendurchmesser des Brennstoffspalts $d_2$	4.7	mm
<i>Testparameter LOX/GH2</i>		
O <sub>2</sub> Verteilertemperatur bei Zündung	110-281	K
H <sub>2</sub> Verteilertemperatur bei Zündung	120-282	K
O <sub>2</sub> Verteilerdruck bei Zündung	1,4-10,9	bar
H <sub>2</sub> Verteilerdruck bei Zündung	7,4-44,9	bar
Maximaler Massenstrom O <sub>2</sub>	600 ± 20	g/s
Maximaler Massenstrom H <sub>2</sub>	150 ± 30	g/s
Gemittelte, getestete ROF bei $t = 2$ s	3,2-6,3	
Brennkammerdruck	5-14	bar
<i>Testparameter LOX/GCH4</i>		
O <sub>2</sub> Verteilertemperatur bei Zündung	118-284	K
CH <sub>4</sub> Verteilertemperatur bei Zündung	241-290	K
O <sub>2</sub> Verteilerdruck bei Zündung	1,6-10,8	bar
CH <sub>4</sub> Verteilerdruck bei Zündung	1,5 - 27,2	bar
Maximaler Massenstrom O <sub>2</sub>	600 ± 60	g/s
Maximaler Massenstrom CH <sub>4</sub>	200 ± 30	g/s
Gemittelte, getestete ROF bei $t = 2$ s	0,4-7,1	
Brennkammerdruck	5-15	bar

Tabelle 6.1.: Eigenschaften der Brennkammer und des Einspritzkopfs sowie Testparameter



sowie zwei dynamische Drucksensoren (Position 1 und 4). Der Abstand der Zugänge für den optischen Tubus von der Injektorstirnplatte beträgt  $z_1 = 4,5$  mm bzw.  $z_2 = 10$  mm mit einer jeweiligen Winkelposition von  $\phi_1 = 0$  und  $\phi_2 = \pi$ . Damit kann die Auswirkungen des Orts der Zündung auf den Zünderfolg untersucht werden. Für Versuche mit hohen Brennstoffverteilerdrücken zum Zeitpunkt der Zündung kann durch Gleichung 5.2 der maximale Abstand der Machscheibe zur Injektorstirnebene zum Zeitpunkt der Laserpulse abgeschätzt werden mit:

$$z_{\text{Ma,max}} < \begin{cases} 4,1 \text{ mm} & \text{für LOX/GH2 Tests} \\ 3,6 \text{ mm} & \text{für LOX/GCH4 Tests} \end{cases} \quad (6.1)$$

Dabei wird der Druckverlust durch die Brennstoffhülse vernachlässigt, sodass diese Werte eine obere Grenze darstellen. Demzufolge befinden sich die Zündorte für die hier präsentierten Versuche stromab der Brennstoffmachscheibe.

Die optischen Sonden wurden auf das Plasmavolumen des Laserzünders ausgerichtet, um das Plasma sowie die Verbrennung an dem jeweiligen Injektor zu detektieren. Dafür wurde hinter den an die Sonden angeschlossenen Lichtleiter ein Interferenzfilter mit  $\lambda = 306 \pm 5$  nm installiert, um die Chemilumineszenz der OH\*-Radikale innerhalb des Probevolumens der Sonden zu detektieren. Aufgrund der Anordnung der Sonden OP1 (Position 7) und OP2 (Position 5) kann ein Vergleich der Flammenankerungszeiten an den gegenüberliegenden Injektorelementen realisiert werden und damit die Auswirkung der lokalisierten Zündung durch den Laserzünder auf den Ankerungsprozess untersucht werden.

Die weiteren 3 Segmente C bis E sind mit jeweils 4 dynamischen Drucksensoren instrumentiert. Die Sensoren nehmen jeweils einen Winkel von  $\pi/2$  zueinander ein, um die Druckausbreitung der laserinduzierten Zündung der Brennkammer zeitlich und räumlich abzubilden. Diese sind durch eine Bohrung mit 3 mm Durchmesser radial um 10 mm von der Brennkammerinnenwand zurückgezo-

Sensorart	Hersteller/Typ	Aufnahmerate
Stat. Drucksensoren	Althen HI2010	1 kHz
Dyn. Drucksensoren	Kistler 6043	100 kHz
Photonenvervielfacher	Hamamazu H9307-05	100 kHz
Temperatursensor	Typ K	10 Hz

Tabelle 6.2.: Brennkammersensoren

gen, um eine Zerstörung zu verhindern. Die Benennung der dynamischen Drucksensoren (z.B. Pdyn-C1) erfolgt durch das Segment (B bis E) und die Winkelposition ( $\phi_1 = 0$ ,  $\phi_2 = \frac{\pi}{2}$ ,  $\phi_3 = \pi$ ,  $\phi_4 = \frac{3\pi}{2}$ ). Das letzte Segment F ist das nicht instrumentierte Düsensegment.

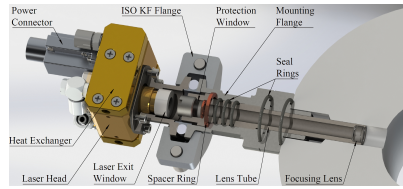
### 6.2.3. Eingesetzte Laserzünder

Bei den Untersuchungen wurde jeweils einer der zwei miniaturisierten Lasersysteme verwendet: Zum einen der HiPoLas Gen. III und der HiPoLas Gen. IV, die beide von CTR AG entwickelt wurden. Letzterer wurde im vorangegangenen Kapitel beschrieben. Zur Übersicht sind beide System in Tabelle 6.3 gegenübergestellt. Der jeweilige Laser wurde mit einem Tubus kombiniert, an dessen brennkammerseitigem Ende eine plano-konvexe Saphirlinse eingelötet wurde. Die Linse besitzt eine Brennweite von  $f = 15$  mm um den Laserpuls in die Scherschicht des Koaxialinjektors vor dem jeweiligen Zugang zu fokussieren. Ein Bild des HiPoLas Gen. IV und eine technische Darstellung der Baugruppe sind Abbildung 6.3 gegeben. Details zum Aufbau des Lasers selbst sind in [Kro17, BMKO17] zu finden.

Der Lasertubus wurde radial zurückgezogen verbaut, um die Temperaturgradienten an der Linsenoberfläche durch die Übergänge von Beginn der Treibstoffeinspritzung zur Zündung und beim Wechsel von der Heißgasphase zur nachgelagerten Spülung der Brennkammer zu reduzieren und um eine eventuelle direkte Benetzung der



(a) Foto des Laserzünders

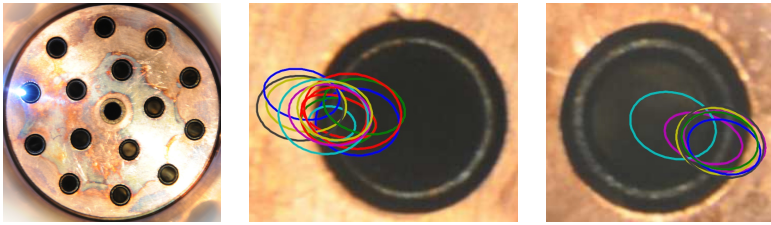


(b) Laserzünder an der Forschungsbrennkammer A [BMKO17]

Abbildung 6.3.: Laserzünder der Brennkammer „A“

Oberfläche mit flüssigem Sauerstoff bei sauerstoffreichem Vorlauf zu reduzieren. Durch die Integration des Tubus kann die Position des Laserplasmas in radialer Richtung modifiziert werden. Für die LOX/GH<sub>2</sub>-Versuche wurden beide Zündzugänge mit variierenden radialen Positionen des Laserzünders verwendet, während für die LOX/GCH<sub>4</sub>-Versuche nur Zugang 6 genutzt wurde, ohne die radiale Position zu variieren. Die getesteten Positionen des Plasmas wurden durch Aufnahmen mit einer Spiegelreflexkamera durch die Düse vor jedem Versuch verifiziert. Die so identifizierten Orte der Plasmaerzeugung sind in Abbildung 6.4 zu sehen und deren jeweilige Ausdehnung durch Ellipsen approximiert. Aufgrund der Ergebnisse aus Kapitel 4 wurde die Fokusebene auf die geometrische Verlängerung des LOX-Röhrchens ausgelegt als auch von dort aus in Richtung des LOX-Röhrchenzentrums versetzt, um das Maximum der Energie im Bereich der Scherschicht zu lokalisieren. Insgesamt wurde eine Variation von  $\pm 1$  mm um die Referenzposition durch die Tests realisiert. Die Variation der Ellipsengröße ist eine Folge der Umgebungsbedingungen unter denen die Bilder aufgenommen wurden: Da sich die Testkampagne auf einen Zeitraum von 5 Monaten erstreckte, wechselten die Luftfeuchtigkeit und Temperatur, sodass die Ausdehnung und Intensität der ionisierten Luft variierte.

Aufgrund der oben beschriebenen prüfstandsseitigen Einschränk-



(a) Zündort der LOX/GCH4-Tests vor Zugang 6 (b) Plasmapositionen vor Zugang 6 der LOX/GH2-Tests (c) Plasmapositionen vor Zugang 3 der LOX/GH2-Tests

Abbildung 6.4.: Positionen des Gasdurchbruchs vor dem jeweiligen Koaxialinjektor

kung bzgl. der Hardwaremodifikationen, wurde die Laserpulsenergie nicht variiert und der Laserzünder immer mit der maximal zur Verfügung stehenden Pulsenergien von  $E_p = 30$  mJ bzw.  $E_p = 33,2$  mJ betrieben.

#### 6.2.4. Versuchsparameter und Sequenzierung der Versuche

Die Versuche wurden mit den beiden Treibstoffkombinationen LOX/GH2 und LOX/GCH4 realisiert. Pro Testlauf wurden 60 Zündversuche durchgeführt mit einem Abstand von Zündversuch zu Zündversuch von 30 Sekunden und einer individuellen Zündversuchdauer von 2,5 Sekunden. Die Zeit zwischen den Zündversuchen wurde genutzt, um die Brennkammer zu inertisieren und damit die Zündversuche in Bezug auf die Brennkammerbedingungen vor einem Zündversuch voneinander zu entkoppeln.

Ein einzelner Zündversuch wurde folgendermaßen sequenziert: Der gasförmige Brennstoff wurde bei  $t_F$  eingeströmt, der Sauerstoff bei  $t_O = t_F + \Delta t$ . Abhängig von der Vorkühlung des Treibstoffzuführungssystems variierten die Treibstofftemperaturen bei Versuchsbe-

ginn. Das Lasersystem wurde einmalig aktiviert, um die Laserpulsabfolge mit dem Beginn der Einströmung des später einströmenden Treibstoffs auszulösen. Durch Anpassung der Treibstoffventilöffnungszeiten wurde der zeitliche Versatz im Bereich

$$\Delta t \in \begin{cases} [-60; +390] \text{ ms} & \text{für LOX/GH2} \\ [-680; +165] \text{ ms} & \text{für LOX/GCH4} \end{cases} \quad (6.2)$$

variiert. Es wurde demnach für beide Treibstoffkombinationen sowohl eine Sequenzierung mit Oxidator- als auch Brennstoffvorlauf getestet. Die jeweiligen Zeitpunkte der Beginn der Einspritzung wurden dabei durch die dynamischen Drucksensoren der Treibstoffverteiler verifiziert.

### 6.2.5. Definition einer erfolgreichen Zündung

Der Zünderfolg wurde durch den statischen Drucksensor in Segment C und die optischen Sonden definiert: Wurde zwei Sekunden nach Beginn des Zündversuchs ein Brennkammerdruck oberhalb von 5 bar erreicht und an beiden optischen Sonden ein Signal oberhalb des Ausgangswertes vor Treibstoffeinströmung festgestellt, wird der Versuch als erfolgreiche Zündung im Sinn des 4-Schrittmodells definiert. Zusätzlich muss für eine erfolgreiche Zündung die Druckentwicklung auf Basis der dynamischen Drucksensoren von der Injektorstirnplatte zur Brennkammerdüse verlaufen, um Rückzündungen durch den Propanbrenner stromab der Düse auszuschließen. Diese Unterscheidung auf Basis der Druckausbreitungsrichtungen wird in Abschnitt 6.3.6 verifiziert. Im Sinne dieser Definition ist der Zünderfolg als binäres Ergebnis „Zündung“ oder „keine Zündung“ zu betrachten. Das bedeutet beispielsweise, dass ein Zündtest mit dem Verlöschen der Verbrennung nach einer Ankerung der Verbrennungszone mit dem Ergebnis „keine Zündung“ gewertet wird.

Parameter	System 1	System 2
Einbauart	radial, lokaler Laser	
Plasmaerzeugung	nicht-resonanter Zusammenbruch (LPI)	
Lasersystem	HiPoLas GenIII	HiPoLas GenIV
Resonatorarchitektur	monolithisch, Kristall	monolithisch, keramisch
Kühlung	wassergekühlt	passiv wassergekühlt
Wellenlänge	1064 nm	
Pulsenergie $E_p$	30 mJ	33,2 mJ
Pulslänge (FWHM)	3 ns	2,3 ns
Pulsdurchmesser	2,8 mm	3,0 mm
$M^2$	$\approx 3$	
$M^{2,*}$ (siehe A.5)	$\approx 1,2$	
Pulsabstände	20 ms	17,5 ms
Pulse pro Pulszug	12	20
Linsenmaterial	Saphir	
Brennweite	15 mm	
Strahltaillenradius $w_0$	10 $\mu\text{m}$	
Mittlere Fokusintensität	$10^{11} - 10^{12} \text{ W/cm}^2$	
$I_{max}$ (Gl. 3.13)	5,0 $\text{TW/cm}^2$	8,3 $\text{TW/cm}^2$
$I_{max}^*$	31 $\text{TW/cm}^2$	50 $\text{TW/cm}^2$

Tabelle 6.3.: Eingesetzte Laserzündsysteme

### 6.2.6. Visualisierung des Einspritzvorgangs des Sauerstoffs

Um die Dynamik der zweiphasigen Sauerstoffeinströmung während des Zündvorgangs zu charakterisieren, wurden Einströmversuche mit LN<sub>2</sub> als Ersatzfluid durch eine Hochgeschwindigkeitskamera (Photron SA-X, 10000 Bilder/s) aufgezeichnet. Dabei wurde der Einspritzkopf ohne Brennkammersegmente an ein LN<sub>2</sub>-Versorgungssystem angeschlossen. Die Bildsequenz in Abbildung 6.5 dokumentiert eine räumliche und zeitliche Asymmetrie bezüglich der Einspritzung des LN<sub>2</sub>. Diese Asymmetrie ist bei Vorkühlung des Verteilers weniger stark ausgeprägt und auf eine unzureichende Verteilung des Fluids im Verteiler zurückzuführen, die mit der seitlichen Einströmung in den Verteiler erklärt werden kann. Zur späteren Diskussion der Ergebnisse der Flammenankerung ist im ersten Bild die Orientierung der zwei verbauten optischen Sonden dargestellt. Die Bildserie für einen kompletten Einspritzversuch ist im Anhang A.15 abgebildet.

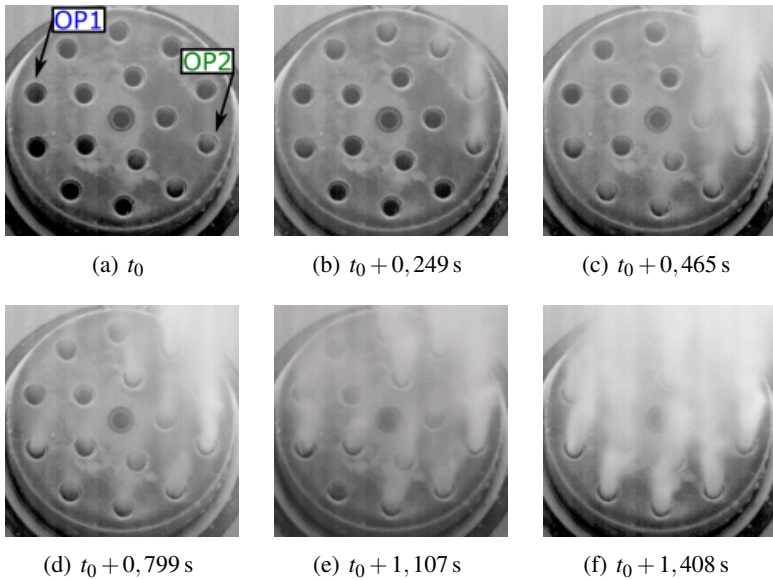


Abbildung 6.5.: Visualisierung der Einströmung des Einspritzkopfes mit LN2 als Ersatzmedium für LOX. Im ersten Bild sind die Orientierungen der optischen Sonden OP1 und OP2 dargestellt. Die Bildserie für einen kompletten Einspritzversuch ist im Anhang A.15 gezeigt.

### 6.2.7. Bestimmung der zeitabhängigen Massenströme

Die zeitaufgelöste Massenstrombestimmung des zweiphasigen Sauerstoffs  $\dot{m}_O(t)$  ist aufgrund der Bauart des Prüfstands P8 für vergleichsweise kleine Massenströme, kurze Versuchslaufzeiten und zweiphasige Zustände nicht durch die im LOX-Strang des Prüfstands verbauten Turbinen direkt möglich, da diese volumenstrombasiert arbeiten. Die dynamische Massenstrombestimmung im Versorgungssystem des rein gasförmigen Brennstoffs ist hingegen direkt möglich.

Für die zeitabhängige Massenstrombestimmung des zweiphasigen Sauerstoffs wurde folgendermaßen vorgegangen:

1. Bestimmung des Zeitpunkts des erstmaligen Druckanstiegs im Verteiler  $t_v$ .
2. Bestimmung des Zeitpunkts  $t_{PW}$  des Wechsels von GOX nach LOX im Verteiler durch die Bestimmung der Dichte auf Basis des Drucks und der Temperatur im Verteiler mittels REFPROP [LHM10].
3. Bestimmung der Dichte im Verteiler  $\rho_O(t, \chi)$  auf Basis des Drucks und des massebasierten Gasanteils  $\chi = m_{GOX}/m_{LOX}$  durch REFPROP mit  $\chi(t_v) = 0,9$  und  $\chi(t \geq t_{PW}) = 0,1$  sowie linearer Interpolation zwischen  $t_v$  und  $t_{PW}$ .
4. Bestimmung des in die Brennkammer einströmenden Massenstroms in Abhängigkeit der Druckdifferenz zwischen Sauerstoffverteiler  $P_{O,V}(t)$  und Brennkammer  $P_{BK}(t)$  druch

$$\dot{m}_O(t) = C_d \cdot A \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_O(t, \chi) \cdot [P_{O,V}(t) - P_{BK}(t)]} \quad (6.3)$$

Dabei wird angenommen, dass die prüfstandsseitige Massenstrombestimmung durch eine Turbine  $\dot{m}_{O,T}(t)$  nach 2 Sekunden einen verlässlichen Messwert erreicht hat und damit der

Druckverlustbeiwert des Einspritzkopfs durch

$$C_d = \frac{\dot{m}_{O,T}(t = 2s)}{\dot{m}_{O,\text{ideal}}(t = 2s)} \quad (6.4)$$

bestimmt werden kann. Darin ist

$$\dot{m}_{O,\text{ideal}}(t = 2s) = A \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_O(t = 2s, \chi) \cdot [P_{O,V}(t = 2s) - P_{BK}(t = 2s)]} \quad (6.5)$$

der Massenstrom nach Bernoulli.

Bei diesem Ansatz wird angenommen, dass der Druckverlustbeiwert des Einspritzkopfs  $C_d$  unabhängig vom thermodynamischen Zustand und Massenstrom des Sauerstoffs ist.

Die Annahme zur Modellierung von  $\chi$  basiert hierbei auf den oben beschriebenen Einströmversuchen (siehe Abschnitt 6.2.6 mit Abb. 6.5 und A.15). Dennoch stellt der Ansatz eine grobe Vereinfachung der zweiphasigen Strömungsvorgänge dar. Weitere Details und eine Sensitivitätsanalyse zu der Annahme der Randbedingungen von  $\chi$  finden sich in der vom Autor dieser Arbeit betreuten Masterarbeit von Sebastian Klein [Kle17] und der zugehörigen Veröffentlichung [KBH<sup>+</sup>20]. Einschränkend ist anzumerken, dass diese Modellierung keine Betrachtung der räumlich asymmetrischen Einströmungseigenschaften des Einspritzkopfes zulässt.

### 6.2.8. Visualisierung des Zündvorgangs

Um den Zündvorgang qualitativ durch visuelle Diagnostiken zu charakterisieren, wurde für einen Testlauf eines LOX/GH<sub>2</sub>-Tests eine Kamera (Dalsa, Genie HM1024, 117 Bilder/s) mit kleinem Bauvolumen stromab der Düse platziert. Die Positionierung wurde optimiert, um die komplette Injektorstirnplatte abzubilden. Zum Schutz vor den Kalt- und Heißgasen wurde ein mit Stickstoff gespültes Metallgehäuse genutzt. Mit einer LED-Lampe wurde eine Hintergrundbeleuchtung hinter der Kamera installiert, um die Injektorstirnfläche während der Aufnahmezeit zu beleuchten. Weitere Details des Aufbaus wurden von Stützer et al. [SBMO18] veröffentlicht.

## 6.3. Ergebnisse und Diskussion

### 6.3.1. Globale, qualitative Zündtestergebnisse

Für die Treibstoffkombination LOX/GH<sub>2</sub> wurden insgesamt 1314 laser-basierte Zündtests und für LOX/GCH<sub>4</sub> 259 laser-basierte Zündtests durchgeführt.

Durch Anwendung des 4-Schrittmodells können für die Tests mit LOX/GH<sub>2</sub> zwei Versuchsverläufe festgestellt werden:

1. Plasmaerzeugung (Schritt 1), aber keine detektierbare Flammenkernerzeugung (Schritt 2) oder detektierbare Flammenausbreitung (Schritt 3) und damit kein Druckanstieg durch den Verbrennungsprozess in der Brennkammer
2. Erfolgreiche Zündung bis zur Stabilisierung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte (Schritt 1 bis 4)

Ein Versuchslauf mit 60 konsekutiven Zündversuchen und den 2 entsprechenden Versuchsergebnissen ist in Abb. 6.6 dargestellt. Rote Trajektorien repräsentieren nicht erfolgreiche Zündungen, grüne

repräsentieren erfolgreiche Zündungen. Bei diesen Zündtests wurden bei gleichen Massenstromprofilen des LOX die Zeitpunkte des GH2-Einströmung sowie die GH2-Massenströme und Verteilerdrücke variiert, um die Einflüsse der brennstoffseitigen Eigenschaften zu untersuchen. Die entsprechenden Ergebnisse werden in Abschnitt 6.3.4 detailliert, zeigen aber qualitativ, dass keine Verlöschung der Brennkammer nach einem detektierten Druckanstieg in der Brennkammer festgestellt werden konnte.

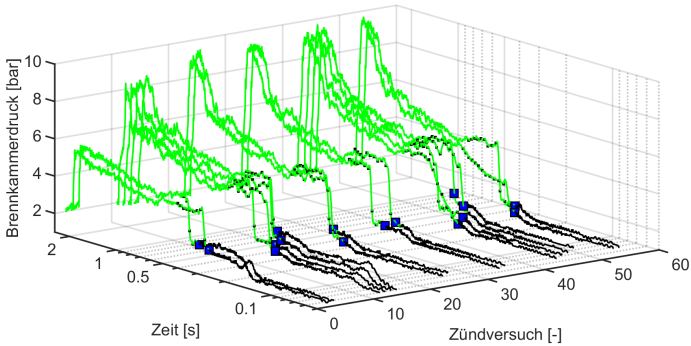
Dagegen wurden für die LOX/GCH4-Tests vier unterschiedliche Ergebnisse identifiziert:

1. Plasmaerzeugung (Schritt 1), aber keine detektierbare Flammenkernerzeugung (Schritt 2) oder detektierbare Flammenausbreitung (Schritt 3)
2. Erfolgreiche Plasmaerzeugung, Flammenkernbildung und Ausbreitung der Verbrennungszone (Schritt 1 bis 3), jedoch Verlöschen der Verbrennung oder Ausblasen der Verbrennungszone (Schritt 4)
3. Erfolgreiche Zündung bis zur Stabilisierung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte (Schritt 1 bis 4)
4. Rückzündung durch die Brennkammerdüse durch den Propanbrenner stromab der Düse

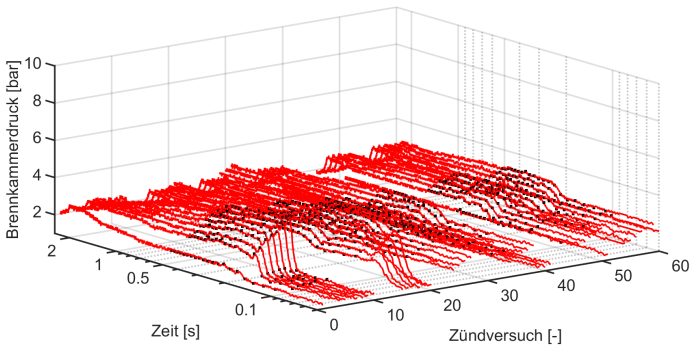
In Abbildung 6.7 sind diese charakteristischen Versuchsverläufe für LOX/GCH4 dargestellt.

In Abbildung 6.8 sind die Druckverläufe von zwei exemplarischen LOX/GCH4-Testläufen mit jeweils 60 Zündversuchen mit der gleicher Farbkodierung bezüglich des Zünderfolgs wie in Abb. 6.7 dargestellt. Zusätzlich traten in einigen LOX/GCH4-Testläufen hochfrequente Instabilitäten der Verbrennung auf. Diese Tests sind gelb dargestellt.

Der Brennkammerdruck für einen kompletten Versuchslauf mit 60 erfolgreichen Zündungen ist in Abbildung 6.9(a) dargestellt. Die



(a) Brennkammerdruck für die erfolgreichen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2).



(b) Brennkammerdruck für die nicht erfolgreichen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2).

Abbildung 6.6.: Brennkammerdruck für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2). Die Zeitpunkte der Laserpulse sind durch schwarze Quadrate dargestellt. Blaue Quadrate repräsentieren den Laserpuls, der zur Zündung führte.

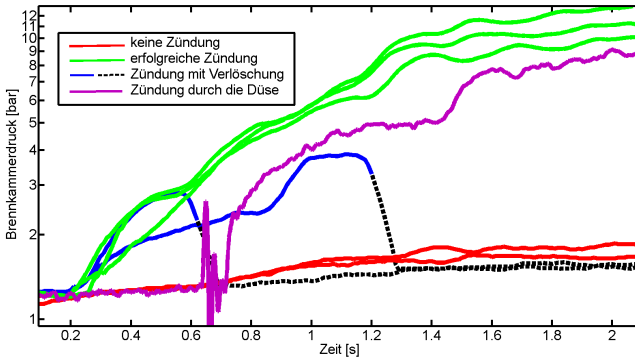
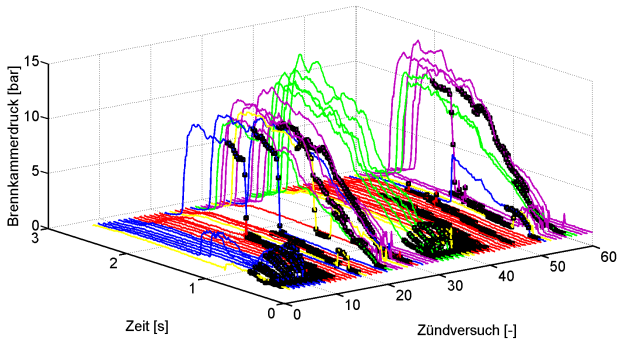


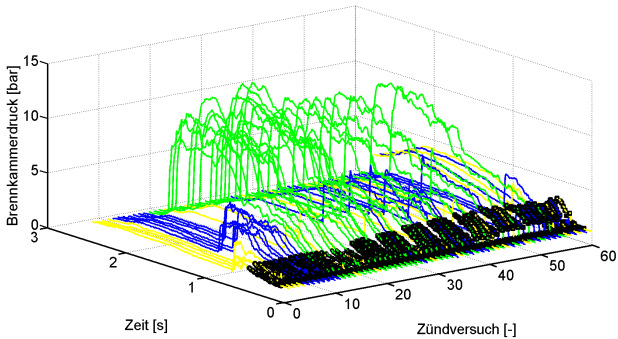
Abbildung 6.7.: Repräsentative Brennkammerdruckentwicklungen für verschiedene Testverläufe der LOX/GCH4-Tests.

ansteigenden, maximalen Drücke bis ca. 500 s verdeutlichen den Einfluss der thermischen Randbedingungen des Treibstoffversorgungssystems: Mit zunehmender Versuchsdauer wurde die LOX-Zuleitung und das Einspritzsystem abgekühlt, was zu höheren LOX-Massenströmen, ansteigendem, finalem ROF und damit höheren maximalen Brennkammerdrücken führte.

In den Abbildungen 6.9(b) und 6.10 sind die zeitlichen Ausschnitte eines einzelnen Zündversuchs bei  $t = 600$  s dargestellt und die Signale der optischen Sonde 1 und 2 sowie des dynamischen Brennkammerdrucks hinzugefügt. Durch die Brennstoffeinströmung ab  $t_F = 599,8$  s liegt der Brennkammerdruck bei 2,2 bar bevor durch die Sauerstoffeinspritzung ab  $t_O = 600,18$  s der Druck weiter steigt und die Zündung zu einem Brennkammerdruck von 9,8 bar führt (siehe Abb. 6.10(b)). Durch das Signal der optischen Sonde sind die einzelnen laserinduzierten Plasmen als Signalspitzen zu erkennen, die durch den Anstieg des Drucks in der Brennkammer höhere Absolutwerte annehmen, da die Dichte am Ort der Plasmaerzeugung und damit die Plasmaemission ansteigt. Das vor OP1 erzeug-



(a) Brennkammerdruck für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-11run9 (LOX/GCH4) vor Sequenzoptimierung



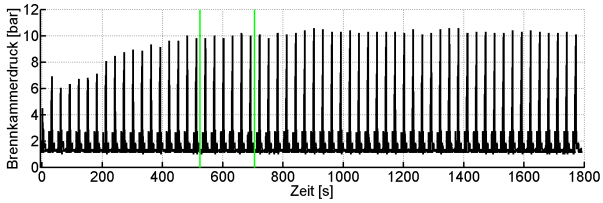
(b) Brennkammerdruck für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-11run10 (LOX/GCH4) nach Sequenzoptimierung

Abbildung 6.8.: Übersicht und Details der LOX/GCH4-Versuchsläufe am P8. Rot: keine Zündung; grün: erfolgreiche Zündung; blau: Zündung mit Verlöschung; gelb: Auftreten von HF-Instabilitäten; violett: Rückzündung durch die Düse. Die Zeitpunkte der Laserpulse sind durch schwarze Quadrate dargestellt.

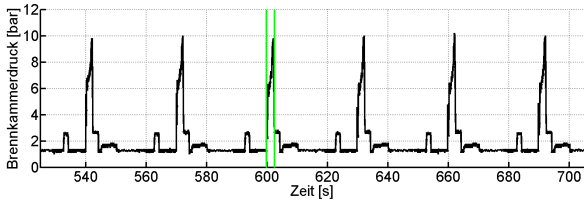
te Laserplasma ist als Signalspitze bei  $t \approx 600,217$  s zu erkennen, gefolgt vom Druckanstieg. Für OP1 fällt das Signal nach ca. 1 ms wieder auf das Niveau vor dem Laserpuls zurück und steigt anschließend wieder auf ein stabiles Gleichgewichtsniveau, während für OP2 das Signal erst nach etwa 2,8 ms erstmals signifikant ansteigt und schließlich bei  $t = 600,2224$  s wiederum einen höheren Gleichgewichtswert erreicht. Parallel zum Verlauf von OP1 steigt auch der Druck in der Brennkammer, detektiert durch den dynamischen Drucksensor Pdyn-B1.

Der Signalverlauf der optischen Sonde OP1 reproduziert die Signaleigenschaften der OH\*-Emission am Ort der Zündung für die Koaxialinjektortests mit Zündort LPI1b, die in Abbildung 5.18 dargestellt wurden, wo es nach der Erzeugung des Laserplasmas zum temporären Abheben der Verbrennungszone kommt. Nach der Verbrennung in den Rezirkulationszonen findet die Ankerung und Stabilisierung statt. Ebenso findet dieser Verlauf in einer zeitlichen Größenordnung von Millisekunden statt. Damit kann die von Gurliat et al. (Abb. 3.3, [GSHO03]) dargestellte Dynamik der Flammenausbreitung auch für diesen Versuchsaufbau auf größerer Brennraumskala mit mehreren Injektoren abgeleitet werden.

**Visualisierung des Zündvorgangs** Die Kameraaufnahmen stromab der Düse für einen LOX/GH2-Test sind in Abbildung 6.11 dargestellt und illustrieren den Ablauf des Zündvorgangs innerhalb der Brennkammer mit (a) Spiegelreflexkameraaufnahme des Laserplasmas in Luft vor Beginn des Versuchs, (b) Laserplasma ohne Treibstoffe nach Beginn des Versuchs, (c) Treibstoffeinströmung, (d) Zündung am Ort der Plasmaerzeugung vor einem Koaxialinjektor, (e) Verbrennung an unterschiedlichen Orten innerhalb der Brennkammer, (f) inhomogene Intensität der Verbrennung vor den einzelnen Injektoren, vermutlich durch die transiente Zweiphasenströmung, die zu lokalen und temporär unterschiedlichen Injekto-relementbeladungen führt, (g) Stabilisierung der Verbrennung und

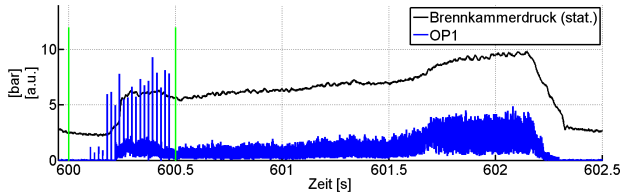


(a) Brennkammerdruck für 60 konsekutive Zündungen während eines Versuchslaufs. Das grün markierte Zeitintervall ist in Abb. 6.9(b) dargestellt.

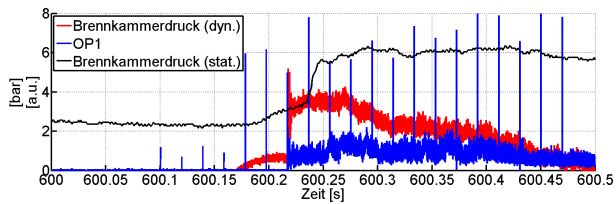


(b) Ausschnitt des in Abb. 6.9(a) grün markierten Zeitintervalls

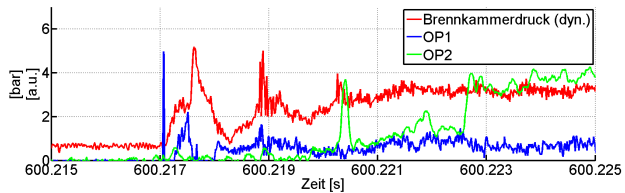
Abbildung 6.9.: Übersicht und Details eines kompletten Versuchslauf am P8 mit LOX/GH<sub>2</sub>.



(a) Ausschnitt des in Abb. 6.9(b) markierten Zeitintervalls



(b) Ausschnitt des in Abb. 6.10(a) markierten Zeitintervalls



(c) Ausschnitt aus Abb. 6.10(b)

Abbildung 6.10.: Details eines Zündversuchs aus Abb. 6.9.

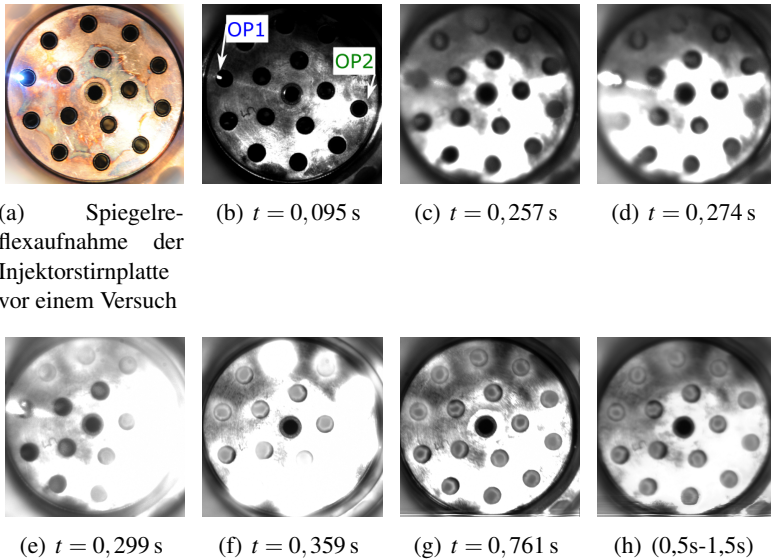


Abbildung 6.11.: Aufnahmen durch eine Kamera stromab der Düse in Richtung der Injektorstirnplatte

Ausprägung der Verbrennung in den Scherschichten der Injektoren und (h) einem über eine Sekunde gemittelten Bild. In Bild (e) kann durch die Asymmetrie der Intensität auf eine inhomogene Sauerstoffverteilung geschlossen werden, die mit der Verteilung der Einstromung des LN<sub>2</sub> in den Vorversuchen korreliert. Darüber hinaus sind die Verbrennungszonen vor den einzelnen Injektoren nicht radialsymmetrisch und nicht konzentrisch zu den Injektoren. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Injekorbauweise der Brennstoffhülsen mit nur 4 radialen Blendenbohrungen und den sich daraus ergebenden strömungsdynamischen Effekte bei der Einstromung oder Abweichungen von der Konzentrizität von Brennstoffhülsen und LOX-Röhrchen.

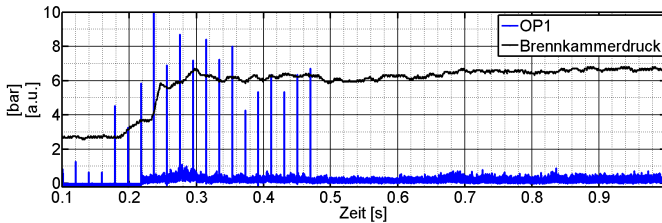


Abbildung 6.12.: Druckentwicklung in der Brennkammer und Signalverlauf der optischen Sonde 1 am Ort des laserinduzierten Plasmas für einen exemplarischen Zündtest: Der Drucksensor zeigt keinen Zündüberdruck.

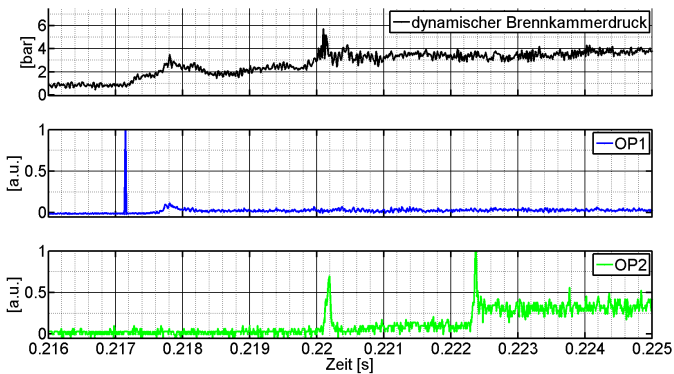


Abbildung 6.13.: Vergleich des dynamischen Drucks und der Signale der optischen Sonden für das Zeitintervall der Zündung der Brennkammer für den Zündtest in Abb. 6.12: Der maximale Druck korreliert zeitlich mit dem erstmaligen Anstieg von OP2, jedoch nicht mit dem Zeitpunkt des erstmaligen Anstiegs von OP1.

### 6.3.2. Einfluss zentraler Experimentparameter auf die Zündzuverlässigkeit

Einen globalen Zündzuverlässigkeitswert als Zündwahrscheinlichkeit für die jeweilige Treibstoffkombination für alle Versuche anzugeben ist aus wissenschaftlicher und technischer Perspektive nicht sinnvoll, da bei den Tests Parameter wie beispielsweise die Treibstoffsequenzierung variiert wurden, um die Grenzen der technischen Einsetzbarkeit des Laserzünders zu identifizieren. Deutlicher wird die Zündsystemzuverlässigkeit durch die Angabe des Zünderfolgs bei optimaler Sequenzierung: Für eine Abfolge von insgesamt 12 Testläufen mit LOX/GH<sub>2</sub> wurde eine Serie von 720 erfolgreichen, konsekutiven Zündversuchen ohne Laserzünderausfall oder Fehlzündung realisiert. Ebenso konnte für LOX/GCH<sub>4</sub> nach Sequenzoptimierung eine Serie von 51 konsekutiven Zünderfolgen erzielt werden. Die Sequenzierungsaspekte werden nachfolgend beschrieben wird.

**Laserzündsystemzuverlässigkeit und Degradation der Linsenoberfläche** Die Zuverlässigkeit beider Laserzündsysteme in Bezug auf die Erzeugung eines Laserplasmas war während der Versuche mit insgesamt 1454 Laserpulsfolgen zu 100 % gegeben. Dabei wurde die Erzeugung des Laserplasmas durch die optischen Sonden bzw. die Rückmeldung der Elektronik des Lasers verifiziert.

Insbesondere wurde der Linsentubus mit Druckspitzen von bis zu 60 bar für 45 konsekutive Zündversuche belastet ohne dass es zur Zerstörung der Linse kam. Für die LOX/GH<sub>2</sub>-Versuche konnte keine Degradation der Linsenoberfläche oder eine reduzierte Pulsenergie hinter der Fokulinse festgestellt werden. Für die LOX/GCH<sub>4</sub> Versuche wurden jedoch Ablagerungen an der Fokulinse festgestellt, die eine Reduktion der transmittierten Laserpulsenergie von  $(8 \pm 2) \%$  verursachten (siehe Abbildung A.14 im Anhang).

**Einfluss des Zündorts auf den Zünderfolg** Die Positionierung des Laserplasmas hatte keine Auswirkung auf den Zünderfolg innerhalb der vorgenommenen Variationen für LOX/GH<sub>2</sub>. Dabei ist zu hervorzuheben, dass nicht nur die radiale Position des Plasmas variiert wurde, sondern dass sich auch der Abstand der beiden Zünderzugänge von der Injektorstirnplatte um  $\Delta z = 5,5$  mm unterschieden.

**Einfluss der Treibstofftemperaturen zum Zündzeitpunkt auf den Zünderfolg** Die Treibstofftemperaturen im Verteiler bei Zündung der Brennkammer für beide Treibstoffkombinationen sind in Abbildung 6.14 dargestellt. Dabei sind nur Versuche gezeigt, deren gemittelttes Mischungsverhältnis während der Laserpulse innerhalb der Zündgrenzen der jeweiligen Treibstoffkombination entsprechend Tabelle 3.5 lagen. Grüne Punkte repräsentieren das Ergebnis „Zündung“, während rote Punkte die Bedingungen zum Zeitpunkt des letzten Laserpulses der Pulsabfolge darstellen, die nicht zur Zündung der Brennkammer führte. Die Temperaturvariationen ergaben sich dabei aus der Kombination von der Intensität der Vorkühlung des Einspritzkopfs durch die N<sub>2</sub>-Mantelkühlung sowie dem durch die lange Versuchslaufzeit von 30 Minuten induzierten Temperaturentwicklung der Treibstoffversorgungsstruktur des Prüfstands. Für beide Treibstoffkombinationen kann auf Basis dieser Darstellung keine Korrelation zwischen den Treibstofftemperaturen und dem Zünderfolg festgestellt werden.

**Sequenzierung der Treibstoffeinströmung der Zündversuche** Für LOX/GH<sub>2</sub> konnte unabhängig von den getesteten Sequenzierungen der Treibstoffversorgung ( $\Delta t = t_O - t_F$  mit  $-60\text{ms} < \Delta t < +390\text{ms}$ ) die Zündung sichergestellt werden, wenn das Mischungsverhältnis über 1,1 lag und das Impulsstromdichteverhältnissen kleiner als 77 betrug. Diese Aspekte werden im Abschnitt 6.3.4 detailliert. Die Variabilität bezüglich der Sequenzierung ist

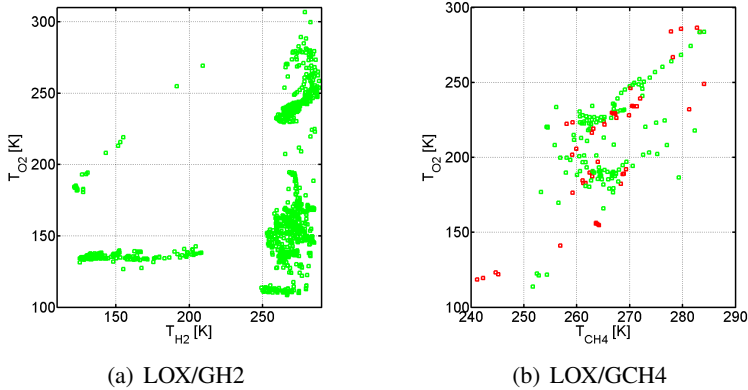


Abbildung 6.14.: Verteilertemperaturen zum Zeitpunkt der Zündung mit dem Ergebnis „Zündung“ (Grüne Punkte) und Verteilertemperaturen zum Zeitpunkt des letzten Laserpulses mit dem Versuchsergebnis „keine Zündung“ (rote Punkte) mit zündfähigem Mischungsverhältnis.

aus technologischer Perspektive für die Anwendung für Forschungs- und Fluganwendungen von zentraler Bedeutung, da durch die Triebwerksarchitektur inklusive Turbopumpen die Zeitpunkte der Medienbereitstellung am Injektorkopf mit zeitlichen Unsicherheiten versehen sind.

Für LOX/GCH<sub>4</sub> wurde eine direkte Abhängigkeit von der Abfolge der Treibstoffeinspritzung und damit von der ROF-Dynamik identifiziert. Diese Aspekte werden im Abschnitt 6.3.5 als Fehlzündungsszenarien genauer beschrieben.

### 6.3.3. Zündverzögerung und Zündüberdruck

Der Zündverzögerung  $\Delta t_{ZY}$  wird im folgenden definiert als das Zeitintervall zwischen Zeitpunkt des Laserpulses, der zur Zündung führte

$t_{Puls}$  und dem Zeitpunkt des Anstiegs des dynamischen Drucks des Sensors Pdyn-B2 um  $\Delta P = 1$  bar verglichen mit dem Druck zum Zeitpunkt des Laserpulses:

$$\Delta t_{ZV} = t(\Delta P = 1 \text{ bar}) - t_{Puls} \quad (6.6)$$

Für die zwei Treibstoffkombinationen ergeben sich

$$\Delta t_{ZV} = \begin{cases} 0,07 \pm 0,05 \text{ ms} & \text{für LOX/GH2} \\ 0,2 \pm 0,1 \text{ ms} & \text{für LOX/GCH4.} \end{cases} \quad (6.7)$$

Für den Zündverzug konnte keine Korrelation mit der Sequenzierung der Treibstoffzuführung festgestellt werden. Der Unterschied im Zündverzug für die beiden Kombinationen verdeutlicht jedoch den Einfluss der geringeren Reaktionsgeschwindigkeit der Treibstoffkombination LOX/GCH4 auf den Zündprozess, analog zu den Ergebnissen, die in Kapitel 5.4.3 für den API-Einspritzkopf herausgearbeitet wurden (siehe Abb. 5.28).

Alle Versuche können in Bezug auf den Zündüberdruck in zwei Gruppen eingeteilt werden. Diese unterscheiden sich sowohl im Absolutwert des Drucks als auch durch die Druckdynamik. Einerseits traten „weiche“ Zündungen („soft ignition“) auf, die maximale Druckamplituden von  $P_{max} < 10$  bar aufwiesen. Andererseits kam es zu „harten“ Zündungen („hard ignition“, „hard start“), die maximale Druckspitzen von  $P_{max} \geq 10$  bar zeitgleich mit dem ersten Druckanstieg zeigten.

### 6.3.3.1. Zündungen mit $P_{max} < 10$ bar („weiche“ Zündungen)

Während die statischen Drucksensoren keinen Zündüberdruck zeigen (siehe Abb. 6.10 und 6.12), weisen die dynamischen Drucksensoren lokale Maximalwerte von weniger als 10 bar auf. Die

lokalen Druckmaxima korrelieren mit sprunghaften Signalanstiegen der optischen Sonden (siehe Abb. 6.13,  $t = 0,2202$  s). Diese Beobachtung legt nahe, dass die Ankerung der Verbrennungszone am Injektor im Beobachtungsbereich der Sonde einen kurzzeitigen Druckanstieg verursacht. Gleichzeitig gibt es Anstiege im Signalverlauf der optischen Sonden, die wiederum keinen Anstieg im Signal der dynamischen Drucksensoren zur Folge haben (siehe Abb. 6.13,  $t = 0,2225$  s). Zudem tritt die maximale Drucksitze nicht zeitgleich mit dem erstmaligen Druckanstieg in der Brennkammer auf.

### **6.3.3.2. Zündungen mit $P_{max} \geq 10$ bar („harte“ Zündungen)**

Im Fall von sog. „harten“ Zündungen ist der maximale Signalwert der dynamischen Drucksensoren zeitgleich mit dem erstmaligen Druckanstieg. Dieser Vorgang ist dabei immer mit signifikanten Druckspitzen von über 10 bar assoziiert. Beispielhaft ist eine harte Zündung in Abb. 6.15 und 6.16 dargestellt. Aufgrund der hohen Druckspitzen sind die maximalen Werte im Vergleich zu den Werten bei ankernder Flamme signifikant höher, sodass eine logarithmische Darstellung verwendet wurde.

### **6.3.3.3. Auswirkungen der Sequenzierung auf den Zündüberdruck**

Die Kontrolle der Zündüberdrücke ist von entscheidender Bedeutung im Hinblick auf die technische Anwendung in Raketenbrennkammern, wo Druckschläge Auswirkungen auf das Zündverhalten haben können, Verbrennungsinstabilitäten initiieren und Schäden am Treibstoffversorgungssystem und die darin verbauten Komponenten wie die Schaufeln der Turbopumpen induzieren können.

In Abb. 6.17 ist die Auswirkung der Konditionierung des Einspritzsystems und damit die Sauerstoffverteiltertemperatur  $T_{O,S}$  und des sauerstoffseitigen Zündverzugs  $t(P_{max}) - t_O$  auf den Zündüber-

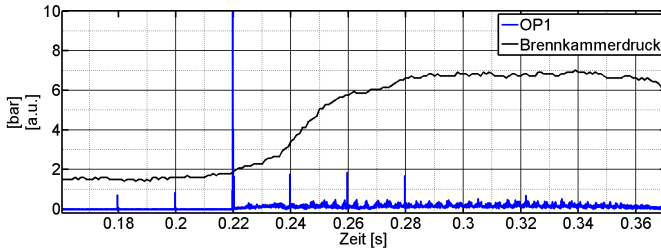


Abbildung 6.15.: Druckentwicklung in der Brennkammer und Signalverlauf der optischen Sonde 1 für einen Zündtest: Der Drucksensor zeigt keinen Zündüberdruck trotz initialer hohen Druckspitze detektiert durch den dynamischen Drucksensor („harte“ Zündung, vgl. Abb. 6.16).

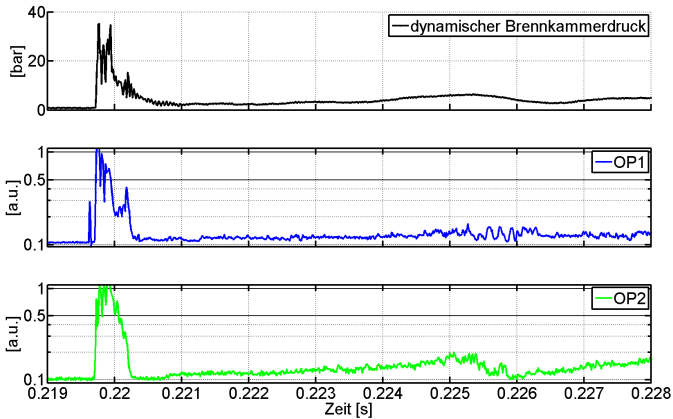


Abbildung 6.16.: Vergleich des dynamischen Drucks und der Signale der optischen Sonden mit initialen hohen Druckspitzen („harte“ Zündung).

druck  $P_{max}$  für LOX/GH2 dargestellt. Die schwarzen Punkte stellen die Projektionen der Datenpunkte auf die entsprechende Ebene dar. Die zwei unterschiedlichen Bereiche der Sauerstofftemperaturen ergaben sich durch die Aktivierung oder Abschaltung der LN2-Kühlung des Einspritzkopfs vor Versuchsbeginn. Die Häufungen für  $t_1 \approx 0,037$  s und  $t_2 \approx 0,057$  s wurden durch die diskreten Abstände der Laserpulse mit ca. 20 ms verursacht, da der Laser für diese Versuche zum gleichen Zeitpunkt relativ zum Sauerstoffventilöffnung aktiviert wurde. Für diese Versuche wurde die H2-Einströmung von Versuch zu Versuch nicht verändert mit  $t_F < t_O$ , um eine treibstoffreiche Sequenz sicherzustellen.

Entsprechend der Zündüberdruckkorrelation (Gl. 2.6) lässt sich qualitativ feststellen, dass eine tiefere Temperatur im Sauerstoffverteiler und ein größerer Verzug der Zündung zu höheren Druckspitzen führen. Die exakte Menge der akkumulierten Masse in der Brennkammer zum Zeitpunkt der Zündung lässt sich jedoch aufgrund der nicht verfügbaren Information über die Sauerstoffanreicherung in den Rezirkulationszonen vor Zündung nicht bestimmen.

Die Ergebnisse für LOX/GCH4-Versuche mit variierender Sequenzierung sind in Abb. 6.18 gezeigt. In dieser Darstellung ist der Zündüberdruck in Abhängigkeit des Abstands der Druckspitze vom Beginn der CH4- und O2-Einströmung aufgetragen. Wiederum sind die maximalen Druckspitzen mit höheren Zündverzugszeiten bezüglich des später einströmenden Treibstoffs verbunden. Im Unterschied zu den LOX/GH2-Versuchen variieren die minimalen zeitlichen Abstände zwischen

$$4 \cdot 10^{-4} \text{ s} < \min \{ t(P_{max}) - t_O; t(P_{max}) - t_F \} < 0,22 \text{ s} \quad (6.8)$$

Das bedeutet, dass trotz zeitgleicher Einströmung der Treibstoffe erst spätere Laserpulse der Pulschette die Zündung initiierten. Dieses große Intervall ist ein Effekt der Treibstoffkombination LOX/GCH4 aufgrund der komplexeren, kritischen Zündbedingungen, wie im folgenden Abschnitt deutlich wird. Insbesondere zeigt diese Dar-

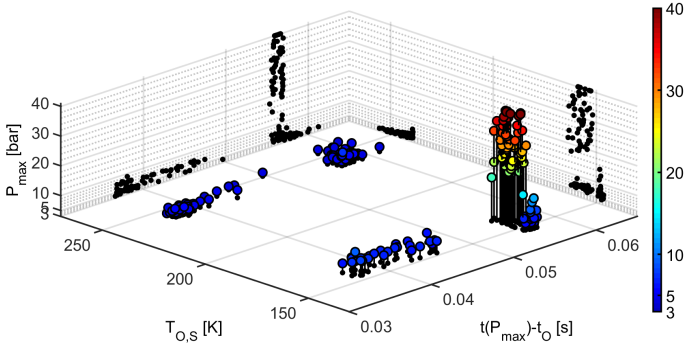


Abbildung 6.17.: Auswirkung der Verzögerung der Zündung  $t(P_{max}) - t_O$  und der Sauerstoffverteiltertemperatur  $T_{O,S}$  auf den Zündüberdruck  $P_{max}$  für LOX/GH<sub>2</sub>

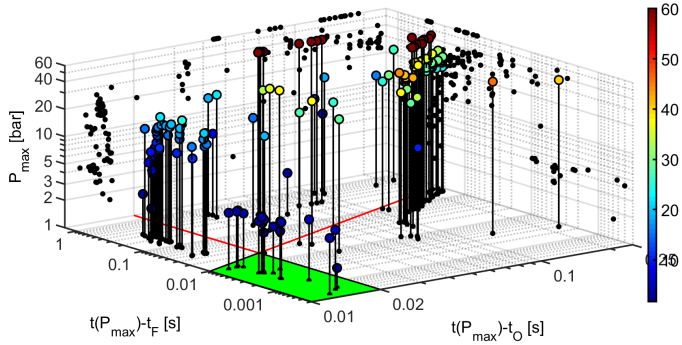


Abbildung 6.18.: Auswirkung der Verzögerung der Zündung für  $t(P_{max}) - t_O$  und  $t(P_{max}) - t_F$  auf den Zündüberdruck  $P_{max}$  für LOX/GCH<sub>4</sub>

stellung, dass eine sauerstoffreiche Sequenzierung mit

$$t(P_{max}) - t_O > t(P_{max}) - t_F \Leftrightarrow t_O < t_F \quad (6.9)$$

und zusätzlichem kurzem Zündverzug

$$t(P_{max}) - t_O < 0,02s \quad (6.10)$$

zu geringeren Druckspitzen führte. Die entsprechende Fläche ist grün markiert. Dieser Zusammenhang wird ebenfalls im folgenden wieder aufgegriffen werden.

### 6.3.4. Anwendung des 4-Schrittmodells auf die Tests mit LOX/GH2

Die detaillierte Betrachtung der vier Schritte wird in den folgenden Abschnitten für die beiden Treibstoffkombinationen vorgenommen. Zunächst werden die Ergebnisse der Zündversuche für LOX/GH2 dargestellt und für jeden der Schritte die Bedingungen für Fehlzündungen diskutiert. Im Anschluss werden die Ergebnisse inklusive Bedingungen für Fehlzündungen für LOX/GCH4 formuliert.

#### 6.3.4.1. Schritt 1: Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas

Die Erzeugung des Laserplasmas wurde für alle Versuche unabhängig von der Treibstoffkombination und der Sequenzierung durch die optischen Sonden verifiziert. Die Bedingung  $I_{max}^* > I_{thr}$  wird damit für alle getesteten Bedingungen erfüllt.

Die berechneten Pulsintensitäten von  $I_{max}^* = 50 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  sind dabei größer als die experimentell bestimmten Schwellwerte (siehe Tabelle 3.2) und größer als die numerisch bestimmten Schwellwerte (siehe Abb. A.1):

$$I_{max}^* = 50 \text{ TW/cm}^2 > 2,5 \text{ TW/cm}^2 > I_{thr}(\text{GOX/GH2; } T < 300 \text{ K; } P > 1,5 \text{ bar; } 2 < \text{ROF} < 10) \quad (6.11)$$

Insbesondere, wenn der Sauerstoff als zweiphasiges, unterkritisches Gemisch mit LOX-Tröpfchen betrachtet wird, liegen die im Experiment erzeugten Intensitäten um drei Größenordnungen über den Schwellwerten von  $I_{thr} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ TW/cm}^2$ .

Entsprechend wurden durch die maximalen Laserpulsenergien in diesem Schritt keine Fehlzündungen induziert.

#### **6.3.4.2. Schritt 2: Transformation des Plasmas in eine selbst erhaltende Verbrennungszone**

Aufgrund der Bauweise der optischen Sonden ist das Beobachtungsvolumen dieser Diagnostik limitiert durch den Öffnungswinkel von  $\beta \approx 2^\circ$  [GHSO16, Grö17] und dem kleinsten lichten Durchmesser der Sonde von  $D_0 = 1,5 \text{ mm}$ . Daraus ergibt sich ohne Betrachtung der Brechung entlang des optischen Wegs, eine Kreisfläche mit Durchmesser  $D_1 = 1,53 \text{ mm}$  am Ort der Plasmaerzeugung. Bei einer Größenordnung der Sauerstoffströmung von  $v_O \gtrsim 10 \text{ m/s}$  ergibt sich eine Verweildauer des Plasmas im Detektionsvolumen durch Konvektion von  $\tau_V = D_1/v_O < 1,53 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ . Betrachtet man die Strömungsgeschwindigkeiten des Brennstoffs ergeben sich noch kürzere Verweildauern. Daher ist durch die Konvektion des Plasmas und des sich entwickelnden Flammenkerns im Strömungsfeld der Übergang nicht durch die optischen Sonden abbildbar. Dieser Aspekt kann durch die Bildserien der Versuche am M3.1 für die Konfigurationen 1-L1 und 2-L1 in Abbildung 5.26 nachvollzogen werden. Auch der Vergleich der Signale der optischen Sonden aus der BKA in Abbildung 6.13 und des  $\text{OH}^*$ -Signals am Ort der Zündung in der RCS-Brennkammer (Abb. 5.18) zeigen die gleiche Dynamik: Nach der Signalspitze fällt das Signal auf den Ausgangswert zurück und steigt erst nach einer gewissen Zeit an und stabilisiert sich. Die Entwicklung des Flammenkerns findet somit erst auf Zeitskalen mit  $\tau_2 > \tau_V$  statt. Unter Verwendung von Tabelle 4.5 der berechneten, absorbierten Laserpulsenergie von

$E_{abs} \gtrsim 20,3 \text{ mJ}$  ergibt sich mit Gleichung 3.24 und den MIE-Werten durch Gleichung 3.25:

$$\begin{aligned} E_v &\gtrsim E_{abs} \cdot 0,08 \gtrsim 1,6 \text{ mJ} > 0,008 \text{ mJ} > \\ \text{MIE}(\text{GOX/GH2; } T > 115 \text{ K; } P > 1,5 \text{ bar; } 2 < \text{ROF} < 20) \end{aligned} \quad (6.12)$$

Dabei sinkt der MIE-Wert mit steigendem Druck und höheren Temperaturen und gleichzeitig steigt, wie in Abschnitt 4.4.2 gezeigt, die absorbierte Pulsenergie an. Dementsprechend ist diese Ungleichung auch für Testbedingungen erfüllt, für die der Brennkammerdruck aufgrund der frühzeitigen Brennstoffeinströmung höher als 1,5 bar ist oder für höhere Treibstofftemperaturen.

### 6.3.4.3. Schritt 3: Ausbreitung der Verbrennungszone

Wie in Abschnitt 5.3.3.5 gezeigt, kann die Ausbreitungsrichtung der Verbrennungszone mit der Druckausbreitung verknüpft werden. Insbesondere die räumliche Homogenität der Druckausbreitung ist für ein sicheres Hochfahren der Brennkammer relevant, da asymmetrische Belastungen der Brennkammerstruktur durch räumliche Druck- und Temperaturgradienten vermieden werden müssen, um die Gefahr von Strukturschäden oder das Anregen von Verbrennungsinstabilitäten zu minimieren [USS<sup>+</sup>16]. Daher stellt sich insbesondere bei der lokalisierten Energieeinbringung durch den Laserzünder die Frage nach der Druckausbreitung im Brennraum. In Abbildung 6.19(a) sind daher die Zeitpunkte des Druckanstiegs um  $\Delta P = 1,5 \text{ bar}$  der dynamischen Drucksensoren dargestellt. Die Ausbreitung des Druckanstiegs wurde visualisiert indem zwischen den Sensorpositionen linear interpoliert wurde. Die Differenz der Zeitpunkte der Druckanstiege  $\Delta t_s$  innerhalb jedes Segments  $s$  beträgt dabei maximal  $30 \mu\text{s}$ :

$$\forall s \in \{B, C, D, E\} : \quad (6.13)$$

$$\Delta t_s < \max \{ t_{\text{Pdyn-si}} - t_{\text{Pdyn-sj}} \} = 30 \mu\text{s} \quad \forall i, j \in \{1, 2, 3, 4\} \quad (6.14)$$

Das Fehlzündungsszenario mit Plasmaerzeugung (Schritt 1) aber ohne detektierbarer Flammenausbreitung oder Druckaufbau kann zunächst im Kontext der Mischungsverhältnissdynamik betrachtet werden: Diese ist in Abb. 6.20(a) dargestellt. Die Zeitpunkte der Laserpulse sind als schwarze Punkte dargestellt. Derjenige Puls, der zur Zündung führte, ist als blaues Symbol markiert. Durch die brennstoffreiche Zündsequenz steigt das Mischungsverhältnis mit der Zeit an. Das minimale ROF, für das eine Zündung durch einen Puls realisiert werden konnte, beträgt:

$$\text{ROF}_{\text{thr},u,H_2} = 1,1 \pm 0,24 \quad (6.15)$$

Diese Schwelle entspricht im Rahmen der Messungenauigkeiten denen von Liou [Lio94] mit  $1.01 < \text{ROF}_{\text{thr},u,H_2} < 1.07$  und Glassmann et al. [GY08] mit  $\text{ROF}_{\text{thr},H_2} = 1,0$  dargestellten unteren Zündgrenzen für GOX/GH<sub>2</sub> (siehe Tabelle 3.5 und Abb. 3.12). Zugleich wird deutlich, dass  $\text{ROF} > 1,1$  keine notwendige Bedingung darstellt: Für Versuche mit zündfähigem ROF konnten trotz detektierten Laserpulsen für  $t > 0,33$  s keine Zündungen realisiert werden. Entscheidender Parameter ist dabei das Impulsstromdichteverhältnis, wie in Abb. 6.20(b) durch die blauen Quadrate markiert. Verläufe mit

$$J < J_{\text{thr},o,H_2} = 77 \pm 6 \quad (6.16)$$

führten zur erfolgreichen Zündung, während Verläufe mit  $J > 77$  zu Fehlzündungen führten. Dabei ist zu beachten, dass das Mischungsverhältnis mit dem Impulsstromdichteverhältnis durch die Beziehung

$$J = \frac{\rho_{O_2}}{\rho_{CH_4}} \cdot \left( \frac{A_O}{A_{CH_4}} \right)^2 \cdot \text{ROF}^{-2} \quad (6.17)$$

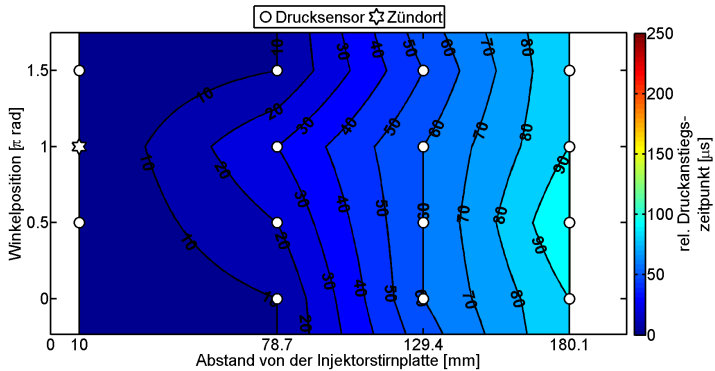
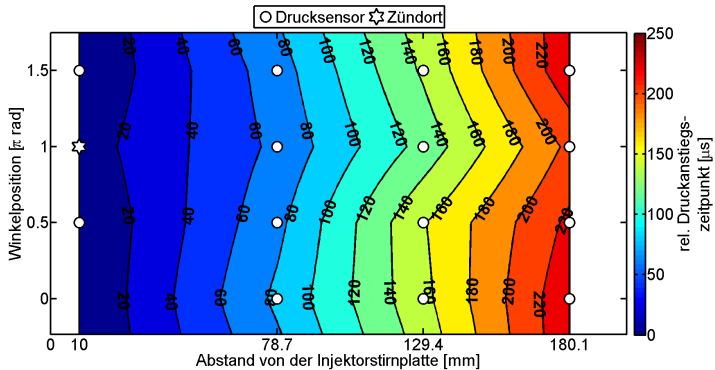
(a) Relativer Zeitpunkt des Druckanstiegs für einen LOX/GH<sub>2</sub> Zündversuch in  $\mu\text{s}$ (b) Relativer Zeitpunkt des Druckanstiegs für einen LOX/GCH<sub>4</sub> Zündversuch in  $\mu\text{s}$ 

Abbildung 6.19.: Zeitpunkte der Druckanstiege der dynamischen Drucksensoren um  $\Delta P = 1,5 \text{ bar}$  bezogen auf den Anstiegszeitpunkt des ersten Drucksensors.

über das konstante Treibstoffeintrittsflächenverhältnis  $\frac{A_O}{A_{CH_4}} = 2,02$  und das Dichteverhältnis verknüpft ist.

Diese Feststellungen lassen die Schlussfolgerung zu, dass für diese Zündversuche das globale Mischungsverhältnis als auch das Impulsstromdichteverhältnis als kritische Parameter für den erfolgreichen Schritt 2 und 3 für LOX/GH<sub>2</sub> betrachtet werden können. Unter der Annahme, dass die Dynamik der Flammenausbreitung in der BKA ähnlich zu der in der Mikrobrennkammer für injektornaher Zündorte ist (siehe Abb. 5.19, 5.20 und 5.26), kann das Impulsstromdichteverhältnis als notwendige Bedingung für die Entwicklung der Verbrennungszone während der Konvektion des Flammenkerns identifiziert werden und das globale ROF als hinreichende Bedingung für die Flammenausbreitung in der Brennkammer formuliert werden: Bei zu hohem Impulsstromdichteverhältnis wird kein Flammenkern erzeugt oder der Flammenkern zu stark geschert, bevor es zu einer Flammenausbreitung kommen kann.

Auffällig in Abb. 6.20(b) sind die zwei Verläufe mit den kleinsten J-Werten, da in beiden Fällen der zündende Puls trotz hohem ROF später detektiert wurde, als die Versuche mit kleineren ROF. Diese zwei Zündversuche waren die beiden ersten erfolgreichen Zündungen des Versuchslaufs. Zu einer Erklärung kann die kritische Durchströmung des Brennstoffhülse herangezogen werden: In Kapitel 5 wurde der Zünderfolg durch den Einfluss des Druckverhältnisses zwischen Verteiler und Brennkammer und dem daraus resultierenden brennstoffseitigen Strömungsfeldes betrachtet. Der Schalldurchgangsparameter  $\zeta$  wird im folgenden definiert als Verhältnis von kritischem zu tatsächlichem Totaldruckverhältnis für isentrope Blendenströmungen eines idealen Gases nach Balmer [Bal 11]:

$$\zeta_{H_2}(t) = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \cdot \frac{P_{H_2,V}^{total}(t)}{P_{BK}^{total}(t)} \begin{cases} < 1 & \text{für unterkritische Durchströmung} \\ \geq 1 & \text{für überkritische Durchströmung} \end{cases} \quad (6.18)$$

Entsprechend ist dieser Parameter in Funktion der Versuchszeit in

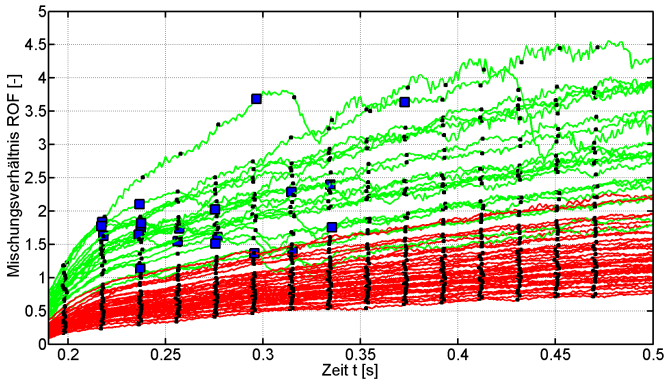
Abbildung 6.21 dargestellt. Die beiden Verläufe, die trotz zündfähigem ROF und J-Zahl eine Zündung durch einen späten Laserpuls innerhalb der Pulskette zeigen, sind als schwarze Trajektorien mit runder Markierung für den zündenden Puls dargestellt. Es wird deutlich, dass diese Versuche oberhalb von

$$\zeta_{thr.o,H2} = 4,6 \pm 0,3 \quad (6.19)$$

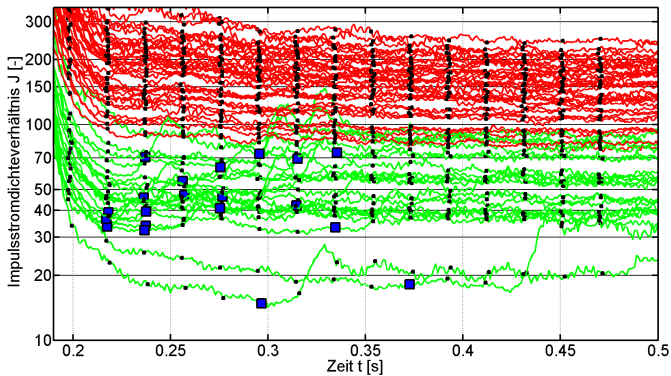
aufweisen. Versuche, die identisch große  $\zeta$ -Werte bei geringerem ROF und größerer J-Zahl durchliefen, führten nicht zur Zündung. Erfolgreiche Zündungen erfolgten alle unterhalb dieses Schwellwerts. Diese Beobachtung unterstreicht die Relevanz der brennstoffseitigen Gasdynamik bei Eintritt in die Brennkammer auf den Zünderfolg trotz ROF und J-Zahl im zündfähigen Bereich. Dieser Aspekt konnte auch schon bei den Zündversuchen am M3.1 für LOX/GH<sub>2</sub> durch die unterexpandierte H<sub>2</sub>-Strömungen identifiziert werden. Die verfügbaren optischen Diagnostiken lassen hierbei keine Rückschlüsse auf die Unterscheidung zwischen induzierter Turbulenz der Strömung oder zu hohen Scherraten in der Scherschicht als Ursache für die verspätete Zündung zu.

#### 6.3.4.4. Schritt 4: Ankerung der Verbrennungszone

Für die LOX/GH<sub>2</sub>-Versuche wurden kein Verlöschen der Verbrennung nach Ankerung an der Injektorstirnplatte festgestellt. Für die erfolgreichen Zündversuche, wurde die Flammenankering an der Injektorstirnplatte durch eine der beiden optischen Sonden innerhalb von  $0,1 \text{ ms} < \Delta t < 1 \text{ ms}$  nach dem zur Zündung führenden Laserpuls detektiert. Die Differenz der Zeitpunkte der Ankerung, detektiert durch die jeweilige optische Sonde, betrug bis zu  $\Delta t_{OP} = |t_{OP2} - t_{OP1}| < 20 \text{ ms}$ . Bei der Abfolge der Flammenankering und des zeitlichen Abstands konnte keine Abhängigkeit von der Zündposition (Zünderzugänge #3 und #6 in Abbildung 6.2(b)) und der Sequenzierung festgestellt werden. Diese Beobachtung ist insbesondere in Bezug auf die festgestellte inhomogene Einströmung



(a) Mischungsverhältnisdynamik für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2).



(b) Impulsstromdichteverhältnis für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2).

Abbildung 6.20.: Mischungsverhältnisdynamik und Impulsstromdichteverhältnisdynamik für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH2). Die Zeitpunkte der Laserpulse sind durch schwarze Quadrate dargestellt. Der Laserpulse, der zur Zündung führte, ist blau hervorgehoben.

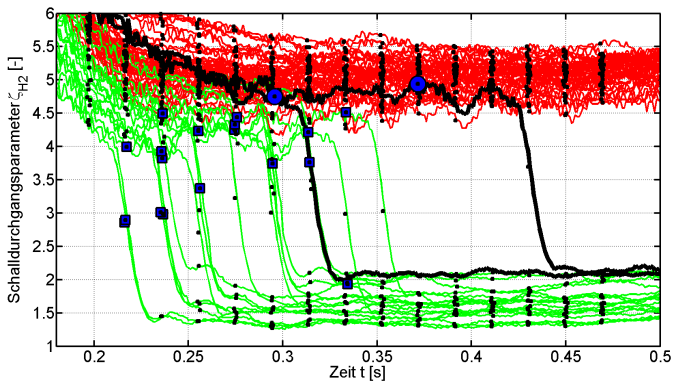


Abbildung 6.21.: Schalldurchgangskoeffizient für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-07run1 (LOX/GH<sub>2</sub>). Die Zeitpunkte der Laserpulse sind durch schwarze Quadrate dargestellt. Der Laserpuls, der zur Zündung führte, ist blau hervorgehoben.

des GOX/LOX in die Brennkammer zu bewerten: Diese räumliche und zeitliche Asymmetrie der Einströmungseigenschaften hatte somit keine systematische Auswirkung auf die Zeitpunkte der Flammenankerung an der Injektorstirnplatte.

### 6.3.5. Anwendung des 4-Schrittmodells auf die Tests mit LOX/GCH4

#### 6.3.5.1. Schritt 1: Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas

Die Erzeugung des Laserplasmas konnte für alle Versuche verifiziert werden. Wie auch für die LOX/GH2-Versuche liegen die maximalen Pulsintensitäten oberhalb der Durchbruchsschwelle (siehe Tabelle 3.2 und Abb. A.1):

$$I_{max}^* = 50 \text{ TW/cm}^2 > 1,7 \text{ TW/cm}^2 > I_{thr}(\text{GOX/GCH4}; T < 300 \text{ K}; P > 1,5 \text{ bar}; 2 < \text{ROF} < 10) \quad (6.20)$$

#### 6.3.5.2. Schritt 2: Transformation des Plasmas in eine selbst erhaltende Verbrennungszone

Analog zu den LOX/GH2-Versuchen wird durch die absorbierte Pulsenergie die notwendige Energie  $E_v \approx 20,5 * 0,08$  bereitgestellt (siehe Tabelle 4.5), wenngleich eine dedizierte Diagnostik zur experimentellen Verifizierung des Übergangs fehlt:

$$E_v \gtrsim E_{abs} \cdot 0,08 \gtrsim 2,2 \text{ mJ} > 0,11 \text{ mJ} > \text{MIE}(\text{GOX/GCH4}; T > 200 \text{ K}; P > 1,5 \text{ bar}; 2 < \text{ROF} < 20) \quad (6.21)$$

#### 6.3.5.3. Schritt 3: Ausbreitung der Verbrennungszone

In Abbildung 6.19(b) sind die Zeitpunkte des Druckanstiegs um  $\Delta P = 1,5 \text{ bar}$  der dynamischen Drucksensoren dargestellt. Der globale Druckanstieg innerhalb der Kammer von Injektorplatte zu Düse findet für LOX/GH2 auf kleineren Zeitskalen statt als für LOX/GCH4,

während für beide Treibstoffkombinationen der Druckanstieg innerhalb eines Segments maximal  $\Delta t_s < 30 \mu\text{s}$  beträgt.

Das Fehlzündungsszenario mit Plasmaerzeugung (Schritt 1) aber ohne detektierbarer Flammenausbreitung und Druckaufbau kann wie auch bei LOX/GH2 im Kontext des Mischungsverhältnis und der Einströmcharakteristiken betrachtet werden: Für LOX/GCH4-Zündversuche ohne Rückzündungen durch die Düse eines Versuchslaufs ist die ROF-Dynamik in Abb. 6.22(a) dargestellt. Dabei wurden die Werte über 10 ms gleitend gemittelt. An der Zeitachse sind die Zeitpunkte der Laserpulse markiert, die von der optischen Sonde OP1 detektiert wurden. Die Pulszeitpunkte, die zur Zündung des entsprechenden Versuchs führten, sind als blaue Quadrate dargestellt. Analog zu der Beobachtung für die LOX/GH2-Versuche teilen sich die Versuche in erfolgreiche Zündungen (grün, Gruppe B), nicht erfolgreiche Zündungen (rot, Gruppe A) und zusätzlich in Versuche, für die ein Verlöschen der Verbrennung auftrat (blau nach schwarz). Diese drei Gruppen lassen sich durch die ROF-Dynamik ordnen, die in Abb. 6.22(b) schematisch aufbereitet ist: Nicht erfolgreiche Zündungen überstiegen zu keinem Zeitpunkt Werte von  $\text{ROF}_{thr,u,CH4} = 1 \pm 0,25$ . Dieser Wert liegt unter dem theoretischen ROF für ruhende GOX/GCH4-Gasgemische (siehe Tab. 3.5) von  $\text{ROF}_{thr,u,CH4}^{ref} = 1,3$  und ebenso unterhalb des von Liou identifizierten Bereichs von  $1,8 < \text{ROF} < 2,2$  (siehe Abb. 3.12).

Im Vergleich dazu sind die ROF-, J-Zahl- und  $\zeta$ -Dynamiken eines weiteren Versuchslaufs in Abb. 6.23 und 6.24 dargestellt, dessen Druckverläufe in Abb. 6.8(a) gezeigt sind. Dieser Versuchslauf beinhaltet Zündtests, bei denen die Laserpulschette verzögert ausgelöst wurde und zu deren Zeitpunkten ein ROF innerhalb der Zündgrenzen vorlag:

Wiederum kann das Intervall für die obere Grenze der J-Zahl mit

$$(3,99 \pm 0,9) \leq J_{thr,o,CH4} \leq (12,99 \pm 2,8) \quad (6.22)$$

angegeben werden. Die minimalen und maximalen Werte für den

Schwellwert sind dabei der Maximalwert, der zum Zeitpunkt des zündenden Laserpulses vorlag und dem Minimalwert, für den zum Zeitpunkt eines Laserpulses keine Zündung realisiert werden konnte.

Der untere ROF-Schwellwert ( $\text{ROF} > \text{ROF}_{thr,u,CH_4}$ ) liegt im Intervall von

$$(1,5 \pm 0,22) \leq \text{ROF}_{thr,u,CH_4} \leq (3,2 \pm 0,7) \quad (6.23)$$

und somit im Bereich der ROF-Referenzwerte von Liou. Auch die Betrachtung von  $\zeta_{thr,CH_4}$  liefert eine obere Grenze mit:

$$(0,85 \pm 0,1) \leq \zeta_{thr,o,CH_4} < (1,45 \pm 0,2) \quad (6.24)$$

Diese großen Intervalle ergeben sich durch nicht vorhandene Versuchsverläufe, die bis zur Zündung durch einen Laserpuls nicht schon durch einen vorhergehenden Laserpuls gezündet wurden.

Darüber hinaus ist erkennbar, dass die Laserpulszeitpunkte der nicht erfolgreichen Zündungen immer oberhalb von  $\zeta_{thr,CH_4} \approx 2$  lagen, unabhängig davon, wann die Pulschette generiert wurde.

Basierend auf diesen Schwellwertbereichen wurden für den darauf folgenden Versuch die Sequenzierung mit früherer Sauerstoffeinströmung realisiert, was zu höherem ROF sowie kleineren J-Zahlen und  $\zeta$ -Werten zum Zeitpunkt der Zündung führte. Die Druckverläufe für diesen Versuch „BKA-LAZ-15-11run10“ sind in Abb. 6.8(b) dargestellt. Für alle Zündversuche dieses Versuchslaufs konnte eine Flammenausbreitung mit Druckanstieg in der Kammer (Schritt 3) sichergestellt werden, wobei es weiterhin zum Verlöschen der Brennkammer kam. Die entsprechenden ROF-, J-Zahl- und  $\zeta_{CH_4}$ -Dynamiken sind in Abbildungen 6.26 und 6.27 dargestellt und werden im übernächsten Abschnitt diskutiert.

#### 6.3.5.4. Schritt 4: Ankerung der Verbrennungszone

Für die Treibstoffkombination LOX/GCH<sub>4</sub> ergaben sich zwei unterschiedliche Abfolgen der Flammenankerung an der Injektorstirn-

platte: Einerseits eine gleichzeitige Ankerung der Flamme auf beiden Seiten der Injektorstirnplatte, dargestellt in Abbildung 6.25(a) und andererseits eine zeitlich asymmetrische Ankerung der Verbrennungszone, dargestellt in Abbildung 6.25(b), bei der das Signal der optischen Sonde 2 mit einer Verzögerung von bis zu 1,1 s anstieg. 87 % der erfolgreichen Zündungen zeigten eine gleichzeitige Ankerung, während 13 % eine asymmetrische Dynamik aufwiesen.

Dieses Ergebnis kann mit der asymmetrischen Einströmung des Oxidators erklärt werden. Durch diese Asymmetrie wird die Sensitivität der Flammenankerung bei der Treibstoffkombination LOX/GCH<sub>4</sub> bezüglich der lokalen Mischungsverhältnisse deutlich. Für eine detaillierte Analyse des Vorgangs ist eine transiente Simulation des Prüfstandversorgungssystems und des Einspritzkopfs notwendig. Erstere ist hierbei Gegenstand aktueller Arbeiten. Das Verlöschen der Verbrennung und den entsprechenden Druckabfall in der Brennkammer kann auf verschiedene Strömungscharakteristiken zurückgeführt werden, die im folgenden betrachtet werden.

### 6.3.5.5. Verlöschen der Verbrennung für LOX/GCH<sub>4</sub> Tests

**ROF-Dynamik** Für die Zündungen mit Verlöschen der Verbrennung in Abb. 6.22(a) lässt sich folgende Gemeinsamkeit identifizieren: Diese Versuche verliefen im brennstoffreichen Mischungsverhältnissbereich mit  $ROF < ROF_{st} = 3,99$ . Zudem zeigten die Versuche ein späteres Verlöschen je größer das maximale ROF vor der Zündung des jeweiligen Versuchsverlaufs war. Zum Zeitpunkt des Verlöschens lag das jeweilige ROF unterhalb des ROF Schwellwerts  $ROF_{thr}^{ref}$ . Der Zeitpunkt des Verlöschens lag bis auf eine Ausnahme nach dem Ende der Laserpulschette. Versuchsläufe, die trotz Unterschreitung des Schwellwerts nicht verloschen, verliefen im Vergleich dazu oberhalb von  $ROF_{st}$ . Die einzige Ausnahme zu dieser Regel ist der Versuch, der die untere Grenze von Region B dar-

stellt: Dieser Versuch verlief im Bereich von  $ROF_{thr}$ . Eine Erklärung für diese Abweichung kann aktuell nicht formuliert werden.

Zusammenfassend lässt sich die Hypothese aufstellen, dass die Sequenzierung der Treibstoffeinströmung und damit die ROF-Dynamik für LOX/GCH4-Versuche eine signifikante Relevanz für den Zünderfolg darstellt. Insbesondere kann durch eine sauerstoffreiche Sequenzierung ein kurzzeitiges ROF unterhalb von  $ROF_{thr}$  kompensiert werden. Eine mögliche Erklärung ist die Anreicherung der Rezirkulationszonen mit Heißgas, das den Ankerungsprozess der Flamme trotz geringem ROF unterstützt und ein Verlöschens verhindert. Versuche mit brennstoffreicher Sequenzierung führen dagegen zum Verlöschens, wenn ROF unter  $ROF_{thr}$  fällt. Auf kleinerer Brennkammerskala für einen Einzelkoaxialinjektor mit großen Rezirkulationszonen innerhalb der Brennkammer konnte der Einfluss von brennstoff- und sauerstoffreicher Sequenzierung auf das Mischungsverhältnis innerhalb der Rezirkulationszonen numerisch durch Simulationen von Wohlhüter et al. [WZB16] nachgewiesen werden.

Aufgrund der fehlenden optischen Zugänglichkeit für den gesamten Brennraum oder transients numerische Simulationen kann diese Hypothese allerdings nicht abschließend überprüft werden.

**CH4-Einströmgeschwindigkeit** In Abb. 6.23 sind die ROF-, J-Zahl- und  $\zeta_{CH4}$ -Dynamiken für die Zündversuche vor Sequenzoptimierung ('BKA-LAZ-15-11run09') gezeigt.

Die ROF-Dynamik verdeutlicht, dass es auch dann zum Verlöschens der Verbrennung kommt, wenn das ROF innerhalb der Zündgrenzen liegt. Die J-Zahl zeigt keinen eindeutigen Schwellwert für das Verlöschens der Verbrennung. Dagegen kommt es zum Verlöschens, wenn  $\zeta_{CH4} \approx 1$  vorliegt. Diese Zeitpunkte sind mit roten Quadraten gekennzeichnet. Die Zeitpunkte des Verlöschens mit Auftreten von Hochfrequenzinstabilitäten sind als violette Quadrate abgebildet (siehe nächster Abschnitt).

Diese Beobachtungen verdeutlicht die Relevanz der CH<sub>4</sub>-Einströmgeschwindigkeit nicht nur für den Zündzeitpunkt, sondern auch für die Stabilisierung der Verbrennungszone innerhalb der Brennkammer.

**Impulsstromdichteverhältnis und Verbrennungsinstabilitäten** In Abb. 6.26 und 6.27 sind die ROF-, J-Zahl- und  $\zeta$ -Dynamiken für den in Abb. 6.8(b) dargestellten Versuchslauf mit optimiertem Sauerstoffvorlauf zu dargestellt.

Durch die ROF-Dynamik wird deutlich, dass jeder der Versuchsverläufe oberhalb der experimentell bestimmten Schwelle von  $ROF_{thr} = 1 \pm 0,25$  und dem Referenzwert von  $ROF_{thr}^{ref} = 1,3$  verläuft.

Während die Verlöschung ohne hochfrequente Instabilitäten (HF-Instabilitäten) zwischen  $ROF = 1,28$  und  $ROF = 2,9$  liegt, sind die Zeitpunkte der Verlöschung mit gleichzeitiger HF-Instabilität über das gesamte ROF-Intervall der Versuche verteilt. Für die Versuche ohne Verlöschen wurden Mischungsverhältnisse von  $ROF > 1,96$  bestimmt. Wiederum korreliert die ROF-Dynamik mit der Zeitpunkt des Verlöschens: Je höher das maximale ROF vor der Zündung ist, desto später verlischt die Verbrennung.

Die J-Zahlen liegen oberhalb von  $J = 12,01$  für Verlöschen ohne HF-Instabilitäten, während diejenigen mit HF-Instabilitäten über das gesamte J-Intervall verteilt sind. Zugleich liegen die J-Zahlen der Versuche ohne Verlöschen unterhalb von  $J = 14,92$ .

Darüber hinaus kann die  $\zeta_{CH_4}$ -Dynamik wiederum als Indikator für Verlöschung ohne HF-Instabilität identifiziert werden: Für  $0,81 < \zeta_{CH_4} < 1,45$  kam es zur Verlöschung. Jedoch sind Versuchsläufe mit ähnlichen  $\zeta$ -Werten ohne Verlöschung vorhanden, die aber ein höheres ROF aufweisen.

Zusammenfassend lässt sich formulieren, dass ein ROF nahe der theoretischen, unteren Zündgrenze in Kombination mit Impulsstromdichteverhältnissen von über  $J = 12,01$  oder  $\zeta_{CH_4} \approx 1$  zum Verlöschen der Verbrennung führt, wenn keine HF-Instabilitäten auf-

treten.

Für drei repräsentative Versuchsverläufe wurde das Auftreten der HF-Instabilität im Rahmen einer Masterarbeit durch Klein [Kle17] detailliert untersucht und veröffentlicht [KBH<sup>+</sup>20]. Dabei konnte für diese LOX/GCH4-Zündversuche nachgewiesen werden, dass eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für das Auftreten von HF-Instabilitäten die resonante Kopplung von akustischen Moden der LOX-Injektoren mit den Brennkammermoden ist. Dieser Zusammenhang wurde in der Doktorarbeit von Gröning [Grö17] formuliert, worin diese Kopplung für stationäre Bedingungen von LOX/LH2-Versuchen in einer Forschungsbrennkammer am P8 nachgewiesen werden konnte. Die Identifikation der bei diesem Prozess involvierten Interdependenzen und der notwendigen Bedingungen sind Gegenstand aktueller Forschung.

### 6.3.6. Externe Zündung durch die Brennkammerdüse

Aufgrund der planmäßigen, verzögerten Aktivierung des Laserzünders wurde in einigen Zündversuchen mit LOX/GCH4 eine Rückzündung der Brennkammer durch einen stromab der Düse positionierten Propanbrenner induziert. Dieser ist im Hintergrund in Abb. 6.1(a) zu erkennen. In Abb. 6.8 sind die Zündversuche mit Rückzündungen violett dargestellt.

In Abb. 6.28 sind die relativen Druckanstiegszeiten für eine solche Rückzündung durch die Düse dargestellt. Diese zeigen die Entwicklung der Druckwelle von der Düse in Richtung des Injektor. Der Zeitverzug zwischen dem Druckanstieg in Segment E und Segment B beträgt für alle Rückzündungen  $0,06 \text{ ms} < \Delta t < 0,11 \text{ ms}$ . Dabei wurden ausnahmslos Druckspitzen von  $P = 60 \text{ bar}$  festgestellt, die zugleich das obere Limit des Messbereichs der dynamischen Drucksensoren für diese Tests darstellten. Grund dafür ist vermutlich die Kompression der strömenden Treibstoffe von der Düse in Richtung der Injektorstirnplatte. Die steigenden Ausbreitungsge-

schwindigkeiten von  $u_f^- \approx 1014$  m/s zwischen Segment E zu D auf  $u_f^- \approx 2290$  m/s zwischen Segment C und B lassen auf einen Übergang von Deflagration zu Detonation rückschließen.

Dieser Zündvorgang durch eine externe Zündquelle stromab der Brennkammerdüse wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht optimiert, um Druckspitzen zu vermeiden. Die Dynamik dieses Prozesses verdeutlicht jedoch die Herausforderungen, die mit der Anwendung einer Bodenzündung einhergehen. Gegenwärtig wird dieser technische Ansatz für das europäische Vulcain<sup>®</sup> 2.1 Triebwerk als Zündoption erprobt, um Pyroladungen teilweise zu vermeiden [SMM<sup>+</sup>19].

## 6.4. Zusammenfassung

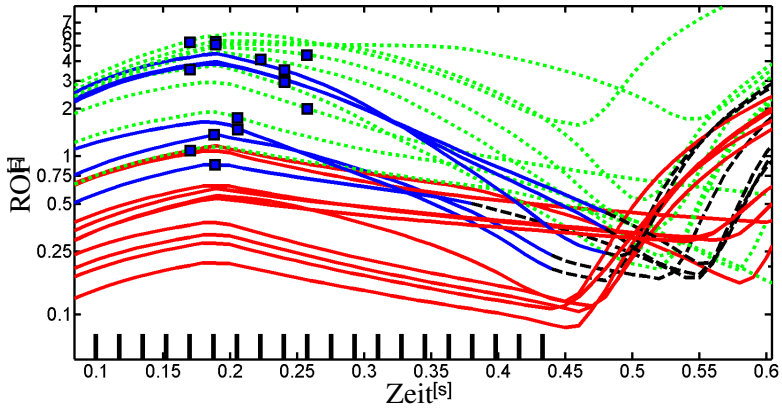
In diesem Kapitel wurden die Zündversuche für ein radial integriertes laserbasiertes Zündsystem mit der Forschungsbrennkammer „BKA“ am Forschungs- und Technologieprüfstand P8 des DLR beschrieben. Diese Versuche wurden für die gasförmigen Brennstoffe Wasserstoff und Methan in Kombination mit gasförmigem und flüssigem Sauerstoff realisiert. Zur Charakterisierung des Einströmvorgangs wurden vorbereitende Versuche mit flüssigem Stickstoff als kryogenem Ersatzmedium durchgeführt, die ein asymmetrisches Einströmverhalten des zweiphasigen Stickstoffs während des Massenstromanstiegs zeigten. Aufgrund der Betriebsart des Prüfstands wurden vor allem die Auswirkungen der Sequenzierung der Zündversuche auf den Zündprozess untersucht. Dabei wurden für beide Treibstoffkombinationen der Zündverzögerung und der Zündüberdruck bestimmt. Versuche mit sauerstoffreichem Vorlauf wiesen dabei einen geringeren Zündüberdruck auf.

Für eine Abfolge von insgesamt 12 Testläufen mit LOX/GH<sub>2</sub> wurde eine Serie von 720 erfolgreichen, konsekutiven Zündversuchen ohne Laserzünderausfall oder Fehlzündung realisiert. Ebenso konnte für LOX/GCH<sub>4</sub> nach Sequenzoptimierung mit sauerstofffrei-

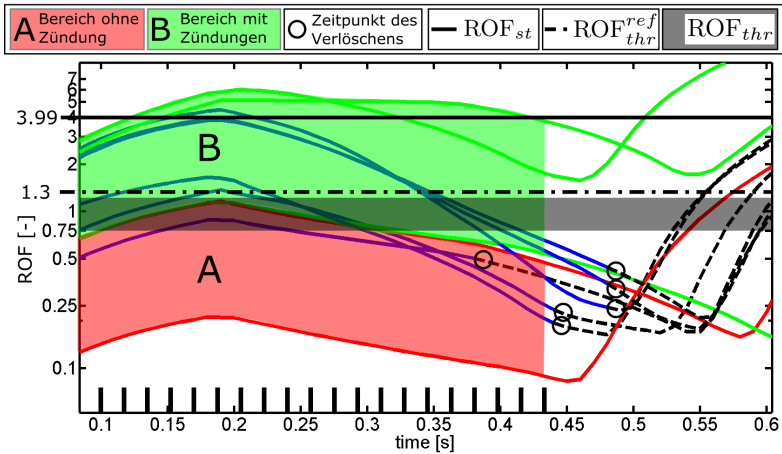
chem Vorlauf eine Serie von 51 konsekutiven Zünderfolgen erzielt werden.

Während das Massenstromverhältnis, die J-Zahl und wasserstoffseitigen Durchströmungseigenschaften der Injektoren für die ausbleibende Ausbreitung der Verbrennungszone der LOX/GH<sub>2</sub>-Versuche als relevante Parameter identifiziert werden konnten, kam es nicht zum Verlöschen der Verbrennung nach Ankerung an der Injektorstirnplatte. Für die LOX/GCH<sub>4</sub>-Versuche ergibt sich dagegen ein diversifizierteres Bild: Wiederum konnten die drei oben genannten Kennzahlen als relevante Parameter für eine erfolgreiche Ausbreitung der Verbrennungszone identifiziert werden, sowie Schwellwerte angegeben werden. Zusätzlich kam es jedoch auch zum Verlöschen der Verbrennung in Funktion dieser Parameter und zu hochfrequenten Brennkammerinstabilitäten, die ebenfalls zur Verlöschung der Verbrennung führten.

Die asymmetrischen Ankerungszeitpunkte der Verbrennungszone für unterschiedliche Orte an der Injektorstirnplatte für LOX/GCH<sub>4</sub>-Versuche entsprechen der räumlich asymmetrischen Einströmung des LOX und verdeutlichen die Sensitivität dieser Treibstoffkombination in Bezug auf die ROF-Dynamik. Darüber hinaus konnte das Auftreten von Rückzündungen der Brennkammer durch die Düse und dessen Druckdynamik dokumentiert werden. Diese Ergebnisse verdeutlichen die Sensitivität von LOX/GCH<sub>4</sub> bezüglich des Zündprozesses und der Stabilisierung der turbulenten Verbrennung für koaxiale Scherinjektoren in Raketenbrennkammern.

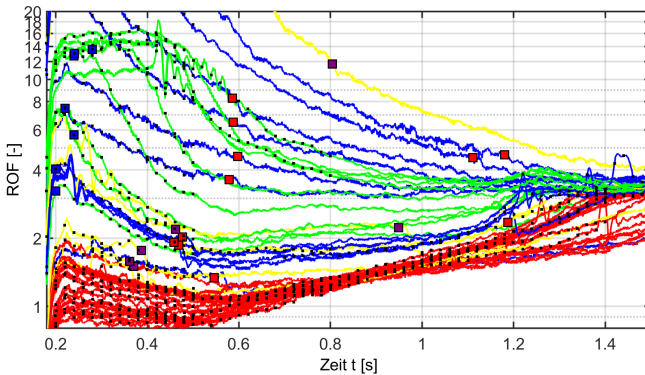


(a) ROF-Verläufe für LOX/GCH4-Versuche



(b) Schematische Darstellung der ROF-Verläufe für LOX/GCH4-Versuche

Abbildung 6.22.: ROF-Verläufe und deren schematisierte Darstellung für LOX/GCH4-Versuche ohne Rückzündungen durch die Düse ('BKA-LAZ-15-11run7'). Rot: keine Zündung; grün: erfolgreiche Zündung; blau: Zündung mit Verlöschung.



(a) ROF-Verläufe des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run9' ohne Rückzündungen

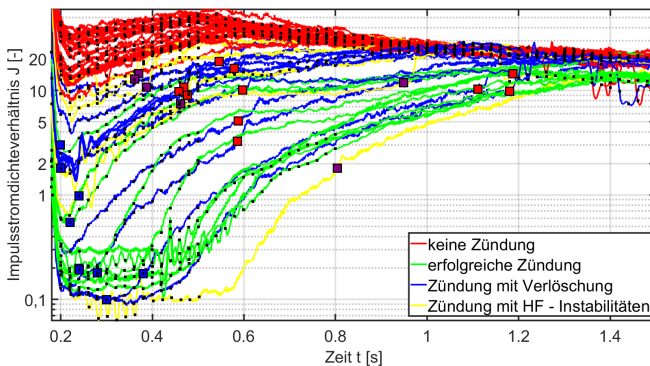
(b) Impulsstromdichteverhältnis  $J$  des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run9' ohne Rückzündungen

Abbildung 6.23.: Zündungsrelevante Parameter des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run09' (LOX/GCH<sub>4</sub>) ohne Rückzündungen. Schwarze Quadrate: Laserpulse; blaue Quadrate: Laserpuls, der zur Zündung führte; rote Quadrate: Verlöschzeitpunkt der Verbrennung ohne hochfrequente Instabilitäten; violette Quadrate: Verlöschzeitpunkt der Verbrennung mit hochfrequenten Instabilitäten.

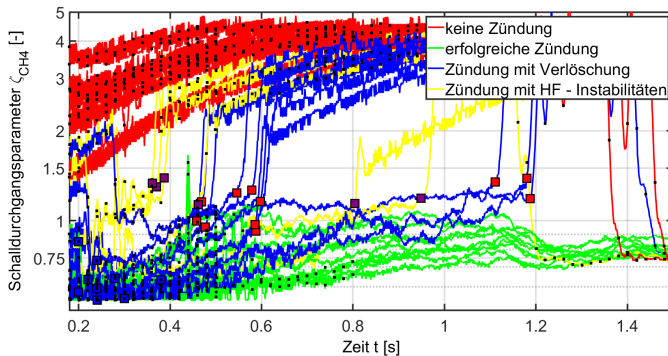
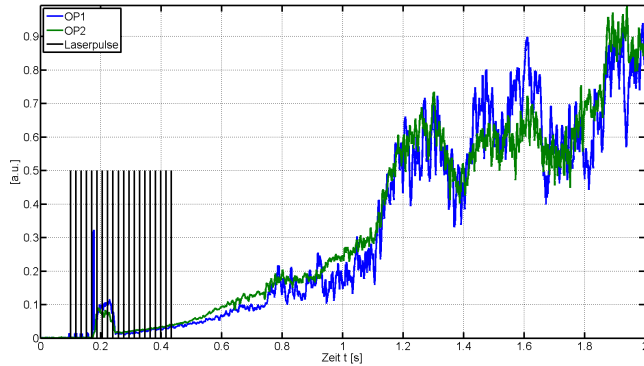
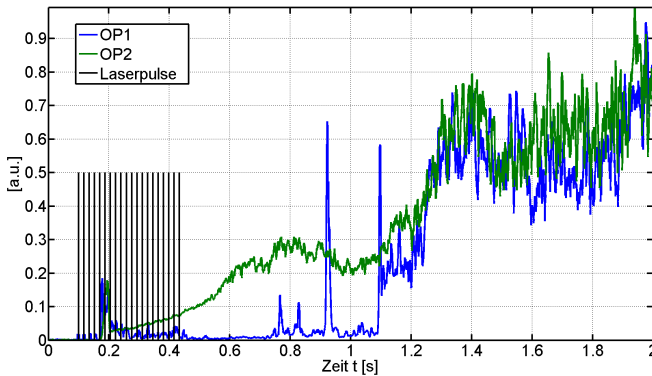


Abbildung 6.24.: Schalldurchgangparameter für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-11run9 (LOX/GCH4). Schwarze Quadrate: Laserpulse; blaue Quadrate: Laserpuls, der zur Zündung führte; rote Quadrate: Verlöschzeitpunkt der Verbrennung ohne hochfrequente Instabilitäten; violette Quadrate: Verlöschzeitpunkt der Verbrennung mit hochfrequenten Instabilitäten.

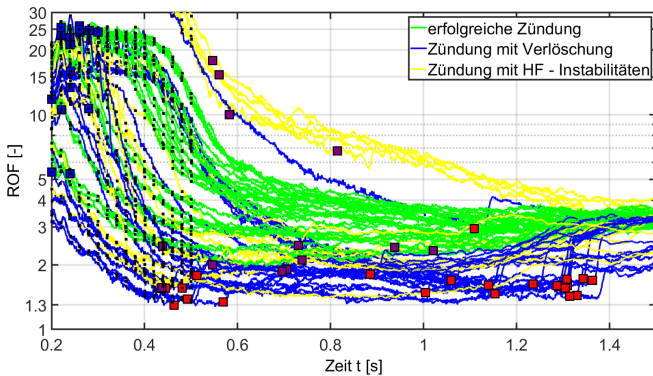


(a) Symmetrische Ankerung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte.

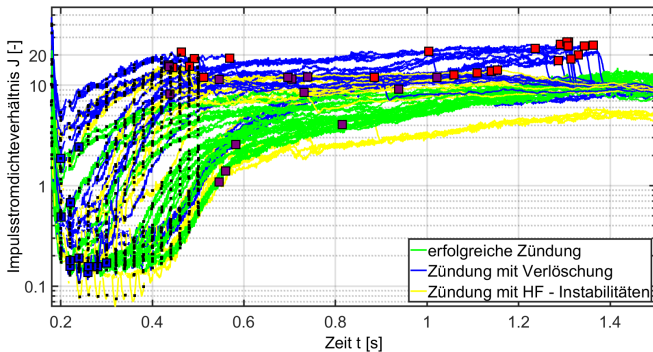


(b) Asymmetrische Ankerung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte

Abbildung 6.25.: Unterschiedliche Dynamik der Ankerung der Verbrennungszone an der Injektorstirnplatte für die Versuche mit LOX/GCH<sub>4</sub>. Die Daten  $I(t_i)$  sind über 1 ms gleitend gemittelt:  $I(t_i) = \sum_{j=i-50}^{i+49} I(t_j) / 100$ . Die Laserpulse sind daher als vertikale schwarze Linien hinzugefügt worden.



(a) ROF-Verläufe des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run10'



(b) Impulsstromverhältnisverläufe des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run10'

Abbildung 6.26.: ROF-Verläufe und deren Impulsstromdichteverhältnisverläufe des Testlaufs 'BKA-LAZ-15-11run10' (LOX/GCH4). Schwarze Quadrate: Laserpulse; blaue Quadrate: Laserpuls, der zur Zündung führte; rote Quadrate: Verlöschen der Verbrennung ohne hochfrequente Instabilitäten; violette Quadrate: Verlöschen der Verbrennung mit hochfrequenten Instabilitäten.

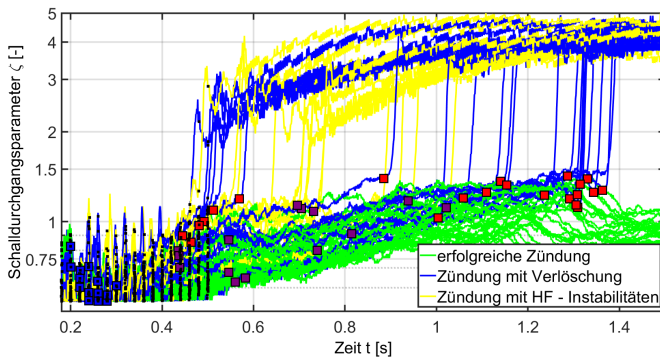


Abbildung 6.27.: Schalldurchgangsparameter für die einzelnen Zündversuche während des Testlaufs BKA-LAZ-15-11run10 (LOX/GCH<sub>4</sub>). Schwarze Quadrate: Laserpulse; blaue Quadrate: Laserpuls, der zur Zündung führte; rote Quadrate: Verlöschen der Verbrennung ohne hochfrequente Instabilitäten; violette Quadrate: Verlöschen der Verbrennung mit hochfrequenten Instabilitäten.

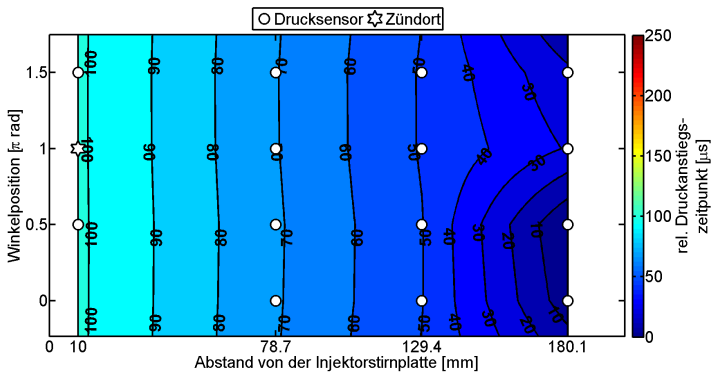


Abbildung 6.28.: Zeitpunkte der Druckerstiege in  $\mu\text{s}$  der dynamischen Drucksensoren um  $\Delta P = 1,5$  bar bezogen auf den Anstiegszeitpunkt des ersten Drucksensors für einen LOX/GCH<sub>4</sub> Zündversuch mit Rückzündung durch die Düse.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die laserbasierte Zündung von kryogenen Raketenbrennkammern für die Treibstoffkombinationen LOX/GH<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> untersucht.

Nach der Einführung in das Themenfeld und Literaturstudie zum Thema, wurden vier erfolgskritische, konsekutive Phasen des Laserzündprozesses herausgearbeitet und deren Bedingungen beschrieben: Die Erzeugung eines laser-induzierten Plasmas, die Entwicklung einer selbsterhaltenden Verbrennungszone, die Ausbreitung dieser Zone im Strömungsfeld der Brennkammer und die anschließende Stabilisierung und Ankerung der Verbrennungszone an den Injektoren. Anschließend wurden Integrationsoptionen von Laserzündsystemen in Raketenbrennkammern formuliert und diskutiert.

Um den Anteil der absorbierten Laserpulsenergie durch die Treibstoffe am Ort der Zündung zu bestimmen, wurde ein eindimensionales, zeitabhängiges Modell zur Berechnung der freien Elektronendichte auf ein zweidimensionales Gitter übertragen. Dieses Modell konnte durch den Vergleich mit publizierten experimentellen Resultaten bewertet und auf das in dieser Arbeit verwendete Lasersystem und gasförmige Treibstoffe angewendet werden. Dies ermöglichte die Bestimmung des Energieeintrags in Funktion der Laserpulsenergie und der räumlichen Treibstoffverteilung. Auf Basis dieser Ergebnisse konnte die Positionierung des laserinduzierten Plasmas in der Scherschicht der Treibstoffe optimiert werden, um die verfügbare Laserpulsenergie in Bereichen mit zündfähigem Treibstoffgemisch zu maximieren.

Die experimentellen Aspekte der vorliegenden Arbeit teilen sich einerseits in Grundlagenuntersuchungen am Prüfstand M3.1 des DLR Instituts für Raumfahrtantriebe an einer optisch zugänglichen Modellbrennkammer, repräsentativ für ein RCS-Triebwerk, und andererseits in Technologietests an einer Brennkammer mit einem Einspritzkopf mit 15 Koaxialinjektoren am Europäischen Forschungs- und Technologieprüfstand P8 des gleichen Instituts. Die zwei verwendeten, miniaturisierten und diodengepumpten Lasersysteme wurden in allen Tests direkt an der Brennkammerwand angebracht und die Laserpulse mit einem radial integrierten optischen Tubus in den Brennraum eingekoppelt und fokussiert. Dabei wurden Pulsketten von 12 bzw. 20 Einzelpulsen mit ca. 20 ms Pulsabstand erzeugt.

Für die RCS-Brennkammertests wurden ein Einspritzkopf mit fünf Scherkoaxialinjektoren sowie ein Einspritzkopf mit Treibstoffeinströmung durch eine poröse Platte genutzt. Der Versuchsaufbau erlaubte durch laterale Fenster in der Brennkammer die Visualisierung des Zündvorgangs durch kombinierte Schlieren- und Chemilumineszenzaufnahmen mittels Hochgeschwindigkeitskameras. Da eine potentielle Anwendung der Laserzündung in Oberstufentriebwerken die Zündung in großen Flughöhen einschließt, wurden Tests in Grobvakuumbedingungen in der Brennkammer vor Einspritzung der Treibstoffe realisiert. Der geringe Druck führte zu schlagverdampfendem Sauerstoff und Überschallströmungen des Brennstoffs, die den Zünderfolg vom Zündort abhängig machten.

Für die koaxiale Einspritzung der Treibstoffe LOX/GH<sub>2</sub> wurde neben der Zündung durch laser-induzierten Gasdurchbruch (LPI) an unterschiedlichen Orten innerhalb der Brennkammer auch die Zündung durch Ablation (LAI) an Ablationselementen aus zwei unterschiedlichen Kupferlegierungen untersucht. Für beide Konzepte wurden die Zündzuverlässigkeit sowie die minimalen Pulsenergien (MPE-I) in Abhängigkeit der Position des Zündplasmas und des Ablationsmaterials bestimmt. Dabei wurden für LAI unabhängig von den verwendeten Legierungen mit 1,7 Millijoule kleinere

MPE-I bestimmt als für LPI mit 2,6 Millijoule. Für die letztgenannte Konfiguration fällt die MPE-I mit wachsendem Abstand zur Injektorstirnplatte, was auf die bessere Durchmischung der Treibstoffe und die reduzierten Strömungsgeschwindigkeiten zurückgeführt werden kann. Mit Ausnahme des injektornächsten Zündortes konnte mit der zur Verfügung stehenden maximalen Laserpulsenergie von 33,2 Millijoule die Zündung der Brennkammer unabhängig vom Zündort sichergestellt werden. Neben der minimal notwendigen Pulsenergie wurde die Flammenausbreitung und Druckentwicklung in der Brennkammer charakterisiert, die entscheidend vom Ort der Zündung abhängt.

Für die Brennstoffeinspritzung durch eine poröse Platte wurde neben der Treibstoffkombination LOX/GH<sub>2</sub> auch die Kombination LOX/GCH<sub>4</sub> untersucht. Für beide Kombinationen wurden Tests unter Boden- als auch Höhenbedingungen getestet und jeweils die minimalen Pulsenergien bestimmt. Für die Treibstoffkombination LOX/GCH<sub>4</sub>, Höhenbedingungen und der Energiedeposition nahe der Injektorstirnfläche konnte mit der zur Verfügung stehenden Laserpulsenergie keine Zündung erreicht werden. Für Bodenbedingungen lagen die MPE-I für beide Treibstoffkombination bei 1,7 Millijoule, während die Höhenbedingungen zu signifikant höheren MPE-I für LOX/CH<sub>4</sub> führten. Dieser Effekt ist insbesondere auf die engeren Zündgrenzen und die durch die optischen Diagnostiken verifizierte, langsamere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von LOX/GCH<sub>4</sub> verglichen mit LOX/GH<sub>2</sub> zurückzuführen.

Für die Zündung einer Hauptbrennkammer an der Startrampe oder Anwendungen bei der die Treibstoffeinspritzung vor Zündung ein Druckniveau oberhalb von 1 bar induziert, wurde die Laserzündung an einem Versuchsträger am Europäischen Forschungs- und Technologieprüfstand P8 des DLR erprobt. Für diese Brennkammer wurden die Treibstoffkombinationen LOX/GH<sub>2</sub> und LOX/GCH<sub>4</sub> getestet. Die Fokusebene des Laserzünders lag dabei in der Scherschicht eines Koaxialinjektors des wandnächsten Injektorrings. Bei

diesen Versuchen wurden die Auswirkungen der Zündungssequenzierung und der Positionierung des Zündplasmas auf den Zünderfolg, den Zündüberdruck, den Zündverzug und die Druckausbreitung innerhalb der Brennkammer charakterisiert. Für die Treibstoffkombination LOX/GH<sub>2</sub> wurden insgesamt 1314 individuelle laserbasierte Zündtests und für LOX/GCH<sub>4</sub> 259 individuelle laserbasierte Zündtests durchgeführt.

Für die LOX/GH<sub>2</sub> konnte das Massenstromverhältnis, das Impulsstromdichteverhältnis und die wasserstoffseitige Durchströmungseigenschaften der Injektoren als limitierender Faktor für eine erfolgreiche Zündung identifiziert werden. Der Zündverzug von 70 Mikrosekunden zwischen Laserplasma und Durckanstieg um 1 bar ist signifikant kürzer für LOX/GH<sub>2</sub> als der Zündverzug von 200 Microsekunden für LOX/GCH<sub>4</sub>. Der Zündüberdruck ist stark von der Sequenzierung und dem Zündzeitpunkt abhängig. Durch eine angepasste Sequenzierung konnte für 720 konsekutive LOX/GH<sub>2</sub> Versuche die zuverlässige Zündung sichergestellt werden. Nach erfolgreicher Ausbreitung der Verbrennungszone in der Brennkammer, kam es für die LOX/GH<sub>2</sub> Versuche nicht zum Verlöschen der Verbrennung.

Für die Treibstoffkombination LOX/GCH<sub>4</sub> war dagegen eine sauerstoffreiche Sequenzierung notwendig, um ein Verlöschen oder Ausblasen der Verbrennung zu verhindern. Zusätzlich wurden hierzu die Schwellwerte für das Massenstromverhältnis, das Impulsstromdichteverhältnis und die methanseitige Durchströmungseigenschaften der Injektoren bestimmt. Trotz dieser sequenziellen Optimierung konnte für die LOX/GCH<sub>4</sub>-Versuche das Auftreten von hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten während des Zündprozesses und anschließendem Verlöschen der Verbrennung nicht verhindert werden. Hierfür konnte die resonante Kopplung der Strömungseigenschaften innerhalb der Injektoren und der Brennkammer als notwendige Bedingung identifiziert werden. Im Kontext der aktuell diskutierten Optionen für LOX/LCH<sub>4</sub>-Triebwerke der

zukünftigen Trägersysteme in Europa [IGR<sup>+</sup>17] stellen diese Erkenntnisse zur Verbrennungsdynamik während des Zündprozesses eine wichtige Grundlage für weitere Forschungsaktivitäten dar.

Insgesamt hat sich trotz des zeitlich und räumlich lokalisierten Energieeintrags die in dieser Arbeit präsentierte Integration der laserbasierten Zündmethode als zuverlässige Technologie beim Einsatz an unterschiedlichen Raketenbrennkammerprüfständen unter Boden- und Höhenbedingungen für LOX/GH<sub>2</sub> erwiesen. Gleiches gilt für LOX/GCH<sub>4</sub> bei optimierter Sequenzierung der Treibstoffversorgung.

**Ausblick** Aktuell wird das in dieser Arbeit eingesetzte Laserzündsystem für das LOX/LNG Demonstratortriebwerk LUMEN des DLR am P8 erprobt, während ArianeGroup ein ähnliches Zündsystem im Auftrag der ESA an einem Demonstratortriebwerk mit LOX/LH<sub>2</sub> [FMK<sup>+</sup>19] getestet hat. Die technologische Entwicklung von Laserzündern für den Raumfahrtbereich hat in den letzten fünf Jahren in Europa und Russland eine hohe Dynamik erfahren. Gleichzeitig ist jedoch eine Verwendung in Flugsystemen noch nicht absehbar.

Für Prüfstandsanwendungen stellt die laserbasierte Zündung gleichzeitig erweiterte Diagnostikmöglichkeiten innerhalb des Brennraums zur Verfügung: So kann das erzeugte Laserplasma neben der Zündung auch zur laserinduzierten Spektroskopie (LIBS) verwendet werden [SBO18]. Zudem eignet sich die zeitlich und räumlich präzise definierte Zündung als Randbedingung für numerische Untersuchungen zur Verifizierung von Vergleichsrechnungen.

Zukünftige Forschungsfragestellungen sollten sich auf die Anwendung der Laserzündungsprozesses auf die Kombinationen LOX/LH<sub>2</sub>, LOX/LCH<sub>4</sub> und LOX/LNG beziehen, da in der vorliegenden Arbeit nur gasförmige Brennstoffe untersucht wurden. Für Wiederzündbedingungen für die sowohl Brennstoff als auch Oxidator als zweiphasige oder flüssige Phase zum Zündzeitpunkt vorliegen, kann sich die Zündndynamik ändern oder die notwendige Laserpulsenergie er-

Versuchskonfiguration	MPE-I [mJ]	Pulslänge [ns]	maximale Leistung [kW]
demonstrierter Transport durch Faser [DRY14] (kagome type hollow core photonic crystal fiber)	30	30	1879
Pentainjektor, LOX/GH2, Höhenbed., LAI2	1,7	2,3	1389
API, Konfig. 1 (LOX/GH2, Bodenbed.), L1	1,7	2,3	1389
API, Konfig. 1 (LOX/GH2, Bodenbed.), L2	1,7	2,3	1389
API, Konfig. 2 (LOX/GH2, Höhenbed.), L2	1,7	2,3	1389
API, Konfig. 3 (LOX/GCH4, Bodenbed.), L1	0,8	2,3	654
API, Konfig. 3 (LOX/GCH4, Bodenbed.), L2	1,7	2,3	1389

Tabelle 7.1.: Vergleich der experimentell bestimmten minimalen Pulsleistungen und der maximalen fasertransportierten Pulsleistung von Dumitrache et al. [DRY14].

höhen. Zu dieser Randbedingung kann es beispielsweise bei der Wiederzündung eines Oberstufentriebwerks kommen, nachdem der Einspritzkopf durch den vorherigen Betrieb stark abgekühlt wurde. Die experimentell bestimmten minimalen Zündenergien und daraus ableitbaren Laserpulsleistungen liegen im Bereich des faserbasierten Laserpulstransports, der für das Verteilen („Multiplexing“) der Laserpulse eines zentralen Lasersystems notwendig ist (siehe Konfiguration (a) in Abb. 3.17): Joshi et al. [JWY12] demonstrieren

---

den Transport von Pulsenergien von  $E_p = 25$  mJ in 50 Nanosekunden und Dumitrache et al. [DRY14] beschrieben den erfolgreichen Transport von  $E_p = 30$  mJ in 30 Nanosekunden bei einer Strahlgüte von  $M^2 = 1,4$ . Der Vergleich in Tabelle 7.1 belegt daher die Möglichkeit der Entwicklung von faserbasierten Zündlaserarchitekturen mit Hochenergiefasern. Diese Zünderarchitektur stellt eine einfachere Integration des Lasersystems in bestehende Triebwerksarchitekturen entfernt von großen Temperaturgradienten und Strukturvibrationen nahe des Einspritzkopfes in Aussicht. Gleichzeitig eröffnet eine solche Anwendung die Nutzung eines Lasers für mehrere Brennkammern oder eine Multipunktzündung innerhalb einer Brennkammer. Als mögliche Anwendung kommen Trägersysteme mit mehreren identischen Brennkammern in Betracht, wie sie für das Trägersystem Ariane Next mit sieben Prometheus-Triebwerken in der Hauptstufe diskutiert wird [IGR<sup>+</sup>17].

Auf Basis der identifizierten MPE, deren Untersuchung durch das ESA Forschungsprojekt „Laser ignition technology“ ermöglicht wurde, wird derzeit die faserbasierte Laserzündtechnologie im Rahmen eines weiteren Forschungsprojektes der ESA unter Leitung des DLR in Kooperation mit Silicon Austria Labs (bis 2019: CTR AG) und ArianeGroup weiterentwickelt.



# Literaturverzeichnis

- [ADK<sup>+</sup>19] ALLIOT, P. ; DELANGE, J.-F. ; KORVER, V. D. ; SAN-NINO, J.-M. ; LEKEUX, A. ; VIEILLE, B.: VINCI®, the european reference for ariane 6 upper stage cryogenic propulsive system. In: *Progress in Propulsion Physics* 11 (2019), S. 481–494. ISBN 978–5–94588–228–7
- [ADR70] ALCOCK, A. ; DEMICHELIS, C. ; RICHARDSON, M.: Breakdown and self-focusing effects in gases produced by means of a single-mode ruby laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 6 (1970), Nr. 10, S. 622–629
- [AKK<sup>+</sup>09] ALEKSANDROV, N. L. ; KINDYSHEVA, S. V. ; KUKAEV, E. N. ; STARIKOVSKAYA, S. M. ; STARIKOVSKII, A. Y.: Simulation of the ignition of a methane-air mixture by a high-voltage nanosecond discharge. In: *Plasma Physics Reports* 35 (2009), Oktober, Nr. 10, S. 867–882
- [AVG<sup>+</sup>17] ALMANSOUR, B. ; VASU, S. ; GUPTA, S. B. ; WANG, Q. ; LEEUWEN, R. V. ; GHOSH, C.: Performance of a Laser Ignited Multicylinder Lean Burn Natural Gas Engine. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 139 (2017), Juni, Nr. 11
- [BA10] BROWN, M. S. ; ARNOLD, C. B.: Laser Precision Microfabrication. In: AL., K. S. (Hrsg.): *Laser Precision*

- Microfabrication*. Springer Berlin Heidelberg, 2010, S. 91–120
- [Bal11] BALMER, R. T.: Compressible Fluid Flow. In: BALMER, R. T. (Hrsg.): *Modern Engineering Thermodynamics*. Elsevier, 2011. – ISBN 978–0–12–374996–3, S. 651–691
- [Ban10] BANE, S. P. M.: *Spark ignition: experimental and numerical investigation with application to aviation safety*, California Institute of Technology, Dissertation, 2010
- [Bäu11] BÄUERLE, D. ; BÄUERLE, D. (Hrsg.): *Laser processing and chemistry*. Bd. 3. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011. – ISBN 978–3–642–17613–5
- [BB49] BIONDI, M. A. ; BROWN, S. C.: Measurement of Electron-Ion Recombination. In: *Physical Review* 76 (1949), Dezember, Nr. 11, S. 1697–1700
- [BC15] BAK, M. S. ; CAPPELLI, M. A.: Successive laser ablation ignition of premixed methane/air mixtures. In: *Opt. Express* 23 (2015), Juni, Nr. 11, S. A419–A427
- [BDH91] BAUDART, P. ; DUTHOIT, V. ; HARLAY, J.: Numerical simulation of cryotechnic rocket engine ignition. In: *27th Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 1991
- [BG66] BEBB, H. B. ; GOLD, A.: Multiphoton Ionization of Hydrogen and Rare-Gas Atoms. In: *Physical Review* 143 (1966), März, Nr. 1, S. 1–24
- [BGEL47] BLANC, M. V. ; GUEST, P. G. ; ELBE, G. von ; LEWIS, B.: Ignition of Explosive Gas Mixtures by Electric

- Sparks. I. Minimum Ignition Energies and Quenching Distances of Mixtures of Methane, Oxygen, and Inert Gases. In: *The Journal of Chemical Physics* 15 (1947), November, Nr. 11, S. 798–802
- [BGI04] BELYAEV, V. S. ; GUTERMAN, V. Y. ; IVANOV, A. V.: The study of theoretical and experimental feasibilities of the rocket fuel components ignition by laser radiation. In: *Proc. SPIE* 5482 (2004), S. 154-164
- [BGV16] BRIANT, S. A. O. ; GUPTA, S. B. ; VASU, S. S.: Review: laser ignition for aerospace propulsion. In: *Propulsion and Power Research* 5 (2016), Nr. 1, S. 1–21. – ISSN 2212–540X
- [BGW<sup>+</sup>12] BEAUDOU, B. ; GERÔME, F. ; WANG, Y. Y. ; ALHARBI, M. ; BRADLEY, T. D. ; HUMBERT, G. ; AUGUSTE, J.-L. ; BLONDY, J.-M. ; BENABID, F.: Millijoule laser pulse delivery for spark ignition through kagome hollow-core fiber. In: *Opt. Lett.* 37 (2012), April, Nr. 9, S. 1430
- [BI04] BEDUNEAU, J.-L. ; IKEDA, Y.: Spatial characterization of laser-induced sparks in air. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 84 (2004), Nr. 2, S. 123 – 139. – ISSN 0022–4073
- [BJVV60] BARRÈRE, M. ; JAUMOTTE, A. ; VEUBEKE, B. F. ; VANDENKERCKHOVE, J.: *Rocket Propulsion*. Elsevier Publishing Company, 1960
- [BK81] BRUECK, S. R. J. ; KILDAL, H.: Laser-induced dielectric breakdown in cryogenic liquids. In: *Journal of Applied Physics* 52 (1981), Februar, Nr. 2, S. 1004–1010

- [BKN<sup>+</sup>09] BEDUNEAU, J. ; KAWAHARA, N. ; NAKAYAMA, T. ; TOMITA, E. ; IKEDA, Y.: Laser-induced radical generation and evolution to a self-sustaining flame. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Nr. 3, S. 642 - 656. – ISSN 0010–2180
- [BKO13] BRIESCHENK, S. ; KLEINE, H. ; O'BYRNE, S.: On the measurement of laser-induced plasma breakdown thresholds. In: *Journal of Applied Physics* 114 (2013), September, Nr. 9, S. 093101
- [BL75] BALLAL, D. R. ; LEFEBVRE, A. H.: The influence of flow parameters on minimum ignition energy and quenching distance. In: *Symposium (International) on Combustion* 15 (1975), Januar, Nr. 1, S. 1473–1481. – ISSN 0082–0784
- [BLSB16] BÄRWINKEL, M. ; LORENZ, S. ; STÄGLICH, R. ; BRÜGGEMANN, D.: Influence of focal point properties on energy transfer and plasma evolution during laser ignition process with a passively q-switched laser. In: *Optics Express* 24 (2016), Juni, Nr. 14, S. 15189–15203
- [BMKO17] BÖRNER, M. ; MANFLETTI, C. ; KROUPA, G. ; OSCHWALD, M.: Repetitive laser ignition by optical breakdown of a LOX/H<sub>2</sub> rocket combustion chamber with multi-injector head configuration. In: *CEAS Space Journal* 9 (2017), Juni, Nr. 3, S. 289–297. – ISSN 1868–2510
- [Böc15] BÖCK, L. R.: *Deflagration-to-Detonation Transition and Detonation Propagation in H<sub>2</sub>-Air Mixtures with Transverse Concentration Gradients*, Technische Universität München, Dissertation, 2015

- [Bök11] BÖKER, D.: *Laserinduzierte Plasmen zur Zündung von Wasserstoff-Luft-Gemischen bei motorrelevanten Drücken*, Universität Bayreuth, Dissertation, 2011
- [Bör16] BÖRNER, M.: DLR-LA-ZU-RP-041: LAI target trade-off & design / Institut für Raumfahrtantriebe, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. 2016. – Forschungsbericht
- [Bru78] BRUMME, G.: Laserinduzierter Gasdurchbruch. In: *Kommission der Europaischen Gemeinschaften - Grundlagenforschung: Physik und Chemie, EGKS-EWG-EAG, Bruessel-Luxemburg* (1978). – ISSN 92–825–0216–3
- [BSSW04] BRADLEY, D. ; SHEPPARD, C. ; SUARDJAJA, I. ; WOOLLEY, R.: Fundamentals of high energy spark ignition with lasers. In: *Combustion and Flame* 138 (2004), Nr. 1-2, S. 55 – 77. – ISSN 0010–2180
- [Car13] CARDIN, C.: *Expremental study of physical-chemical phenomenon of ignition in laminar and turbulent flows*, INSA de Rouen, Dissertation, 2013
- [CD08] CICCARELLI, G. ; DOROFEEV, S.: Flame acceleration and transition to detonation in ducts. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 34 (2008), August, Nr. 4, S. 499–550
- [CDJK86] CHAMPION, M. ; DESHAIES, B. ; JOULIN, G. ; KINOSHITA, K.: Spherical flame initiation: Theory versus experiments for lean propane-air mixtures. In: *Combustion and Flame* 65 (1986), Nr. 3, S. 319 – 337. – ISSN 0010–2180

- [CF92] CHIGIER, N. ; FARAGO, Z.: MORPHOLOGICAL CLASSIFICATION OF DISINTEGRATION OF ROUND LIQUID JETS IN A COAXIAL AIR STREAM. In: *Atomization and Sprays* 2 (1992), Nr. 2, S. 137–153
- [CJCP86] CHÝLEK, P. ; JARZEMBSKI, M. A. ; CHOU, N. Y. ; PINNICK, R. G.: Effect of size and material of liquid spherical particles on laser-induced breakdown. In: *Applied Physics Letters* 49 (1986), nov, Nr. 21, S. 1475–1477
- [CJS<sup>+</sup>87] CHÝLEK, P. ; JARZEMBSKI, M. A. ; SRIVASTAVA, V. ; PINNICK, R. G. ; PENDLETON, J. D. ; CRUNCLETON, J. P.: Effect of spherical particles on laser-induced breakdown of gases. In: *Appl. Opt.* 26 (1987), März, Nr. 5, S. 760–762
- [CJSP90] CHYLEK, P. ; JARZEMBSKI, M. A. ; SRIVASTAVA, V. ; PINNICK, R. G.: Pressure dependence of the laser-induced breakdown thresholds of gases and droplets. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), Mai, Nr. 15, S. 2303–2306
- [CKK<sup>+</sup>15] CHOI, S. ; KIM, T. Y. ; KIM, H. K. ; KOO, J. ; KIM, J. S. ; KWON, O. C.: Properties of inverse nonpremixed pure O<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> coflow flames in a model combustor. In: *Energy* 93 (2015), Dezember, Nr. 1, S. 1105 – 1115. – ISSN 0360–5442
- [CKK<sup>+</sup>17] CHOI, S. ; KIM, T. Y. ; KIM, H. K. ; JEUNG, I.-S. ; KOO, J. ; KWON, O. C.: Combustion stability of gaseous CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> coaxial jet flames in a single-element combustor. In: *Energy* 132 (2017), S. 57 – 64. – ISSN 0360–5442

- [CL98] CABALÍN, L. ; LASERNA, J.: Experimental determination of laser induced breakdown thresholds of metals under nanosecond Q-switched laser operation. In: *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 53 (1998), may, Nr. 5, S. 723 - 730. – ISSN 0584–8547
- [CLP00] CHEN, Y.-L. ; LEWIS, J. ; PARIGGER, C.: Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 67 (2000), Oktober, Nr. 2, S. 91–103. – ISSN 0022–4073
- [CMM73] CHAN, C. H. ; MOODY, C. D. ; MCKNIGHT, W. B.: Significant loss mechanisms in gas breakdown at 10.6  $\mu\text{m}$ . In: *Journal of Applied Physics* 44 (1973), März, Nr. 3, S. 1179–1188
- [CMN<sup>+</sup>96] CHICHKOV, B. ; MOMMA, C. ; NOLTE, S. ; ALVENSLEBEN, F. von ; TÜNNERMANN, A.: Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. In: *Applied Physics A* 63 (1996), Nr. 2, S. 109–115. – ISSN 0947–8396
- [Cor65] CORRUCINI, R. J.: Refractive index and dispersion of liquid hydrogen. In: *Commerce Department, National Institute of Standards and Technology (NIST) Technical Note* 323 (1965)
- [CRCB13] CARDIN, C. ; RENO, B. ; CABOT, G. ; BOUKHALFA, A. M.: Experimental analysis of laser-induced spark ignition of lean turbulent premixed flames: New insight into ignition transition. In: *Combustion and Flame* 160 (2013), Nr. 8, S. 1414 - 1427. – ISSN 0010–2180

- [CSD81] CLEMENTS, R. M. ; SMY, P. R. ; DALE, J. D.: An experimental study of the ejection mechanism for typical plasma jet igniters. In: *Combustion and Flame* 42 (1981), Januar, S. 287–295
- [CYO04] CUOCO, F. ; YANG, B. ; OSCHWALD, M.: Experimental Investigation of LOx/H<sub>2</sub> and LOx/CH<sub>4</sub> Sprays and Flames. In: *24th International Symposium on Space Technology and Science*, 2004
- [DC62] DIEKE, G. ; CROSSWHITE, H.: The ultraviolet bands of OH Fundamental data. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 2 (1962), Nr. 2, S. 97 - 199. – ISSN 0022–4073
- [DEC<sup>+</sup>18] DUMONT, E. ; ECKER, T. ; CHAVAGNAC, C. ; WITTE, L. ; WINDELBERG, J. ; KLEVANSKI, J. ; GIAGKOZOGLOU, S.: CALLISTO - Reusable VTVL launcher first stage demonstrator. In: *Space Propulsion Conference 2018, 14.-18.5.2018, Sevilla, Spanien*, 2018
- [Dee14] DEEKEN, J. C.: *Experimentelle Untersuchungen zu neuartigen, porösen Injektoren für den Einsatz in kryogenen Hochdruckraketenantrieben*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2014
- [DeM69] DEMICHELIS, C.: Laser induced gas breakdown: A bibliographical review. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 5 (1969), April, Nr. 4, S. 188 – 202. – ISSN 0018–9197
- [DJHP03] DWYER JR., J. ; HANSEL, J. G. ; PHILIPS, T.: Temperature Influence on the Flammability Limits of Heat Treating Atmospheres / Air Products and Chemicals, Inc. 2003. – Forschungsbericht

- [DLY16] DUMITRACHE, C. ; LIMBACH, C. M. ; YALIN, A. P.: Threshold characteristics of ultraviolet and near infrared nanosecond laser induced plasmas. In: *Physics of Plasmas* 23 (2016), September, Nr. 9, 093515
- [DM12] DI MATTEO, F.: *Modelling and simulation of liquid rocket engine ignition transients*, University of Rome La Sapienza, Dissertation, 2012
- [DMC<sup>+</sup>19] DESMARIAUX, J. ; MORENO, E. C. ; CHAVAGNAC, C. ; TATIOSSIAN, P. ; SAITO, Y. ; DUMONT, E.: CALLISTO reusable vehicle system design. In: *32nd International Symposium on Space Technology and Science*, 2019
- [DMC<sup>+</sup>20] DYRDA, D. M. ; MECHENTEL, F. S. ; CANTWELL, B. J. ; KARP, A. C. ; RABINOVITCH, J. ; JENS, E. T.: Diode Laser Ignition of a Poly(Methyl Methacrylate) and Gaseous Oxygen Hybrid Motor. In: *Journal of Propulsion and Power* (2020), may, S. 1–10
- [DRY14] DUMITRACHE, C. ; RATH, J. ; YALIN, A.: High Power Spark Delivery System Using Hollow Core Kagome Lattice Fibers. In: *Materials* 7 (2014), August, Nr. 8, S. 5700–5710
- [DS15] DEEKEN, J. ; SUSLOV, D.: Axial Pressure and Wall Heat Flux Distribution of a Porous Injector Head (API). In: *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*, 2015
- [Dum17] DUMITRACHE, C.: *Novel laser ignition technique using dual-pulse pre-ionization*, Colorado State University, Dissertation, 2017

- [ECGP13] EYSSARTIER, A. ; CUENOT, B. ; GICQUEL, L. Y. ; POINSOT, T.: Using LES to predict ignition sequences and ignition probability of turbulent two-phase flames. In: *Combustion and Flame* 160 (2013), Juli, Nr. 7, S. 1191–1207
- [EOI<sup>+</sup>18] ENDO, T. ; OKADA, K. ; ITO, Y. ; KIM, W. ; JOHZAKI, T. ; NAMBA, S.: Experiments on laser cleaning of sooted optical windows. In: *Applied Optics* 57 (2018), Dezember, Nr. 36, S. 10522
- [ERG07] EL-RABII, H. ; GABOREL, G.: Laser ignition of flammable mixtures via a solid core optical fiber. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 87 (2007), S. 139-144
- [ESA] ESA-ESTEC, REQUIREMENTS & STANDARDS DIVISION: *Adoption Notice of ISO 16290, Space systems - Definition of the Technology Readiness Levels (TRLs) and their criteria of assessment*
- [Eur18] EUROPEAN CHEMICALS AGENCY: *Candidate List of substances of very high concern for Authorisation: published in accordance with Article 59(10) of the REACH Regulation*. Version: 2018
- [FAHT<sup>+</sup>17] FREYSZ, E. ; AMIARD-HUDEBINE, G. ; TISON, G. ; ORAIN, M. ; D'AUGÈRES, P. B. ; DIDIERJEAN, J.: Study of two nanosecond laser systems for ignition of aeronautic combustion engines, LThA4.3. In: *Laser Ignition Conference 2017*, Optical Society of America, 2017
- [Fia15] FIALA, T.: *Radiation from High Pressure Hydrogen-Oxygen Flames and its Use in Assessing Rocket Com-*

- bustion Instability*. Technical University of Munich, 2015
- [FMK<sup>+</sup>19] FUHRMANN, T. ; MEWES, B. ; KROUPA, G. ; LINDBLAD, K. ; DORSA, A. ; MATTHIJSEN, R. ; UNDERHILL, K.: FLPP ETID: TRL6 reached for Enabling Technologies for Future European Upper Stage Engines, Proceedings of the 8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences. Madrid, Spanien, 1.-4. Juli 2019, 2019
- [FPGB15] FRANQUET, E. ; PERRIER, V. ; GIBOUT, S. ; BRUEL, P.: Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review. In: *Progress in Aerospace Sciences* 77 (2015), aug, S. 25–53
- [FSG<sup>+</sup>17] FIALA, T. ; SATTELMAYER, T. ; GRÖNING, S. ; HARDI, J. ; STÜTZER, R. ; WEBSTER, S. ; OSCHWALD, M.: Comparison Between Excited Hydroxyl Radical and Blue Radiation from Hydrogen Rocket Combustion. In: *Journal of Propulsion and Power* 33 (2017), März, Nr. 2, S. 490–500
- [FVBB02] FRENKEN, G. ; VERMEULEN, E. ; BOUQUET, F. ; B., S.: Development Status of the Ignition System for Vinci. In: *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2002
- [Gay74] GAYDON, A. G.: Hydrogen Flames. In: *The Spectroscopy of Flames*. Dordrecht : Springer Netherlands, 1974. – ISBN 978-94-009-5720-6, S. 99–126
- [Geo17] GEORGE, R.: *Development of new laser ignition strategies : application to aeronautic/space propulsion*, Université Paris-Saclay, Dissertation, Mai 2017

- [GHFD11] GALMICHE, B. ; HALTER, F. ; FOUCHER, F. ; DA-GAUT, P.: Effects of Dilution on Laminar Burning Velocity of Premixed Methane/Air Flames. In: *Energy & Fuels* 25 (2011), März, Nr. 3, S. 948–954
- [GHSO16] GRÖNING, S. ; HARDI, J. S. ; SUSLOV, D. ; OSCHWALD, M.: Injector-Driven Combustion Instabilities in a Hydrogen/Oxygen Rocket Combustor. In: *Journal of Propulsion and Power* 32 (2016), Mai, Nr. 3, S. 560–573
- [GKFC04] GANIN, A. ; KATORGIN, B. ; FATUEV, I. ; CHVANOV, V.: Refinement Of The Ignition System Of The Engines RD-107, RD-108 Propellant Components. In: *Bulletin of SamSU* 32 (2004), Nr. 2
- [GMMA15] GEBEL, G. C. ; MOSBACH, T. ; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Laser-induced blast waves in air and their effect on monodisperse droplet chains of ethanol and kerosene. In: *Shock Waves* 25 (2015), April, Nr. 4, S. 415–429
- [GMS17] GOODWIN, D. G. ; MOFFAT, H. K. ; SPETH, R. L.: *Cantera: An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes*. <http://www.cantera.org>. – Version 2.3.0
- [Gre89] GREEN, J. M.: A premixed hydrogen/oxygen catalytic igniter. In: *25th Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 1989
- [Grö17] GRÖNING, S.: *Untersuchung selbsterregter Verbrennungsinstabilitäten in einer Raketenbrenn-*

- kammer*, Fakultät für Maschinenwesen, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Dissertation, 2017
- [GSHO03] GURLIAT, O. ; SCHMIDT, V. ; HAIDN, O. ; OSCHWALD, M.: Ignition of cryogenic H<sub>2</sub>/LOX sprays. In: *Aerospace Science and Technology* 7 (2003), Oktober, Nr. 7, S. 517 - 531. – ISSN 1270–9638
- [GY08] GLASSMAN, I. ; YETTER, R. A.: *Combustion*. 4. Burlington : Academic Press, 2008. – ISBN 978–0–12–088573–2
- [HBI<sup>+</sup>97] HARILAL, S. ; BINDHU, C. V. ; ISSAC, R. C. ; NAMPOORI, V. P. N. ; VALLABHAN, C. P. G.: Electron density and temperature measurements in a laser produced carbon plasma. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), Nr. 5, S. 2140–2146
- [HH92] HUANG, D. H. ; HUZEL, D. K.: *Modern Engineering for Design of Liquid-Propellant Rocket Engines*. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 1992
- [HKK<sup>+</sup>03] HASEGAWA, K. ; KUSAKA, K. ; KUMAKAWA, A. ; SATO, M. ; TADANO, M. ; TAKAHASHI, H.: Laser Ignition Characteristics of Gox/GH<sub>2</sub> and Gox/GCH<sub>4</sub> Propellants. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit* Bd. 2003-4906, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2003
- [HL05] HARVEY, A. H. ; LEMMON, E. W.: Method for Estimating the Dielectric Constant of Natural Gas Mixtu-

- res. In: *International Journal of Thermophysics* 26 (2005), Nr. 1, S. 31–46. – ISSN 1572–9567
- [HMC04] HURLBERT, B. A. ; MORELAND, R. J. ; CANDEL, S.: Propellant Ignition and Flame Propagation. In: YANG, V. (Hrsg.) ; HABIBALLAH, M. (Hrsg.) ; HULKA, J. (Hrsg.) ; POPP, M. (Hrsg.): *Liquid Rocket Thrust Chambers* Bd. 200. AIAA, Januar 2004, S. 405–435
- [IGR<sup>+</sup>17] IANNETTI, A. ; GIRARD, N. ; RAVIER, N. ; EDELINE, E. ; TCHOU-KIEN, D.: PROMETHEUS, a low cost LOX/CH<sub>4</sub> engine prototype. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2017
- [IHI<sup>+</sup>17] IKEO, T. ; HAGITA, K. ; ISHIKAWA, Y. ; HIGASHI, Y. ; JIKUTANI, N. ; TAIRA, T. ; SUZUDO, T.: Improvement of optical-to-optical conversion efficiency of passively Q-switched micro-laser pumped by VCSEL module, LWA2.2. In: *Laser Ignition Conference 2017*, Optical Society of America, 2017
- [JCB<sup>+</sup>08] JACOBSEN, L. S. ; CARTER, C. D. ; BAURLE, R. A. ; JACKSON, T. A. ; WILLIAMS, S. ; BIVOLARU, D. ; KUO, S. ; BARNETT, J. ; TAM, C.-J.: Plasma-Assisted Ignition in Scramjets. In: *Journal of Propulsion and Power* 24 (2008), Juli, Nr. 4, S. 641–654
- [JWY12] JOSHI, S. ; WILVERT, N. ; YALIN, A. P.: Delivery of high intensity beams with large clad step-index fibers for engine ignition. In: *Applied Physics B* 108 (2012), Nr. 4, S. 925–932. – ISSN 0946–2171

- [KBH<sup>+</sup>20] KLEIN, S. ; BÖRNER, M. ; HARDI, J. S. ; SUSLOV, D. ; OSCHWALD, M.: Injector-coupled thermoacoustic instabilities in an experimental LOX-methane rocket combustor during start-up. In: *CEAS Space Journal* 12 (2020), Januar, Nr. 2, S. 267–279
- [KCK<sup>+</sup>16] KIM, T. Y. ; CHOI, S. ; KIM, H. K. ; JEUNG, I.-S. ; KOO, J. ; KWON, O. C.: Combustion properties of gaseous CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> coaxial jet flames in a single-element combustor. In: *Fuel* 184 (2016), November, S. 28–35
- [KHR97] KENNEDY, P. K. ; HAMMER, D. X. ; ROCKWELL, B. A.: Laser-induced breakdown in aqueous media. In: *Progress in Quantum Electronics* 21 (1997), Nr. 3, S. 155 - 248. – ISSN 0079–6727
- [KIOO11] KUMAMOTO, A. ; ISEKI, H. ; ONO, R. ; ODA, T.: Measurement of minimum ignition energy in hydrogen-oxygen-nitrogen premixed gas by spark discharge. In: *Journal of Physics: Conference Series* 301 (2011), Juni, S. 012039
- [KK09] KUNDRAPU, M. ; KEIDAR, M.: Laser ablation of metallic targets with high fluences: Self-consistent approach. In: *Journal of Applied Physics* 105 (2009), April, Nr. 8, S. 083302
- [KKGJ12] KUZNETSOV, M. ; KOBELT, S. ; GRUNE, J. ; JORDAN, T.: Flammability limits and laminar flame speed of hydrogen–air mixtures at sub-atmospheric pressures. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 37 (2012), November, Nr. 22, S. 17580–17588. – ISSN 0360–3199
- [KKMS92] KOSSYI, I. A. ; KOSTINSKY, A. Y. ; MATVEYEV, A. A. ; SILAKOV, V. P.: Kinetic scheme of the non-

- equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures. In: *Plasma Sources Science and Technology* 1 (1992), August, Nr. 3, S. 207
- [KKS<sup>+</sup>04] KUMAKAWA, A. ; KUSAKA, K. ; SATO, M. ; HASEGAWA, K. ; TAKAHASHI, H.: Experimental Study on a Laser Ignited Thruster made of Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. In: *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2004
- [Kle17] KLEIN, S.: *Analyse akustischer Phänomene während des Zündungsprozesses von kryogenem Sauerstoff und Methan in einer experimentellen Raketenbrennkammer*, Fakultät für Maschinenwesen, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Diplomarbeit, 2017
- [KMF<sup>+</sup>10] KOGA, J. K. ; MORIBAYASHI, K. ; FUKUDA, Y. ; BULANOV, S. V. ; SAGISAKA, A. ; OGURA, K. ; DAIDO, H. ; YAMAGIWA, M. ; KIMURA, T. ; FUJIKAWA, T. ; EBINA, M. ; AKIHAMA, K.: Simulation and experiments of the laser induced breakdown of air for femtosecond to nanosecond order pulses. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (2010), Nr. 2
- [KMR<sup>+</sup>03] KOPECEK, H. ; MAIER, H. ; REIDER, G. ; WINTER, F. ; WINTNER, E.: Laser ignition of methane–air mixtures at high pressures. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 27 (2003), April, Nr. 4, S. 499–503. – ISSN 0894–1777
- [Kon03] KONDO, S.: Calculation of minimum ignition energy of premixed gases. In: *Journal of Hazardous Materials* 103 (2003), Oktober, Nr. 1-2, S. 11–23

- [Kro17] KROUPA, G.: Laser Ignition for Space Applications using a Rugged and Highly Miniaturized Nd:YAG Laser System, LThA4.1. In: *Laser Ignition Conference 2017*, Optical Society of America, 2017, S. LThA4.1
- [Kwa12] KWAN, W.: Redundant Ignition System Development Overview for the VINCI Engine. In: *Space Propulsion Conference 2012, 7.-10. Mai 2012, Bordeaux, Frankreich*, 2012
- [Lac09] LACAZE, G.: *Simulation aux Grandes Echelles de l'allumage de moteurs fusées cryotechniques*, Université de Toulouse, Dissertation, 2009
- [Lag16] LAGIER, R.: Ariane 5 User's Manual Issue 5 Revision 2 / Arianespace. 2016. – Forschungsbericht
- [LBH<sup>+</sup>15] LORENZ, S. ; BÄRWINKEL, M. ; HEINZ, P. ; LEHMANN, S. ; MÜHLBAUER, W. ; BRÜGGEMANN, D.: Characterization of energy transfer for passively Q-switched laser ignition, OSA, Februar 2015, S. 2647–2659
- [LCPO09] LACAZE, G. ; CUENOT, B. ; POINSOT, T. ; OSCHWALD, M.: Large eddy simulation of laser ignition and compressible reacting flow in a rocket-like configuration. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), jun, Nr. 6, S. 1166–1180
- [LE87] LEWIS, B. ; ELBE, G. von: *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. 3. ACADEMIC PRESS INC., 1987. – ISBN 0123958881
- [LFY<sup>+</sup>15] LI, X. ; FAN, R. ; YU, Y. ; YU, X. ; CHEN, D. ; SUN, R.: Laser Spark Ignition of LOX/LCH4 Propellant on

- an Optically-Accessible Combustor. In: *Laser Ignition Conference*, Optical Society of America, 2015
- [LHM10] LEMMON, E. ; HUBER, M. ; MCLINDEN, M. ; NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY, STANDARD REFERENCE DATA PROGRAM (Hrsg.): *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP*. Version 9.0. National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, 2010
- [LHS09] LUX, J. ; HAIDN, O. ; SUSLOV, D.: *Brennkammervorrichtung und Verfahren zum Betrieb einer Brennkammervorrichtung, Patentnummer: PCT/EP2009/056,647*. Dezember 2009
- [Lid04] LIDE, D.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition*. Taylor & Francis, 2004 (Bd. 85). – ISBN 9780849304859
- [Lio94] LIOU, L. C.: Laser Ignition in Liquid Rocket Engines. In: *30th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA-94-2980, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 1994
- [LKW<sup>+</sup>15] LAMANNA, G. ; KAMOUN, H. ; WEIGAND, B. ; MANFLETTI, C. ; REES, A. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M. ; STEELANT, J.: Flashing Behavior of Rocket Engine Propellants. In: *Atomization and Sprays* 25 (2015), Nr. 10, S. 837–856
- [LSO09] LACAZE, G. ; SCHMIDT, V. ; OSCHWALD, M.: Laser Ignition in a Micro-Combustor, *ProcessEng Engineering*, 2009, S. 97–131

- [LST00] LINDE, D. von d. ; SOKOLOWSKI-TINTEN, K.: The physical mechanisms of short-pulse laser ablation. In: *Applied Surface Science* 154–155 (2000), Februar, S. 1–10. – ISSN 0169–4332
- [Lux08] LUX, J.: *Flammenstabilisierung in einer Hochdruck-Raketenbrennkammer bei koaxialer Injektion von LOX/Methan*, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Dissertation, 2008
- [LYF<sup>+</sup>14] LI, X. ; YU, X. ; FAN, R. ; YU, Y. ; LIU, C. ; CHEN, D.: Laser ablation ignition of premixed methane and oxygen-enriched air mixtures using a tantalum target. In: *Opt. Lett.* 39 (2014), Januar, Nr. 1, S. 139–141
- [MAH<sup>+</sup>20] MARTIN, J. ; ARMBRUSTER, W. ; HARDI, J. ; SUSLOV, D. ; OSCHWALD, M.: Experimental Investigation of Self-Excited Combustion Instabilities in a LOX/LNG Rocket Combustor. In: *AIAA Scitech 2020 Forum*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Januar 2020
- [Mai60] MAIMAN, T. H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 187 (1960), August, Nr. 4736, S. 493–494
- [Man09] MANFLETTI, C.: *Cryogenic RCS Thruster Technology / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Raumfahrtantriebe. 2009. – Forschungsbericht*
- [Man10] MANFLETTI, C.: *Transient behaviour modelling of liquid rocket engine components*, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Dissertation, 2010

- [Man12] MANFLETTI, C.: Laser Ignition of a Research 200N RCS LOx/GH2 and LOx/GCH4 Engine. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2012
- [Man14a] MANFLETTI, C.: Laser Ignition of an Experimental Cryogenic Reaction and Control Thruster: Ignition Energies. In: *Journal of Propulsion and Power* 30 (2014), Juli, Nr. 4, S. 952–961
- [Man14b] MANFLETTI, C.: Laser Ignition of an Experimental Cryogenic Reaction and Control Thruster: Pre-Ignition Conditions. In: *Journal of Propulsion and Power* 30 (2014), Juli, Nr. 4, S. 925–933
- [Mas09] MASTORAKOS, E.: Ignition of turbulent non-premixed flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35 (2009), Nr. 1, S. 57 – 97. – ISSN 0360–1285
- [Mas17] MASTORAKOS, E.: Forced ignition of turbulent spray flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2017), Nr. 2, S. 2367–2383
- [MC03] MORSY, M. ; CHUNG, S.: Laser-induced multi-point ignition with a single-shot laser using two conical cavities for hydrogen/air mixture. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 27 (2003), April, Nr. 4, S. 491–497
- [Mes08] MESCHEDÉ, D.: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner, 2008
- [MH63] MEYERAND, R. G. ; HAUGHT, A. F.: Gas Breakdown at Optical Frequencies. In: *Physical Review Letters* 11 (1963), November, Nr. 9, S. 401–403

- [MK13] MANFLETTI, C. ; KROUPA, G.: Laser ignition of a cryogenic thruster using a miniaturised Nd:YAG laser. In: *Opt. Express* 21 (2013), November, Nr. S6, A1126–A1139
- [MKC99] MORSY, M. ; KO, Y. ; CHUNG, S.: Laser-induced ignition using a conical cavity in CH<sub>4</sub>-air mixtures. In: *Combustion and Flame* 119 (1999), Nr. 4, S. 473 – 482. – ISSN 0010–2180
- [MLY<sup>+</sup>14] MA, Y. ; LI, X. ; YU, X. ; FAN, R. ; YAN, R. ; PENG, J. ; XU, X. ; SUN, R. ; CHEN, D.: A novel miniaturized passively Q-switched pulse-burst laser for engine ignition. In: *Optics Express* 22 (2014), Oktober, Nr. 20, S. 24655
- [MM14] MELCHER, J. C. ; MOREHEAD, R. L.: Combustion Stability Characteristics of the Project Morpheus Liquid Oxygen / Liquid Methane Main Engine. In: *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2014 (AIAA Propulsion and Energy Forum)
- [MMM<sup>+</sup>12] MAUGER, C. ; MÉÈS, L. ; MICHARD, M. ; AZOUZI, A. ; VALETTE, S.: Shadowgraph, Schlieren and interferometry in a 2D cavitating channel flow. In: *Experiments in Fluids* 53 (2012), Oktober, Nr. 6, S. 1895–1913
- [Mor75] MORGAN, C. G.: Laser-induced breakdown of gases. In: *Reports on Progress in Physics* 38 (1975), Nr. 5, S. 621
- [Mor12] MORSY, M. H.: Review and recent developments of laser ignition for internal combustion engines applica-

- tions. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 16 (2012), Nr. 7, S. 4849 - 4875. – ISSN 1364–0321
- [MRK<sup>+</sup>03] MOORE, J. ; RISHA, G. ; KUO, K. ; ZHANG, B. ; WEHRMAN, R. ; D'AGOSTINI, M.: Stability of Methane/Oxygen Coaxial Diffusion Flame. (2003), jul
- [MRK16] MEWES, B. ; RACKEMANN, N. ; KROUPA, G.: Development of an Analytical Laser Ignition Model, SPC2016-3124995. In: *Space Propulsion Conference 2016, 2.-6. Mai 2016, Rom, Italien, 2016*
- [MS16] MATTHIJSSEN, R. ; SNIJDERS, H.: Development of a direct spark ignition system for restartable upper stage engines. In: *Space Propulsion Conference 2016, 2.-6. Mai 2016, Rom, Italien, 2016*
- [MSI<sup>+</sup>18] MATSUURA, Y. ; SASAKI, M. ; ITOH, M. ; IZAWA, J. ; NAGAO, T.: Study on Increase of Ignition Probability by Using Laser Induced Ignition Method with 1 kHz Order Burst Pulse in LOX/Methane Thruster. In: *Space Propulsion Conference 2018, 14.-18.5.2018, Sevilla, Spanien, 2018*
- [MSO09] MANFLETTI, C. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M.: Theoretical and Experimental Discourse on Laser Ignition in Liquid Rocket Engines. In: *The 27th International Symposium on Space Technology and Science 2009, 2009*
- [NRM12] NEOPHYTOU, A. ; RICHARDSON, E. ; MASTORAKOS, E.: Spark ignition of turbulent recirculating non-premixed gas and spray flames: A model for predicting ignition probability. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), April, Nr. 4, S. 1503–1522

- [NV99] NOACK, J. ; VOGEL, A.: Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 35 (1999), Nr. 8, S. 1156–1167
- [ONYC08] OSCHWALD, M. ; NACLERIO, S. ; YANG, B. ; CUOCO, F.: Experimental investigation of flame stabilization in coaxial LOX/H<sub>2</sub> and LOX/CH<sub>4</sub> spray flames. In: *International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems ILASS 2008*, 2008
- [Osc17] OSCHWALD, M.: Raumfahrtantriebe II, Vorlesungsskript, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2017
- [Osc18] OSCHWALD, M.: Raumfahrtantriebe I, Vorlesungsskript, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2018
- [OWTE03] OSBORNE, R. ; WEHRMEYER, J. ; TRINH, H. ; EARLY, J.: Evaluation and Characterization Study of Dual Pulse Laser-Induced Spark (DPLIS) for Rocket Engine Ignition System Application. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit* (2003)
- [PBC<sup>+</sup>17] PAVEL, N. ; BIRTAS, A. ; CROITORU, G. ; DINCA, M. ; BOICEA, N. ; DASCALU, T.: Laser Ignition of a Gasoline Engine Automobile, LWA4.3. In: *Laser Ignition Conference 2017*, Optical Society of America, 2017
- [PBH<sup>+</sup>18] PAVEL, N. ; BÄRWINKEL, M. ; HEINZ, P. ; BRÜGGEMANN, D. ; DEARDEN, G. ; CROITORU, G. ; GRIGORE, O. V.: Laser ignition - Spark plug development

- and application in reciprocating engines. In: *Progress in Quantum Electronics* 58 (2018), März, S. 1–32
- [PCR<sup>+</sup>96] PELLERIN, S. ; CORMIER, J. M. ; RICHARD, F. ; MUSIOL, K. ; CHAPELLE, J.: A spectroscopic diagnostic method using UV OH band spectrum. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 29 (1996), Nr. 3, S. 726
- [Pet83] PETERS, N.: Local Quenching Due to Flame Stretch and Non-Premixed Turbulent Combustion. In: *Combustion Science and Technology* 30 (1983), Januar, Nr. 1-6, S. 1–17
- [Phu00a] PHUOC, T. X.: Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases. In: *Optics Communications* 175 (2000), Nr. 4-6, S. 419–423. – ISSN 0030–4018
- [Phu00b] PHUOC, T. X.: Single-Point Versus Multi-Point Laser Ignition: Experimental Measurements of Combustion Times and Pressures. In: *Combustion and flame* 122 (2000), S. 508–510
- [Phu06] PHUOC, T. X.: Laser-induced spark ignition fundamental and applications. In: *Optics and Lasers in Engineering* 44 (2006), Nr. 5, S. 351 – 397. – ISSN 0143–8166
- [PP71] PHILLIPS, B. ; PAVLI, A. J.: Resonance Tube Ignition of hydrogen-oxygen mixtures, TN D-6354 / NASA. 1971. – Forschungsbericht
- [PPMM20] PLETNEV, N. V. ; PONOMAREV, N. B. ; MOTALIN, G. A. ; MURASHOV, V. F.: Development and Testing of the Laser System of Ignition of Rocket Engines. In:

- Combustion, Explosion, and Shock Waves* 56 (2020),  
mar, Nr. 2, S. 181–187
- [PSO09] PAULY, C. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M.: Ignition  
Of A Gaseous Methane/Oxygen Coaxial Jet. In: *Pro-  
gress in Propulsion Physics*, EDP Sciences, 2009
- [PTT11] PAVEL, N. ; TSUNEKANE, M. ; TAIRA, T.:  
Composite, all-ceramics, high-peak power  
Nd:YAG/Cr4+:YAG monolithic micro-laser with  
multiple-beam output for engine ignition. In: *Optics  
Express* 19 (2011), April, Nr. 10, S. 9378
- [PV05] POINSOT, T. ; VEYNANTE, D.: *Theoretical and Nu-  
merical Combustion*. 3. Auflage. R.T. Edwards, 2005.  
– ISBN 9781930217102
- [PW99] PHUOC, T. X. ; WHITE, F. P.: Laser-induced spark  
ignition of CH<sub>4</sub>/air mixtures. In: *Combustion and Fla-  
me* 119 (1999), Nr. 3, S. 203–216. – ISSN 0010–2180
- [PW02] PHUOC, T. X. ; WHITE, F. P.: An optical and spec-  
troscopic study of laser-induced sparks to determine  
available ignition energy. In: *Proceedings of the Com-  
bustion Institute* 29 (2002), Nr. 2, S. 1621–1628. –  
ISSN 1540–7489
- [Rai91] RAIZER, Y. P. ; ALLEN, J. E. (Hrsg.): *Gas Discharge  
Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 1991
- [RAS<sup>+</sup>20] REES, A. ; ARANEO, L. ; SALZMANN, H. ; LAMAN-  
NA, G. ; CLAUSS, W. ; OSCHWALD, M.: Droplet ve-  
locity and diameter distributions in flash boiling liquid  
nitrogen jets by means of phase Doppler diagnostics.  
In: *Experiments in Fluids* (2020)

- [Ree] REES, A.: *Experimentelle Untersuchung der Flashverdampfung infolge der Einspritzung von kryogenem Stickstoff unter Höhenbedingungen*, Fakultät für Maschinenwesen, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Dissertation
- [Rep94] REPAS, G. A.: Hydrogen-oxygen Torch Ignitor, NASA-TM-106493 / NASA Lewis Research Center. 1994. – Forschungsbericht
- [RGG12] REBROV, S. G. ; GOLIKOV, A. N. ; GOLUBEV, V. A.: Laser ignition of rocket propellants in model combustion chamber. In: *Trudi MAI 53* (2012)
- [RGG17] REBROV, S. G. ; GOLUBEV, V. A. ; GOLIKOV, A. N.: Laser ignition of oxygen-kerosene fuel in rocket technique: from igniters to rocket engines. In: *Trudy MAI 95* (2017)
- [RGGR12] REBROV, S. G. ; GOLIKOV, A. N. ; GOLUBEV, V. A. ; ROMANUK, V. A.: Laser ignition of propellants in igniter by using a micro-laser. In: *Trudi MAI 75* (2012)
- [RKY14] REBROV, S. G. ; KHOLODOV, P. V. ; YAKHINA, G. R.: Numerical and experimental investigations of laser ignition in combustion chambers. In: *29th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, St. Petersburg, Russia, 2014*
- [RLP18] RAMCKE, T. ; LAMPMANN, A. ; PFITZNER, M.: Simulations of Injection of Liquid Oxygen/Gaseous Methane Under Flashing Conditions. In: *Journal of Propulsion and Power* 34 (2018), März, Nr. 2, S. 395–407

- [Roc14] ROCCHI, M. J.-P.: *Simulations aux grandes échelles de la phase d'allumage dans un moteur fusée cryotechnique*, Institut National Polytechnique de Toulouse, Dissertation, 2014
- [Ron94] RONNEY, P. D.: Laser versus conventional ignition of flames. In: *Optical Engineering* 33 (1994), Februar, Nr. 2, S. 510
- [RPP87] REID, R. ; PRAUSNITZ, J. ; POLING, B.: *The properties of gases and liquids*. McGraw-Hill, 1987
- [RRS<sup>+</sup>05] RAZAFIMANDIMBY, T. ; ROSA, M. D. ; SCHMIDT, V. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M.: Laser Ignition of a GH2/LOX Spray under Vacuum Conditions. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting 2005* (2005)
- [RSZO06] ROSA, M. D. ; SENDER, J. ; ZIMMERMANN, H. ; OSCHWALD, M.: Cryogenic Spray Ignition at High Altitude Conditions. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juli 2006
- [RTK<sup>+</sup>07] RANNER, H. ; TEWARI, P. K. ; KOFLER, H. ; LACKNER, M. ; WINTNER, E. ; AGARWAL, A. K. ; WINTER, F.: Laser cleaning of optical windows in internal combustion engines. In: *Optical Engineering* 46 (2007), Oktober, Nr. 10, S. 104301
- [SBMO18] STÜTZER, R. ; BÖRNER, M. ; MORE, N. ; OSCHWALD, M.: Optical spectroscopy and laser-induced ignition sparks and other space-relevant plasmas. In: *Space Propulsion Conference 2018* (2018)

- [SBO18] STÜTZER, R. G. ; BÖRNER, M. ; OSCHWALD, M.: Optical Characterization of the Laser-Induced Ignition Spark in a Cryogenic Rocket Combustor. In: *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion* 17 (2018), Nr. 4, S. 337–347
- [SCL<sup>+</sup>16] SUDAKOV, V. ; CHVANOV, V. K. ; LEVOCHKIN, P. S. ; ROMASENKO, E. N. ; IVANOV, N. G. ; GANIN, I. A. ; SURKOV, B. I.: Laser ignition of LOX-kerosene propellant in liquid rocket engine of Soyuz LV, SPC-3124645. In: *Space Propulsion Conference 2016, 2.-6. Mai 2016, Rom, Italien, 2016*
- [SDH12] SUSLOV, D. ; DEEKEN, J. ; HAIDN, O.: Investigation of the API-Injection Concept in a LOX/LH2 Combustion Chamber at GG/PB Operation Conditions. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2012
- [SEC14] SAXENA, I. ; EHMANN, K. ; CAO, J.: Laser-induced plasma in aqueous media: numerical simulation and experimental validation of spatial and temporal profiles. In: *Appl. Opt.* 53 (2014), Dezember, Nr. 35, S. 8283–8294
- [See13] SEEDHOUSE, E.: *SpaceX: Making Commercial Spaceflight a Reality*. Springer New York, 2013 (Springer Praxis Books). – ISBN 9781461455141
- [Set01] SETTLES, G. S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer Verlag, 2001 (Engineering online library). – ISBN 9783540661559

- [SFRC88] SYAGE, J. A. ; FOURNIER, E. W. ; RIANDA, R. ; COHEN, R. B.: Dynamics of flame propagation using laser-induced spark initiation: Ignition energy measurements. In: *Journal of Applied Physics* 64 (1988), August, Nr. 3, S. 1499–1507
- [SGF<sup>+</sup>10] SCHWARZ, E. ; GROSS, S. ; FISCHER, B. ; MURI, I. ; TAUER, J. ; KOFLER, H. ; WINTNER, E.: Laser-induced optical breakdown applied for laser spark ignition. In: *Laser and Particle Beams* 28 (2010), Nr. 01, S. 109–119
- [SGK<sup>+</sup>04] STAKHIV, A. ; GILBER, R. ; KOPECEK, H. ; ZHELTIKOV, A. M. ; WINTNER, E.: Laser Ignition of Engines via Optical Fibers? In: *Laser Physics* 14 (2004), Nr. 5, S. 738–747
- [SKH<sup>+</sup>03] SCHMIDT, V. ; KLIMENKO, D. ; HAIDN, O. ; OSCHWALD, M. ; M. HABBIBALAH, A. N. u.: Experimental Investigation and Modelling of the Ignition Transient of a Coaxial H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>-Injector. In: *5th International Symposium on Liquid Space Propulsion*, 2003
- [SMD05] SILVA, N. ; MARTEL, F. ; DELPY, P.: Automated Transfer Vehicle Thrusters Selection and Management Function, ESA SP-606 / European Space Agency. 2005 (28). – Forschungsbericht
- [SMM<sup>+</sup>19] SABIN, P. ; MICHALLET, A. ; MEYERS, N. ; DURTESTE, S. ; DELANGE, J.-F. ; SAUBADINE, S. ; RUAULT, J.: VULCAIN2.1, the European reference for Ariane 6 Lower stage cryogenic propulsive system. (2019)

- [Sol17] SOLLER, S.: Laser Ignition Application to Cryogenic Propellant Rocket Thrust Chambers, LFA4.3. In: *Laser Ignition Conference 2017*, Optical Society of America, 2017
- [SRH<sup>+</sup>06] SHAIKH, N. M. ; RASHID, B. ; HAFEEZ, S. ; JAMIL, Y. ; BAIG, M. A.: Measurement of electron density and temperature of a laser-induced zinc plasma. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), März, Nr. 7, S. 1384–1391
- [SRPK16] SOLLER, S. ; RACKEMANN, N. ; PREUSS, A. ; KROUPA, G.: Application of laser-ignition systems in liquid rocket engines. (2016)
- [SSO01a] SCHMIDT, V. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M.: Simultaneous observation of liquid phase distribution and flame front evolution during the ignition transient of a LOX/GH<sub>2</sub>-combustor. In: *Journal of Visualization* 4 (2001), Dezember, Nr. 4, S. 365 – 372. – ISSN 1875–8975
- [SSO01b] SENDER, J. ; SCHMIDT, V. ; OSCHWALD, M.: Highly time resolved observation of the ignition process of a LOX/GH<sub>2</sub> coaxial injected spray. In: *37th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001, S. 7
- [SW14] SÁNCHEZ, A. L. ; WILLIAMS, F. A.: Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 41 (2014), S. 1–55. – ISSN 0360–1285
- [SWHO04] SCHMIDT, V. ; WEPLER, U. ; HAIDN, O. ; OSCHWALD, M.: Characterization of the Primary

- Ignition Process of a Coaxial GH<sub>2</sub>/LOX Spray. In: *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004
- [TEO<sup>+</sup>03] TRINH, H. P. ; EARLY, J. ; OSBORNE, R. ; THOMAS, M. ; BOSSARD, J.: Status on Technology Development of Optic Fiber-Coupled Laser Ignition System for Rocket Engine Applications. In: *JANNAF CS/APS/PSHS/MSS Joint Meeting*, 2003
- [TKW10] TAUER, J. ; KOFLER, H. ; WINTNER, E.: Laser-initiated ignition. In: *Laser & Photon. Rev.* 4(1) (2010), S. 99–122
- [TMK<sup>+</sup>13] TAIRA, T. ; MORISHIMA, S. ; KANEHARA, K. ; TAGUCHI, N. ; SUGIURA, A. ; ; TSUNEKANE, M.: World First Laser Ignited Gasoline Engine Vehicle, LIC3-1. In: *OPIC 1st Laser Ignition Conference, Yokohama*, 2013
- [TMS18] TROPINA, A. A. ; MILES, R. B. ; SHNEIDER, M. N.: Mathematical Model of Dual-Pulse Laser Ignition. In: *Journal of Propulsion and Power* 34 (2018), September, Nr. 2, S. 408–414. – ISSN 0748–4658
- [TMSM19] TROPINA, A. ; MAHAMUD, R. ; SHNEIDER, M. N. ; MILES, R. B.: Mathematical modeling of dual-pulse laser ignition in a turbulent flow. In: *AIAA Scitech 2019 Forum*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Januar 2019
- [Tur09] TURNER, M. J. L.: *Rocket and Spacecraft Propulsion*. Springer Berlin Heidelberg, 2009. – ISBN 978–3–540–69202–7

- [USS<sup>+</sup>16] URBANO, A. ; SELLE, L. ; STAFFELBACH, G. ; CUENOT, B. ; SCHMITT, T. ; DUCRUIX, S. ; CANDEL, S.: Exploration of combustion instability triggering using Large Eddy Simulation of a multiple injector liquid rocket engine. In: *Combustion and Flame* 169 (2016), Juli, S. 129–140
- [VKKK19] VARGHESE, R. J. ; KOLEKAR, H. ; KISHORE, V. R. ; KUMAR, S.: Measurement of laminar burning velocities of methane-air mixtures simultaneously at elevated pressures and elevated temperatures. In: *Fuel* 257 (2019), dec, S. 116120
- [VNTN96] VOGEL, A. ; NAHEN, K. ; THEISEN, D. ; NOACK, J.: Plasma formation in water by picosecond and nanosecond Nd:YAG laser pulses. I. Optical breakdown at threshold and superthreshold irradiance. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2 (1996), Dezember, Nr. 4, S. 847–860
- [VRRL99] VADILLO, J. M. ; ROMERO, J. M. F. ; RODRÍGUEZ, C. ; LASERNA, J. J.: Effect of plasma shielding on laser ablation rate of pure metals at reduced pressure. In: *Surface and Interface Analysis* 27 (1999), Nr. 11, S. 1009–1015. – ISSN 1096–9918
- [VV03] VOGEL, A. ; VENUGOPALAN, V.: Mechanisms of Pulsed Laser Ablation of Biological Tissues. In: *Chemical Reviews* 103 (2003), Nr. 2, S. 577–644
- [War81] WARNATZ, J.: Concentration-, Pressure-, and Temperature-Dependence of the Flame Velocity in Hydrogen-Oxygen-Nitrogen Mixtures. In: *Combustion Science and Technology* 26 (1981), Oktober, Nr. 5-6, S. 203–213

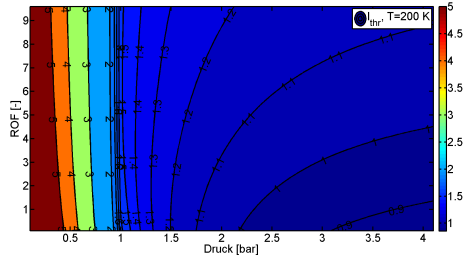
- [WBV10] WELLAND, W. ; BRAUERS, B. ; VERMEULEN, E.: Future Igniter Technologies. In: *Space Propulsion Conference 2010, 03.-06. Mai 2010, San Sebastian, Spanien, 2010*
- [Wei06] WEINROTTER, M.: *Laser Ignition of Internal Combustion Engines: Basic Laser and Ignition Optics Developments, Engine Application and Optical Diagnostics*, Technische Universität Wien, Dissertation, 2006
- [Wil85] WILLIAMS, F. A.: *Combustion Theory*. CRC Press, 1985. – ISBN 0201407779
- [Win07] WINTNER, E.: Laser Plasma-Initiated Ignition of Engines, S6-3. In: *Proceedings of the 3rd International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology, 2007*
- [Win17] WINTNER, E.: The Evolution of Laser Ignition, LThA1.1. In: *Laser Ignition Conference 2017*, Optical Society of America, 2017
- [WMD16] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Combustion*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. – ISBN 978-3-642-06530-9
- [Woh] WOHLHÜTER, M.: *Experimentelle und numerische Untersuchung der Flammenentwicklung bei Laserzündung von Methan/Sauerstoff-Gemischen in Modellbrennkammern*, Dissertation
- [WZB16] WOHLHÜTER, M. ; ZHUKOV, V. ; BÖRNER, M.: Methane/Oxygen Laser Ignition In An Experimental Rocket Combustion Chamber: Impact Of Mixing And Ignition Position, SPC2016-3124927. In: *Space Propulsion Conference 2016, 2.-6. Mai 2016, Rom, Italien, 2016*

- [WZSS16] WOHLHÜTER, M. ; ZHUKOV, V. P. ; SENDER, J. ; SCHLECHTRIEM, S.: Analysis of the laser ignition of methane/oxygen mixtures in a sub-scale rocket combustion chamber. In: *CEAS Space Journal* 9 (2016), Juni, Nr. 2, S. 211–225. – ISSN 1868–2510
- [YCO07] YANG, B. ; CUOCO, F. ; OSCHWALD, M.: Atomization and Flames in LOX/H<sub>2</sub>- and LOx/CH<sub>4</sub>- Spray Combustion. In: *Journal of Propulsion and Power* 23 (2007), Juli, Nr. 4, S. 763–771
- [YHHP04] YANG, V. ; HABIBALLAH, M. ; HULKA, J. ; POPP, M. ; POPP, M. (Hrsg.) ; HULKA, J. (Hrsg.) ; YANG, V. (Hrsg.) ; HABIBALLAH, M. (Hrsg.): *Liquid Rocket Thrust Chambers*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004 (Liquid rocket thrust chambers: aspects of modeling, analysis, and design. Bd. 200). – ISBN 9781600864575
- [YWD<sup>+</sup>14] YALIN, A. P. ; WILVERT, N. ; DUMITRACHE, C. ; JOSHI, S. ; SHNEIDER, M. N.: Laser plasma formation assisted by ultraviolet pre-ionization. In: *Physics of Plasmas* 21 (2014), Nr. 10, S. 103511
- [Zab64] ZABETAKIS, M. G.: Flammability characteristics of combustible gases and vapors. Office of Scientific and Technical Information (OSTI), Mai 1964 (Bulletin Nr. 627-629). – Forschungsbericht
- [ZLZ<sup>+</sup>16] ZHANG, C. ; LU, J. ; ZHANG, H. ; SHEN, Z. ; NI, X.: Transient Coupling Model of Plasma and Laser Field in Water. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 52 (2016), August, Nr. 8, S. 1–9. – ISSN 0018–9197

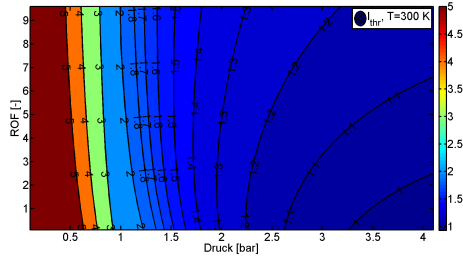
# A. Anhang

## A.1. Minimale Pulsenergie zum dielektrischen Gaszusammenbruch (MPE-B) in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis

Die Schwellwerte des dielektrischen Gaszusammenbruchs ( $I_{thr}$ ) und die entsprechenden minimalen Pulsenergien (MPE-B) in Abhängigkeit des Drucks, der Temperatur und des Mischungsverhältnis sind in Abb. A.1 und A.3 gegeben.

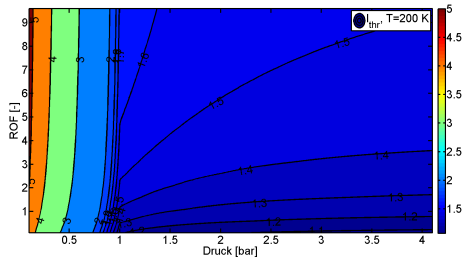


(a) GOX/GH2, 200K

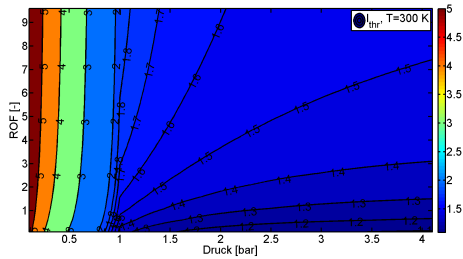


(b) GOX/GH2, 300K

Abbildung A.1.: Schwellwert des dielektrischen Gaszusammenbruchs ( $I_{thr}$ ) in  $[\text{TW}/\text{cm}^2]$  in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GH2

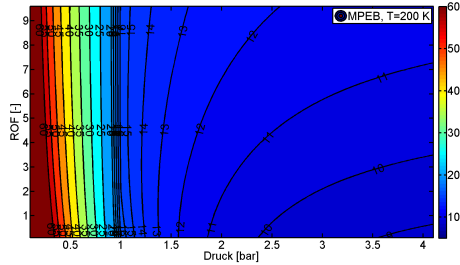


(a) GOX/GCH4, 200K

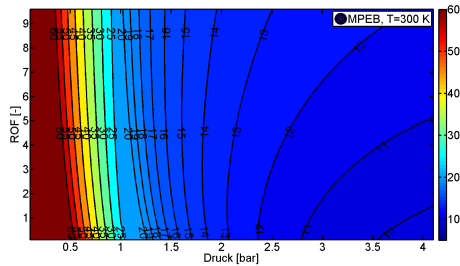


(b) GOX/GCH4, 300K

Abbildung A.2.: Schwellwert des dielektrischen Gaszusammenbruchs ( $I_{thr}$ ) in  $[TW/cm^2]$  in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GCH4

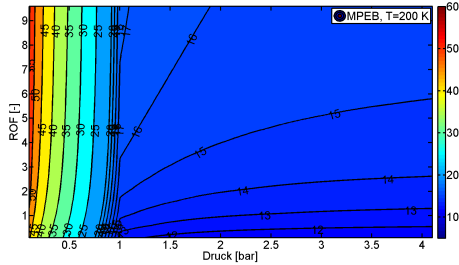


(a) GOX/GH2, 200K

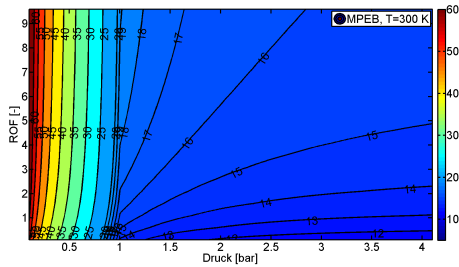


(b) GOX/GH2, 300K

Abbildung A.3.: Minimale Pulsenergie zum dielektrischen Gas-zusammenbruch (MPE-B) in [mJ] in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GH2



(a) GOX/GCH4, 200K



(b) GOX/GCH4, 300K

Abbildung A.4.: Minimale Pulsenergie zum dielektrischen Gaszusammenbruch (MPE-B) in [mJ] in Abhängigkeit des Drucks, Temperatur und Mischungsverhältnis für GCH4

## A.2. Energie um ein inhomogenes Volumen auf Selbstzündtemperatur zu bringen

Abbildung A.5 zeigt die Energie um ein Volumen der Treibstoffe auf die Selbstzündtemperatur zu bringen als Funktion von Temperatur und Druck nach Gleichung 3.28. Die Stufe ergibt sich durch die latente Energie des LOX in Abhängigkeit des Drucks. Dabei ist das Gesamtvolumen der Energiedeposition als Kegelstumpf mit Höhe 1 mm und Radius  $r_1 = w_0$  sowie  $r_2 = 2 \cdot w_0$  angenommen worden, sowie  $V_f = V_O = 0,5 \cdot V$ .

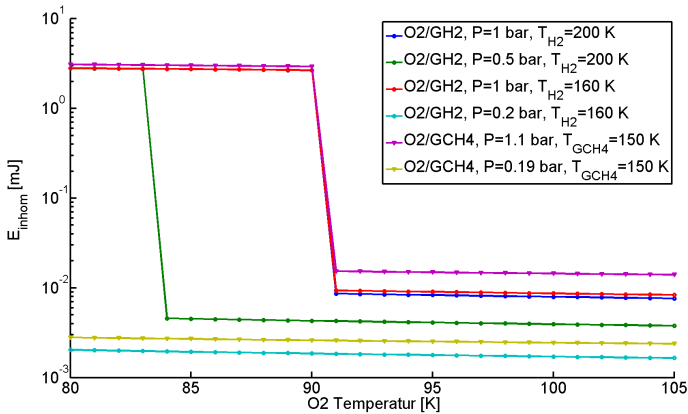
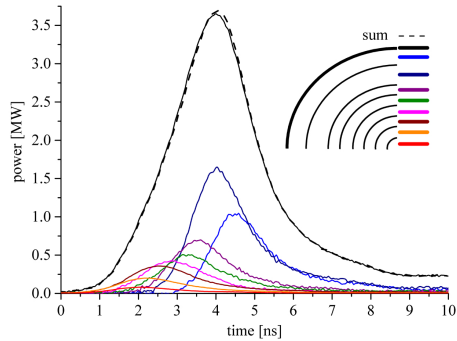


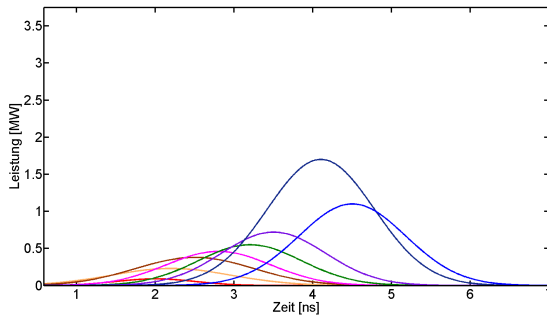
Abbildung A.5.: Notwendige Energie, um das Volumen eines inhomogenen Gemisches auf Selbstzündtemperatur anzuheben

### **A.3. Modenverteilung für den Vergleich von Experiment und Modell**

Abbildung A.6 zeigt den Vergleich der radial segmentierten Pulsprofile in Vakuum in Experimenten von Lorenz et al. [LBH<sup>+</sup>15] und der in dieser Arbeit verwendeten Profile.



(a) Experimentell bestimmte, radial segmentierte Pulsprofile in Vakuum.  
Reprinted with permission from [LBH<sup>+</sup>15], The Optical Society (OSA).



(b) Für die Vergleichsmessungen verwendete, radial segmentierte Pulsprofile in Vakuum.

Abbildung A.6.: Vergleich der radial segmentierten Pulsprofile in Vakuum in Experimenten von Lorenz et al. [LBH<sup>+</sup>15] und der in dieser Arbeit verwendeten Profile.

## A.4. Verifizierung der Schlierenaufnahmen mittels Strahlausbreitungsroutine

Um die aufgezeichneten Schlierenabbildungen besser interpretieren zu können, wurde ein Strahlausbreitungsroutine programmiert, mit der die Intensitätsverläufe der Aufnahmen simuliert und mit den Aufnahmen aus den Versuchen verglichen werden können. Der Programmablauf ist in Abb. A.7 verdeutlicht: Auf Basis der Hypothese zur Medienverteilung sowie deren Temperatur- und Druckverteilung wird mit Hilfe des Programms Refprop [LHM10] die relative Permittivität  $\epsilon_r$  des Mediums bestimmt, dessen Berechnungsmethode wiederum auf [HL05] beruht. Daraus wird die Brechungsindexverteilung  $n(\vec{x}) = \sqrt{\epsilon_r(\vec{x})}$  bestimmt. Für die Verbrennungszone und die Heißgasphase wurden die Werte auf Basis der Dichte bestimmt durch die Clausius-Mosotti-Beziehung 5.1. Durch dieses Vorgehen wurde die Dispersion der relativen Permittivität vernachlässigt, die Abweichung der so bestimmten Werte liegt hierbei unter 15% für  $H_2$  [Cor65] und  $O_2$  [Lid04] für tabellierte Werte bei Standardumgebungsbedingungen und  $\lambda = 546$  nm.

Die räumliche Brechungsindexverteilung wird unter der Annahme einer radialymmetrischen Einspritzung modelliert. Die Strahlausbreitung wird anschließend auf Basis des Snelliusschen Brechungsgesetzes iterativ bestimmt. Durch diese Routine wird der Weg der Lichtstrahlen beim Durchgang durch das Medium mit verschiedenen Startpunkten berechnet und der Ort sowie der Ablenkwinkel bei Erreichen des Rands des Berechnungsbereichs bestimmt. In Abb. A.9 ist die Medienverteilung der 4 verschiedenen Zonen mit ausgewählten Strahlen für die obere Hälfte eines Koaxialinjektors mit einer geankerten Flamme an der LOX-Injektorspitze abgebildet. Die Brechungsindizes der 4 Bereiche LOX-Kern ( $n_1$ ), Verbrennungszone ( $n_2$ ),  $GH_2$ -Strahl ( $n_3$ ) sowie der umgebenden Heißgasphase ( $n_4$ ) sind in Tabelle A.1 gegeben. Die Strahlen fallen von links parallel zur Abszisse ein. Die Linienarten entsprechen dem

Domaine	Name	Temperatur [K]	Druck [bar]	$(n-1) \cdot 10^4$ [-]
LOX-Kern	$n_1$	90	2	2198
Verbrennungszone	$n_2$	3800	2	1
GH <sub>2</sub> -Strahl	$n_3$	200	2	7
Heißgasphase	$n_4$	1600	2	3

Tabelle A.1.: Stoffeigenschaften der vier Bereiche zur Simulation der Schlierenaufnahmen

Vorzeichen des Winkels beim Verlassen des Berechnungsbereichs: Durchgezogenen Linien entsprechen einem Winkel von  $\beta = 0$  zur Abzisse, punktierte Linien einem positiven Winkel  $\beta > 0$  und gestrichelte Linien einem negativen Winkel  $\beta < 0$ . Durch die Winkel kann ein Linienprofil des Schlierenbild nachgebildet werden, indem negative Winkel und Strahlen mit LOX-Durchgang als Detektorsignal  $A(y) = 0$  identifiziert werden. Positive Winkel werden mit dem Detektorsignal:

$$A(y) = \Theta(\beta(y)) \cdot \beta(y)$$

identifiziert. Darin ist  $\Theta$  die Heaviside-Funktion. Der Vergleich des Graustufenprofils in Abb. A.9 mit dem Ergebnis der Detektorsimulation  $A(y)$  ist in Abb. A.10 gezeigt. Der qualitative Verlauf gibt die asymmetrischen Abbildung der Schlierenaufnahmen wieder.

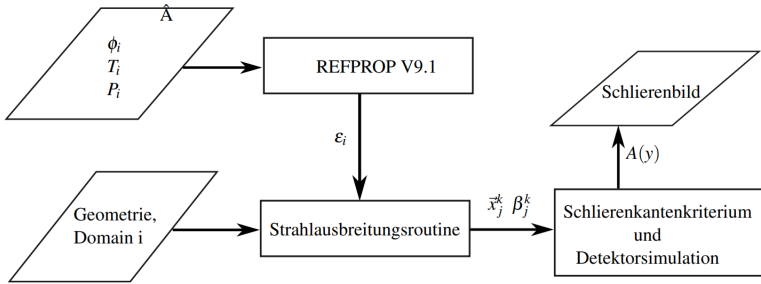


Abbildung A.7.: Strahlausbreitungsroutine

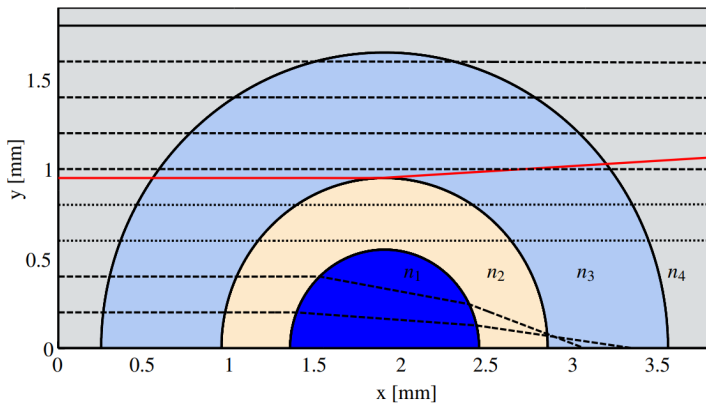


Abbildung A.8.: Strahlausbreitung durch das halbe Brechungsindexfeld eines Koaxialinjektors mit ankernder Verbrennungszone.

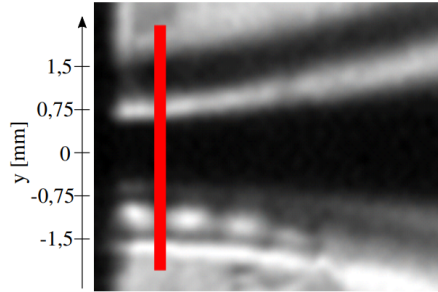


Abbildung A.9.: Ausschnitt des Schlierenbilds und Markierung des Linienprofils in Abb. A.10

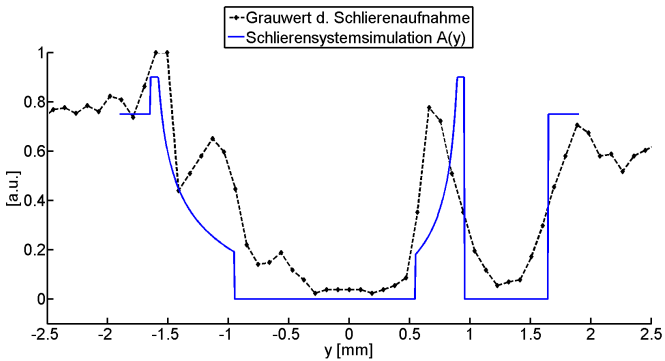


Abbildung A.10.: Vergleich der Grauwerte der Schlierenaufnahmen und der simulierten Schlierenaufnahme auf Basis der Strahlausbreitung.

## A.5. Verfügbare Laserpulsenergien und Strahlqualität

Die für den CTR Laser HiPoLas Gen IV in Kombination mit den verwendeten ND-Filtern verfügbaren Laserpulsenergien sind in Tabelle A.2 angegeben. Diese Energien sind hinter der Fokussierungslinse des optischen Tubus bestimmt worden. Aufgrund der Bauart des Lasers ist die Beschreibung des Strahlprofils durch einen räumlichen und zeitlichen Gausschen Puls nicht präzise (siehe räumliches Pulsprofil in Abb. 5.16). Da die Zusammenbruchsschwellen  $I_{thr}^{theo}$  in Tabelle 3.2 für die verwendeten Gase durch Phuoc [Phu00a] jedoch für Laserpulse mit  $M^2 \approx 1$  bestimmt wurden, ist ein Vergleich der maximalen Laserpulsintensitäten im Experiment mit diesen Referenzwerten kritisch. Um dennoch eine Vergleichbarkeit herzustellen, wurde für den CTR Laser HiPoLas Gen IV in  $O_2$ -Atmosphäre bei Standardbedingungen die MPE-B bestimmt und ein modifizierter  $M^{2,*}$ -Wert berechnet, sodass die Intensität  $I_{thr}^{HiPoLas}(M^{2,*})$  nach Gleichung 3.9 dem Referenzwert  $I_{thr}^{theo}$  entspricht:

$$I_{thr}^{HiPoLas}(M^{2,*}) \approx I_{thr}^{theo} = 2,50 \text{ TW/cm}^2$$

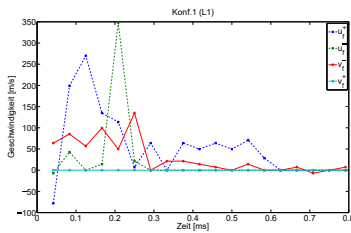
Dieser Ansatz ergibt  $M^{2,*} = 1,2$  und wird in der Berechnung der modifizierten, maximalen Laserpulsintensitäten  $I_{max}^*$  verwendet.

Transmissionsgrad			Pulsenergie $E_p$ [mJ]	
Filter #1	Filter #2	#1 $\wedge$ #2	theoretisch	gemessen
0,1	0,1	0,01	0,3	$0,3 \pm 0,1$
0,1	0,25	0,025	0,8	$0,9 \pm 0,1$
0,1	0,5	0,05	1,7	$1,7 \pm 0,2$
0,25	0,25	0,0625	2,1	$2,4 \pm 0,2$
0,1	0,75	0,075	2,5	$2,6 \pm 0,2$
1	0,1	0,1	3,3	$3,5 \pm 0,2$
0,25	0,5	0,125	4,2	$4,9 \pm 0,2$
0,25	0,75	0,1875	6,2	$6,2 \pm 0,3$
0,5	0,5	0,25	8,3	$9,9 \pm 0,4$
0,5	0,75	0,375	12,5	$14,5 \pm 0,5$
1	0,5	0,5	16,6	$17,9 \pm 0,6$
0,75	0,75	0,5625	18,7	$21,8 \pm 0,6$
1	0,75	0,75	24,9	$25,8 \pm 0,8$
-	-	-	33,2	$33,2 \pm 0,8$

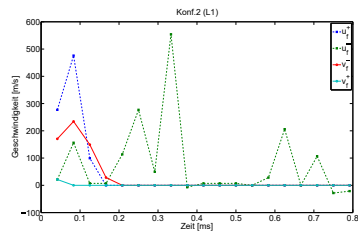
Tabelle A.2.: Einstellbare Laserenergien durch die Kombination von zwei Neutraldichtefiltern.

## A.6. Ausbreitungsgeschwindigkeiten

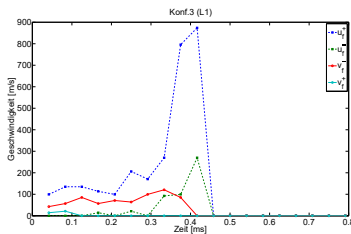
Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Flammenfront sind für den API und Zündort L1 in Abb. A.11 und für Zündort L2 in Abb. A.12 dargestellt. Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit für die Konfigurationen 3 mit Zündort L1 bei fehlgeschlagener Zündung ist in Abb. A.13 gezeigt.



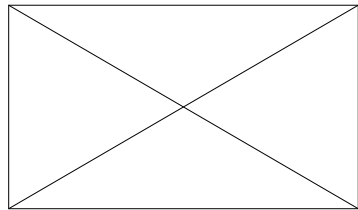
(a) Konfiguration 1 (L1)



(b) Konfiguration 2 (L1)

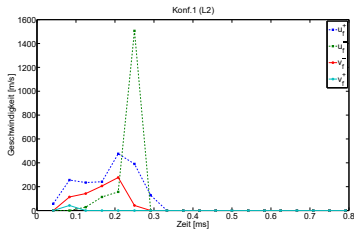


(c) Konfiguration 3 (L1)

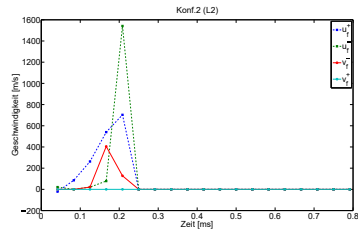


(d) Konfiguration 4 (L1)

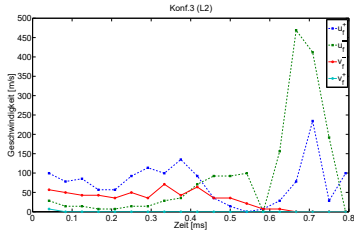
Abbildung A.11.: Vergleich der Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Brennkammer



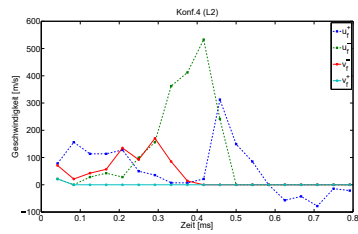
(a) Konfiguration 1 (L2)



(b) Konfiguration 2 (L2)



(c) Konfiguration 3 (L2)



(d) Konfiguration 4 (L2)

Abbildung A.12.: Vergleich der Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Brennkammer

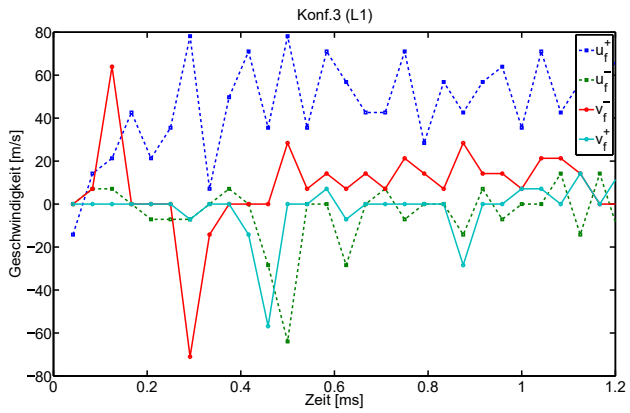


Abbildung A.13.: Flammenausbreitungsgeschwindigkeit für die Konfigurationen 3 mit Zündort L1 bei fehlgeschlagener Zündung.

## A.7. Degradation der Linse

Die Degradation der Fokusslinse durch die LOX/CH<sub>4</sub>-Versuche am Prüfstand P8 ist in Abb. A.14 dargestellt. Bild A zeigt den Zustand vor, Bild B nach den 259 Zündversuchen. Die Ablagerungen induzierten eine Reduktion der transmittierten Laserpulsenergie von  $(8 \pm 2) \%$ .

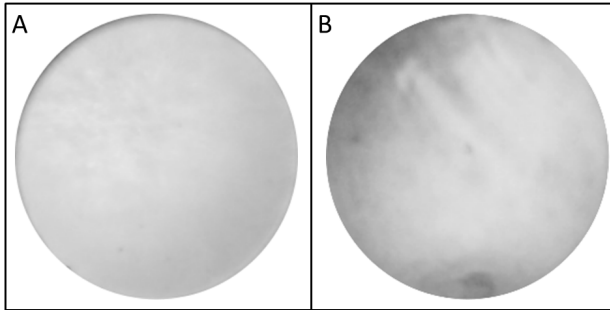


Abbildung A.14.: Degradation der Fokusslinse durch die LOX/CH<sub>4</sub>-Versuche am Prüfstand P8. Bild A: vor dem ersten Versuchslauf mit LOX/CH<sub>4</sub>. Bild B: nach Kampagnenende

## A.8. Einströmungstests der BKA mit LN<sub>2</sub>

Die über 50 ms gemittelten Bilder des Einströmungstests der BKA mit LN<sub>2</sub> sind in Abb. A.15 zu sehen.

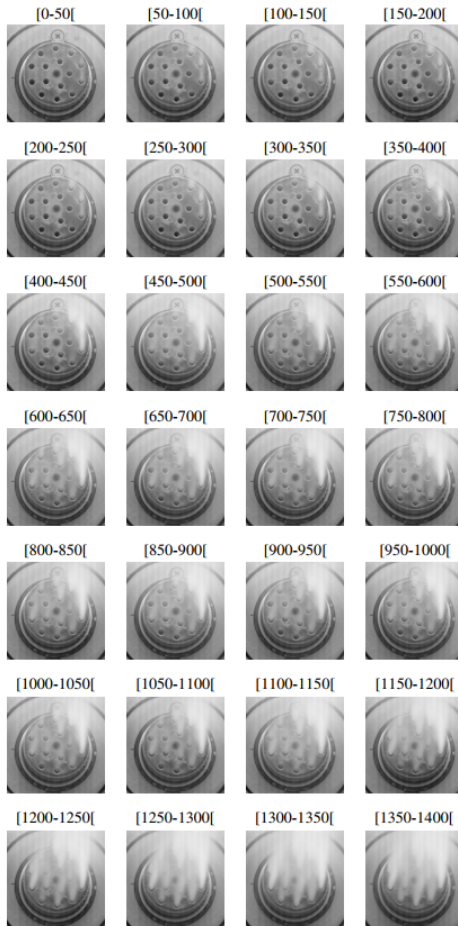


Abbildung A.15.: Über 50 ms gemittelte Aufnahmen der LN2-Einströmungstests im LOX-Verteilssystem der BKA. Die Zeitintervalle über den einzelnen Bildern sind in Millisekunden angegeben.