

Experimentelle Untersuchungen von Einflußfaktoren auf die Selbstzündung von gasförmigen und flüssigen Brennstoffreistrahlen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor der Ingenieurwissenschaften

der Fakultät für Maschinenbau
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Christian Pfeifer

Tag der mündlichen Prüfung: 22. April 2010

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Class
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

für Vanessa

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) unter der Leitung von Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg. Die Arbeit wurde im Rahmen des *Sonderforschungsbereichs 606* von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ich von zahlreichen Personen unterstützt, wofür ich mich an dieser Stelle bedanken möchte.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Andreas Class für die Übernahme des Hauptreferates, die Freiheit in der Bearbeitung der mir gestellten wissenschaftlichen Aufgaben und die zahlreichen Anregungen, welche entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas möchte ich für die wertvollen Kommentare und die freundliche Übernahme des Korreferats danken. Bei Herrn Dr.-Ing. Stieglitz bedanke ich mich für das Interesse an meiner Arbeit und den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg für die Möglichkeit bedanken, diese Arbeit anfertigen zu können.

Bei Herrn Dr.-Ing. Dietmar Kuhn möchte ich mich herzlichst für die vielen Diskussionen und Anregungen bedanken. Die Unermüdlichkeit in der Erörterung technischer und wissenschaftlicher Fragestellungen hat maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Ich danke Herrn Dr.-Ing. Gerald U. Fast dafür, dass er mir die Anlage *TROJA* für die Durchführung der experimentellen Arbeiten überlassen hat und die gemachten Erfahrungen an mich weitergegeben hat.

Für die stetige Hilfsbereitschaft und das hervorragende Arbeitsklima möchte ich mich bei meinen Kolleginnen und Kollegen im IKET bedanken. Besonders bedanken möchte ich mich bei Christian Bruzzese für die unzähligen Diskussionen.

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie für die Unterstützung und den Zuspruch während der Zeit meines Studiums und darüber hinaus.

Mein größter Dank allerdings gebührt Vanessa, die mich in den vergangenen Jahren, auch in schwierigen Phasen, unterstützt, angetrieben und aufgemuntert hat. Ohne sie wäre dies alles nicht möglich gewesen. Ein besonderer Dank gilt ihr darüber hinaus für die vielen konstruktiven Diskussionen und das Korrekturlesen dieser Arbeit. Wenn ich ihr in den vergangenen Jahren schon nicht viel Zeit gewidmet habe, so widme ich ihr diese Arbeit und gelobe, mich zu bessern.

Karlsruhe, im April 2010

Christian Pfeifer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden experimentelle Untersuchungen von Einflussfaktoren auf die Selbstzündung von gasförmigen und flüssigen Brennstofffreistrahlen vorgestellt. Als Brennstoff dient Dimethylether (DME), welcher in einer Hochtemperatur-/Hochdruckkammer bei bis zu 40 bar und 770 K selbst zündet.

Zur Untersuchung der Einflussfaktoren auf die Selbstzündung des gasförmigen Brennstofffreistrahls wird eine erweiterte Zündwahrscheinlichkeit erstellt. Sie beinhaltet eine örtlich und zeitlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit gemäß der Zündgrenzen des Brennstoff/Luft-Gemisches. Diese wird durch eine Zündwahrscheinlichkeit gemäß der zeitaufgelösten lokalen Mischungstemperatur erweitert. Als Datengrundlage dient der Mol-Mischungsbruch. Daraus wird lokal eine adiabate Mischungstemperatur errechnet. Zur Berechnung der zeitaufgelösten Grenztemperatur, unterhalb derer das Gemisch nicht selbst zündet, wird eine Simulation der Zündverzugszeit mit dem Programm *HOMREA* durchgeführt. Ergänzend wird aus dem zeitaufgelösten Geschwindigkeitsfeld des instationären Brennstofffreistrahls der Einfluss der Strömung auf die Selbstzündung untersucht. Hierzu wird zur Bestimmung der kritischen Streckrate eine Simulation mit dem Programm *INSFLA* herangezogen. Die Kopplung der drei Einzelwahrscheinlichkeiten ergibt die erweiterte Zündwahrscheinlichkeit. Sie zeigt im zeitlichen Verlauf über einen großen räumlichen Bereich einen sprunghaften Anstieg der lokalen Zündwahrscheinlichkeit. Dieser Anstieg in der berechneten Gesamtwahrscheinlichkeit zeigt eine hervorragende Übereinstimmung mit Beobachtungen der Zündung mittels eines *Hochgeschwindigkeits-Videoverfahrens* und mit Untersuchungen der Zündung mit *Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF)* von Formaldehyd. Zudem stellt sich heraus, dass der Einfluss der Streckung auf die erweiterte Zündwahrscheinlichkeit gering ist.

Für die Untersuchung des Selbstzündungsverhaltens von Flüssigbrennstoff wird zunächst zur Charakterisierung des Brennstoffsprays die Geschwindigkeit der Tropfen beim Eintritt in die Kammeratmosphäre mit der *tomografischen Laser Doppler Anemometrie (TLDA)* gemessen. Diese Daten stehen als Eingangsrandbedingung mit hoher örtlicher Auflösung zur Validierung numerischer Modelle zur Verfügung. Die zeit- und orts aufgelöste Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung im Brennstoffspray bei unterschiedlichen Injektionsdrücken wird mit dem *SizingMaster-Shadow-Verfahren* ermittelt. Mit diesem Verfahren wird neben gekoppelten Informationen zu Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit zusätzlich die Form der Tropfen erfasst. Es zeigt sich, dass die Breite des Spektrums an erfassten Tropfengrößen mit zunehmendem Injektionsdruck abnimmt. Ebenso verringert sich die räumliche Ausbreitung des Sprays mit sinkendem Injektionsdruck. Im Rahmen reaktiver Experimente wird zudem die Zündverzugszeit bei der Injektion von flüssigem Brennstoff mit einem *Hochgeschwindigkeits-Videoverfahren* bestimmt. Dabei wird keine Abhängigkeit der Zündverzugszeit vom Injektionsdruck festgestellt. Des Weiteren ergibt ein Vergleich mit Zündverzugszeiten bei gasförmiger Brennstoffinjektion eine geringfügig längere Verzugszeit bei der Flüssiginjektion.

Abstract

Experimental investigation of influences on the auto-ignition of gaseous and liquid free fuel jets

In the present work, the investigation of influencing factors on the auto-ignition of gaseous and liquid free fuel jets are presented. The fuel dimethyl ether (DME) is injected into a high pressure/high temperature atmosphere. The temperature of up to 770 K and pressure of 40 bar enable auto-ignition of the transient free fuel jet during the inflow. To study the influences on the auto-ignition of the gaseous free jet, an extended auto-ignition probability is established. It includes the time and space resolved auto-ignition probability concerning the ignition limit of the fuel/air-mixture. This state of the auto-ignition probability is expanded by the auto-ignition probability concerning the local mixture temperature. To gain information of the local temperature, the molar mixture is applied as database. Therefrom the adiabatic local temperature is calculated. To determine a limiting temperature, above which auto-ignition of the local mixture is feasible, a numerical study with the software package *HOMREA* is performed. Additionally the influence of the flow field on the auto-ignition probability is investigated. As experimental database the time resolved velocity field of the instationary fuel jet is applied and the local strain rate is obtained. To define a critical strain rate, above which an auto-ignition is not possible, a numerical simulation with *INSFLA* is performed. A coupling of these three single ignition probabilities yield an extended auto-ignition probability. It reveals an abrupt rise in the local ignition probability over a large spatial extend. This time and space resolved rise of the calculated ignition probability shows an excellent agreement with high-speed video sequences of the auto-ignition of the free fuel jet and also with studies of the Laser-induced fluorescence (LIF) of formaldehyde. It turns out that the influence of the flow on the auto-ignition under the conditions of the experiment is negligible.

To study the characteristics of the liquid fuel spray the droplet velocity at the nozzle outlet is investigated with the *Tomographic Laser Doppler Anemometry (TLDA)*. This method allows a high temporal and spatial resolution and the data serve as boundary conditions for the numerical simulation of the spray. The time and space resolved velocity and size distribution of the droplets is measured with the *SizingMaster-Shadow* technique. It enables the coupled acquisition of drop size, drop velocity and drop shape. It turns out that the spectrum of drop sizes distribution decreases with increasing injection pressure. Additionally the spatial extension of the spray increases with increasing injection pressure. These data are available for the validation of numerical spray simulations. In experiments with chemical reactions the auto-ignition delay time of the transient fuel spray is determined with a *high-speed video camera*. The ignition delay time is not depending on the injection pressure. Compared with the ignition delay time of the gaseous free fuel jet, the ignition delay time of the fuel spray is slightly longer.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Stand der Forschung	2
1.2. Zielsetzung	4
1.3. Gliederung der Arbeit	5
2. Grundlagen der Tropfenverbrennung	7
2.1. Dimensionslose Kenngrößen	7
2.2. Primäre Atomisierung	9
2.3. Sekundäre Atomisierung	12
2.4. Wechselwirkung von Tropfen	14
2.5. Folgevermögen	17
2.6. Mittlere Durchmesser	19
2.7. Charakteristische Durchmesser	19
2.8. Tropfenverdampfung	20
2.9. Tropfenverbrennungsmoden	22
3. Versuchsbeschreibung	25
3.1. TROJA-Anlage	25
3.2. Spülgaszufuhr	26
3.3. Brennstoff	28
3.4. Injektionssystem	33
3.5. Vermischung in der Zündkammer	33
3.6. Temperaturbestimmung	35
4. Messtechnik	37
4.1. Durchlicht-Schattenverfahren	37
4.2. Tomografische Laser-Doppler-Anemometrie	38
4.2.1. Laser-Doppler-Anemometrie	38
4.2.2. Grundzüge der Radon-Transformation	41
4.2.3. Prinzip zur tomografischen Rekonstruktion	43
4.2.4. Fehleranalyse	45
4.3. Verfahren zur Messung der Tropfengrößenverteilung	46
4.3.1. Messmethoden zur Bestimmung von Tropfengrößen	46
4.3.2. Versuchsanordnung des SizingMaster-Shadow-Verfahrens	47
4.3.3. Auswertung der Schattenbilddaufnahmen	49
4.3.4. Geschwindigkeitsbestimmung der Tropfen	52
4.3.5. Fehleranalyse und Korrektur	52
5. Zündwahrscheinlichkeit	57
5.1. Zündwahrscheinlichkeit Mischungsbruch	57

5.2.	Berechnung des Temperaturfeldes	59
5.3.	Simulation der temperaturabhängigen Zündverzugszeit	64
5.4.	Zündwahrscheinlichkeit Temperatur	65
5.5.	Berechnung der orts aufgelösten Scherrate	67
5.6.	Simulation der streckungsabhängigen Zündverzugszeit	69
5.7.	Zündwahrscheinlichkeit Scherung	70
5.8.	Kombinierte Zündwahrscheinlichkeit	71
5.9.	Experimentelle Untersuchung der Selbstzündung	74
5.10.	Bewertung der Zündwahrscheinlichkeit	78
6.	Untersuchung der Injektion von flüssigem Brennstoff	79
6.1.	Eintrittsgeschwindigkeit der Brennstofftropfen	79
6.1.1.	Durchführung der Messung	80
6.1.2.	Tomografische Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfeldes	82
6.2.	Messung charakteristischer Größen des Sprays	86
6.2.1.	Ventilschaltzeiten	86
6.2.2.	Datenerfassung	86
6.2.3.	Datenverarbeitung	88
6.2.4.	Tropfengeschwindigkeitsverteilung	90
6.2.5.	Tropfengrößenverteilung	94
6.2.6.	Gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	101
6.2.7.	Exzentrizität	104
6.2.8.	Verbrennungsmodus	106
7.	Selbstzündung des Brennstoffsprays	109
7.1.	Visualisierung der Selbstzündung	109
7.2.	Absolute Zündverzugszeit	110
7.3.	Effektive Zündverzugszeit	112
8.	Zusammenfassung	117
	Nomenklatur	119
	Literaturverzeichnis	123
	Anhang	
A.	Reaktionskinetik von DME	135
A.1.	Selbstzündungsverhalten von DME	135
A.2.	Niedertemperaturoxidation von DME	138
B.	Hochgeschwindigkeitstemperaturmessung	141
C.	Reaktionsmechanismus von DME	147

1. Einleitung

Von jeher war die Verbrennung als Mittel zur Energieerzeugung Motor für die Zivilisation und Industrialisierung. Ein Großteil der Primärenergie wird bis heute durch Verbrennung gedeckt (Abb. 1.1). Während in der Vergangenheit hauptsächlich Kohle und Holz eingesetzt wurden, wird in der modernen Zeit in Hinblick auf Mobilität, Flexibilität und hohe Energiedichte in zunehmendem Maße flüssiger und gasförmiger Brennstoff eingesetzt. Der Bedarf an Energie wird in Zukunft weiter ansteigen (Abb. 1.1). Dadurch muss bei Gewinnung von Energie aus fossilen Brennstoffen gewährleistet sein, dass die zu Verfügung stehenden Ressourcen effizient genutzt werden, da die fossilen Brennstoffe nur in begrenztem Maße zu Verfügung stehen.

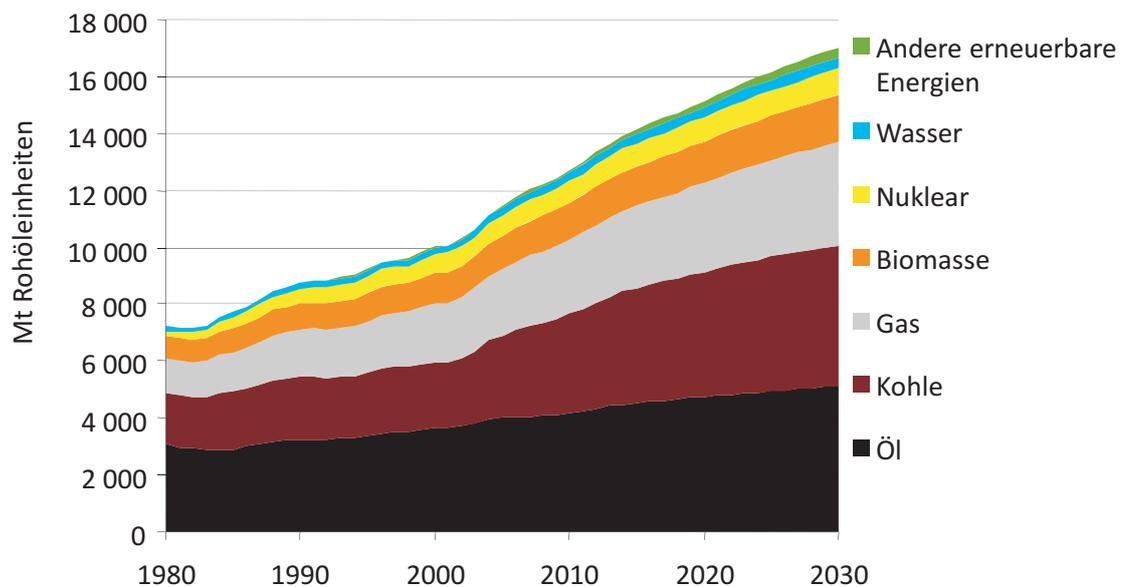


Abbildung 1.1.: Prognose des weltweiten Bedarfs an Primärenergie (Quelle: World Energie Outlook 2008, OECD/IEA).

Zur effizienten Nutzung der fossilen Kraftstoffe wird die Verbrennung im motorischen Bereich heute durch die Direkteinspritzung für Otto-Motoren und durch das HCCI¹-Verfahren im Diesel-Motor umgesetzt. Diese Verbrennungskonzepte stellen zwar eine deutliche Verbesserung hinsichtlich Wirkungsgrad, Emissionen und Verbrauch gegenüber älteren Verfahren dar, jedoch beruhen die Prozesse auf instationären Vorgängen, die noch nicht vollständig verstanden sind.

Während der Verbrennungsvorgang in einem Ottomotor durch eine Fremdzündung eingeleitet wird, zündet das Brennstoff/Luft-Gemisch in einem Dieselmotor selbst. Die Selbstzündung bedeutet eine größere Komplexität des Zünd- und Verbrennungsvorgangs als

¹Homogeneous Charge Compression Ignition

beim Otto-Motor. Alle Teilprozesse in der Diesel-motorischen Zündung und Verbrennung besitzen unterschiedliche Zeitskalen und beeinflussen sich dabei gegenseitig. Diese Komplexität eines solchen instationären Verbrennungsprozesses erschwert die Einflussnahme von außen und dadurch die Anpassung des Ablaufs an äußere Bedingungen wie hohe Leistung bei geringem Schadstoffausstoß. Ebenso kann aber auch eine unerwünschte Selbstzündung in der ottomotorischen Verbrennung auftreten (*Klopfen*) und den Motor beschädigen.

Aus diesen Gründen müssen jeder Teilprozess einzeln und die Interaktion der Prozesse untereinander genau verstanden werden. Das ist notwendig, um die immer strikter werdenden gesetzlichen Schadstoffbegrenzungen erfüllen zu können und den Energieverbrauch zu senken. Zudem eröffnet ein tieferes Verständnis zum einen die Möglichkeit, weiteres Verbesserungspotential zu entdecken und zum anderen, mathematische Modelle zu entwickeln, welche die Vorgänge während eines solchen Verbrennungsvorganges abbilden. Die können dann wiederum zur Entwicklung und Verbesserung von Verbrennungskonzepten eingesetzt werden.

1.1. Stand der Forschung

Die Untersuchung von Selbstzündungsvorgängen gestaltet sich im Gegensatz zur Untersuchung von stationärer Verbrennung erheblich schwieriger. Eine direkte numerische Simulation (DNS) benötigt zur Berechnung eines instationären Verbrennungsvorganges mindestens 10000 Zeitschritte, was einen großen Rechenaufwand darstellt [118]. Die Berechnung eines solchen Vorganges mit vereinfachten Modellen erfordert einen hohen Aufwand für die Modellierung und Validierung der Annahmen. Für die experimentelle Untersuchung bedeuten instationäre Vorgänge zusätzlichen Aufwand für die Korrelation der während der Messdurchführung gewonnenen Daten mit einem festen Zeitpunkt, z.B. Start der Injektion des Brennstoffes oder Erzeugung eines Zündfunkens. Gerade bei Zündvorgängen dominieren in Abhängigkeit von äußeren Bedingungen unterschiedliche Zeitskalen den Zündungsprozess, wie die chemischen Zeitskalen oder Zeitskalen der Strömung. Dies begründet den komplexen Charakter dieses Vorgangs. Der Einfluss der chemischen Zeitskala äußert sich bei der Selbstzündung von kohlenwasserstoffhaltigen Brennstoffen unter motornahen Bedingungen, indem die Zündung des Brennstoff/Luft-Gemischs von der Niedertemperaturoxidationskinetik (*low temperature oxidation, LTO*) dominiert wird [82]. Diese verursacht einen negativen Temperaturkoeffizienten (*Negative Temperature Coefficient, NTC*), was dazu führt, dass die chemische Reaktion bei der Selbstzündung fast abbricht und es erst nach einer weiteren Verzugszeit zur vollständigen Umsetzung des Brennstoffes kommt. Die Zeitskalen der Strömung beeinflussen den Zündungsprozess durch skalare Dissipation, welche durch Strömungsturbulenz verursacht wird. Die Wahrscheinlichkeit der Selbstzündung von Brennstoff und Luft unter nicht vorgemischten Bedingungen ist in Bereichen am höchsten, wo die skalare Dissipationsrate niedrig ist [75]. Deshalb ist bei ansteigender Dissipationsrate eine Erhöhung der Zündenergie notwendig, um eine sichere Zündung zu erhalten [16].

Die Bestimmung einer Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Mischungsbruches wurde erstmals an einem turbulenten Brenngasfreistrahle durchgeführt [19]. Es wurde dabei untersucht, an welcher Position im Freistrahle eine Zündung des Gemisches mit einem Zündfunken erfolgreich ist. Dabei stellte sich heraus, dass eine Betrachtung der

turbulenten Schwankung in der lokalen Mischung unbedingt notwendig ist, da eine Mittelung des Mischungsbruchs keine exakte Aussage über zündfähige Bereiche liefert. In weiterführenden Untersuchungen zur Bestimmung des Bereiches, in welchem die Mischung ein zündfähiges Gemisch darstellt, wird der Zündfaktor (*flammability factor*) F eingeführt [9]. Diese Zündgrenzen des Gemisches sind jedoch nicht alleine entscheidend für eine erfolgreiche Zündung. Dies folgt aus Untersuchungen der Zündwahrscheinlichkeit eines atmosphärischen Brenngasfreistrahls [9, 66, 100]. Dabei wurde eine Abhängigkeit der Zündwahrscheinlichkeit von Fremdzündparametern wie Zünddauer, Zündenergie und Strömungsgeschwindigkeit festgestellt. Die Bestimmung der Zündwahrscheinlichkeit bei einer Staukörper-stabilisierten Flamme ergab, dass neben dem lokalen Molenbruch auch strömungsmechanische Effekte, wie der Turbulenzgrad, einen Einfluss auf die Zündwahrscheinlichkeit haben [7]. Ferner wird darauf hingewiesen, dass die Kenntnis der lokalen Streckrate die Genauigkeit der Vorhersage einer erfolgreichen Zündung erhöht [7]. Jedoch sind solche Daten bis jetzt noch nicht in Wahrscheinlichkeiten für Zündung eingeflossen. Grundsätzlich kann zusammengefasst werden, dass alle bisher durchgeführten Arbeiten zu Zündwahrscheinlichkeiten sich ausschließlich auf Fremdzündungen von stationären Strömungen beziehen. Dies hat zum Teil technische Relevanz für Benzin-Motoren und Gasturbinen, jedoch können daraus nur bedingt Schlüsse für Selbstzündungsverfahren wie den Diesel-Prozess gezogen werden. Ferner wurde bisher keine gekoppelte Betrachtung einzelner Einflussgrößen auf die Zündwahrscheinlichkeit durchgeführt.

Im Rahmen technischer Anwendungen wird Brennstoff mehrheitlich in fester oder in flüssiger Form eingesetzt. Aufgrund dieser Inhomogenität in der Phase steigt die Komplexität der Prozesse [118]. Neben der hydrodynamischen Charakterisierung des Sprays und dessen Bildung muss bei der Betrachtung der Verbrennung der Transportprozess der einzelnen Tropfen, die turbulente Zweiphasenströmung des Sprays, die chemische Reaktion und die Entstehung der Reaktionsprodukte sowie die Entstehung von Schadstoffen berücksichtigt werden [37].

Aufgrund begrenzter Ressourcen von fossilen Brennstoffen ist es notwendig, alternative Kraftstoffe, welche aus nachwachsenden Quellen stammen, hinsichtlich ihrer Eignung als Ersatz- oder Zusatzkraftstoff zu untersuchen [34, 53]. Dabei stellt sich heraus, dass Dimethylether (DME) sehr gute Selbstzündungseigenschaften besitzt. Deshalb wird es bereits in Feldversuchen als Zusatz zu Diesel-Brennstoff beigemischt [13, 43, 98, 103]. Für den Brennstoff Dimethylether wurde eine Vielzahl an Untersuchungen der Sprayentwicklung und Verdampfung durchgeführt [12, 51, 54, 102, 107, 108, 109, 123, 124]. Dabei wurden mehrheitlich Eigenschaften wie Spraywinkel und axiale Strahlausbreitung bei Variation von Drücken und Temperaturen untersucht. Es stellte sich heraus, dass sich mit steigendem Umgebungsdruck die Verdampfungsrate von DME erhöht [13]. Dies führt dazu, dass die Tropfen im Vergleich zu Diesel-Tropfen wesentlich schneller verdampfen [109]. In einer weiteren Arbeit wurde festgestellt, dass ein direkter Zusammenhang zwischen axialer Strahlausbreitung und Spraywinkel mit dem Druck und der Temperatur des Umgebungsgases besteht [59]. Dies äußert sich in einer kürzeren Eindringtiefe und einem breiter werdenden Spraywinkel bei ansteigendem Umgebungsdruck [54]. Ein DME-Spray hat eine vergleichbare Eindringtiefe wie ein Spray aus Diesel-Brennstoff, jedoch ist der Spraywinkel größer, was zu einer besseren Vermischung von Kraftstoff und Luft führt. In weiteren Arbeiten wurde die Eignung von DME als Kraftstoff für Diesel-Motoren

durch die Charakterisierung des Selbstzündungsverhaltens in Versuchsmotoren untersucht [56, 59, 60, 62, 65, 67, 96, 101, 122]. Eine gekoppelte Betrachtung von Sprayparametern wie Tropfengrößenverteilung und Tropfengeschwindigkeitsverteilung mit Zündort und Zündverzugszeit erfolgte bisher lediglich in einer theoretischen Betrachtung [111]. Grundsätzlich kann zusammengefasst werden, dass die Einflüsse des Charakters eines DME-Sprays auf die Selbstzündung noch nicht untersucht wurden. Ferner erfolgten die experimentellen Untersuchungen zur Selbstzündung von DME in Versuchsmotoren, welche eine Nutzung der Ergebnisse zur Validierung von numerischen Verbrennungsmodellen aufgrund komplizierter Geometrien und komplexer Randbedingungen erschweren.

1.2. Zielsetzung

Die vorliegende Arbeit wird im Rahmen des *Sonderforschungsbereiches 606 „Instationäre Verbrennung: Transportphänomene, Chemische Reaktionen, Technische Systeme“* durchgeführt. Dieser ist am *Karlsruher Institut für Technologie (KIT)* angesiedelt. Das Teilprojekt *A3: Selbstzündungsprozesse in instationären turbulenten Freistrahlen* beschäftigt sich auf experimenteller und numerischer Basis mit Grundlagenuntersuchungen zu Selbstzündungsprozessen von Freistrahlen. In ersten Arbeiten wurde der Brennstofffreistrahlsströmungsmechanisch charakterisiert und der transiente Mischungsbruch im Freistrahls als β -Funktionen, welche die statistische Verteilung des Mischungsbruchs repräsentieren, parametrisiert und für die Validierung numerischer Modelle bereitgestellt. Mit diesen β -Funktionen wurde eine Zündwahrscheinlichkeit gemäß der atmosphärischen Zündgrenzen berechnet. Zudem wurde das Selbstzündungsverhalten des instationären gasförmigen Brennstofffreistrahls untersucht und mit Flamelet-Rechnungen verglichen.

In den vorliegenden Untersuchungen wird die bereits aus den β -Funktionen errechnete Zündwahrscheinlichkeit um den Einfluss der Strömung erweitert. Diese führt in Form von Streckung Wärme und Radikale aus dem Reaktionsbereich ab. Zusätzlich wird der Einfluss der lokalen Mischungstemperatur in die Betrachtung miteinbezogen. Die Struktur der Arbeiten ist in Abb. 1.2 schematisch gezeigt. Die Streckung soll dazu aus Geschwindigkeitsdaten des zweidimensionalen Strömungsfeldes, welches in der ersten Phase des Projektes gemessen wurde, extrahiert werden. Die kritische Streckrate, ab welcher es durch lokale Dissipation nicht mehr zur Zündung kommen kann, wird durch eine Flamelet-Simulation berechnet. Ferner wurde in früheren Untersuchungen eine starke Abhängigkeit der Zündverzugszeit von der Mischungstemperatur in numerischen Simulationen registriert. Um den Temperatureinfluss zu berücksichtigen wird aus den β -Funktionen mit dem Ansatz einer durchströmten Mischkammer ein zeitaufgelöstes Temperaturfeld berechnet. Die Grenztemperatur, unterhalb derer es nicht zur Zündung kommen kann, wird mit dem Programm HOMREA berechnet.

Die drei Einzelwahrscheinlichkeiten werden miteinander kombiniert und sowohl mit Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen der Zündung als auch mit Ergebnissen von Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF) von Formaldehyd validiert. Diese verbesserte Zündwahrscheinlichkeit liefert zum einen neue Erkenntnisse über Einflussparameter auf die Selbstzündung und steht selbst wiederum der Validierung numerischer Modelle zur Verfügung.

Nachdem in vorangegangenen Untersuchungen die Selbstzündung eines gasförmigen Brenngasfreistrahls untersucht wurde [40], werden in der aktuellen Arbeit durch den Ein-

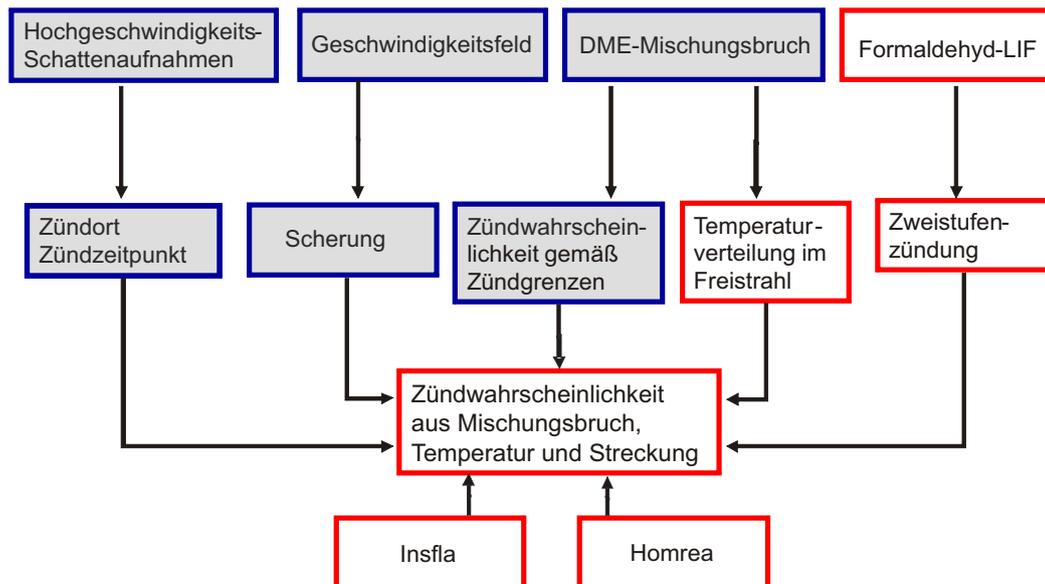


Abbildung 1.2.: Struktur der Untersuchungen zum gasförmigen Freistrah. Blauer Rahmen: Vorangegangene Arbeiten. Roter Rahmen: Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

satz von flüssigem Brennstoff Zweiphaseneffekte wie Spraybildung, Tropfenzerfall und Tropfenverdampfung in die Betrachtung des Selbstzündungsvorgangs mit einbezogen. Um den Einfluss der Zweiphaseneffekte herausstellen zu können, wird als Brennstoff, wie schon für die Untersuchung des gasförmigen Freistrahls, Dimethylether eingesetzt. Dies erlaubt eine Identifikation des Einflusses der Spraybildung und Verdampfung auf die Selbstzündung. Die Struktur der Arbeiten ist in Abb 1.3 dargestellt. Zur Untersuchung der Selbstzündung werden mit Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen der Zündort und der Zündzeitpunkt bestimmt. Für die Erfassung des Spraycharakters wird mit dem *Sizing-Master Shadow*-Verfahren die Tropfengrößenverteilung, die Tropfengeschwindigkeitsverteilung, die Tropfenposition sowie die Tropfenform orts- und zeitaufgelöst erfasst. Daraus soll eine breite Datenbasis zur Validierung numerischer Modelle der Brennstoffinjektion erstellt werden. Aus einer gekoppelten Betrachtung der Ergebnisse aus Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen und der Detektion der ersten Tropfen aus der Tropfengrößenmessung ergibt sich die relative Zündverzugszeit. Des Weiteren wird mit der tomografischen Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) die Tropfengeschwindigkeit am Düsenaustritt bestimmt. Die erhöhte örtliche Auflösung des Verfahrens liefert eine detaillierte Eintrittsrandbedingung für die numerische Simulation.

1.3. Gliederung der Arbeit

Die experimentellen Untersuchungen werden an der Anlage *TROJA* (*TR*ansient *O*pen *J*et for *A*utoigniton) durchgeführt. Sie befindet sich am Institut für Kern- und Energietechnik am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) und wurde zusammen mit dem Engler-Bunte-Institut (EBI) konstruiert und errichtet [41].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

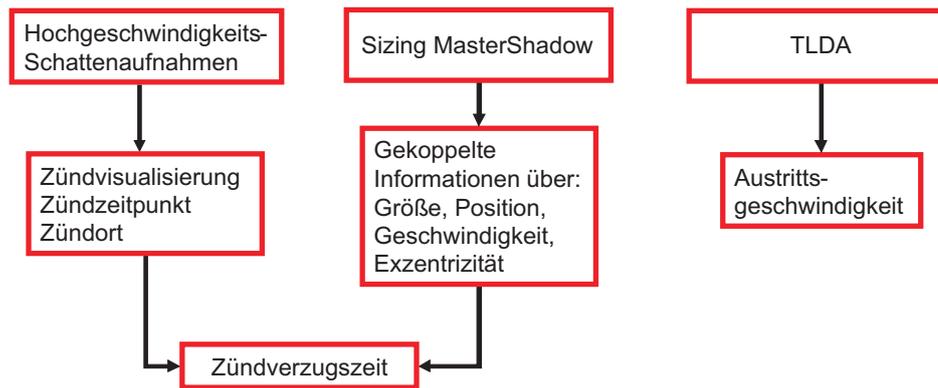


Abbildung 1.3.: Struktur der Untersuchungen zum flüssigen Freistrah.

- In **Kapitel 2** werden die Mechanismen und charakteristischen Kennzahlen von Strahlaufbruch, Tropfenzerfall und Tropfenverdunstung vorgestellt. Zudem wird der Brennstoff DME in seinen physikalischen und chemischen Eigenschaften skizziert. Für die Auswertung integraler Geschwindigkeitsinformationen wird die Vorgehensweise einer tomografischen Rekonstruktion hergeleitet.
- Die Versuchsanlage *TROJA* wird in **Kapitel 3** vorgestellt. Dazu gehören neben der baulichen Beschreibung der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer auch die Erläuterung des Injektionssystems und die Erfassung der Randbedingungen der Versuche.
- Zur Untersuchung des Brennstoffsprays kommt neben der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und einem Schattenmessverfahren zur Tropfencharakterisierung mittels Bildverarbeitung auch ein Hochgeschwindigkeitsschattenverfahren zum Einsatz, welches orts- und zeitaufgelöst die Selbstzündung charakterisiert. Diese Messverfahren werden im Einzelnen in **Kapitel 4** vorgestellt.
- Die Erweiterung einer örtlich aufgelösten Wahrscheinlichkeit einer Selbstzündung des instationären Brenngasfreistrahls ist Gegenstand von **Kapitel 5**. Dafür wird eine Zündwahrscheinlichkeit aufgrund von Streckung und aufgrund der Mischungstemperatur berechnet und anschließend mit der bereits existierenden Zündwahrscheinlichkeit aufgrund des Mischungsbruchs zu einer erweiterten Zündwahrscheinlichkeit zusammengefasst.
- Das Geschwindigkeitsfeld der Tropfen, welches mit der tomografischen Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) rekonstruiert wurde, wird in **Kapitel 6** präsentiert. Mithilfe des *SizingMaster Shadow*-Verfahrens wird das Spray hinsichtlich der Tropfengrößenverteilung und der Tropfengeschwindigkeitsverteilung charakterisiert. Die gewonnenen Ergebnisse stehen der Validierung von numerischen Spraymodellen zur Verfügung.
- Die Ergebnisse der Messung der Zündverzugszeiten sind in **Kapitel 7** diskutiert.
- Die Resultate der durchgeführten Arbeiten werden schließlich in **Kapitel 8** zusammengefasst.

2. Grundlagen der Tropfenverbrennung

In diesem Abschnitt werden die Spraybildung und die Zerstäubung eines Flüssigkeitsfreistrahles diskutiert. Dafür wird zunächst auf die relevanten Kenngrößen der Spraybildung und der Verdampfung eingegangen. Anschließend werden Modelle zur Beschreibung von Prozessen während der Spraybildung und Verdampfung vorgestellt.

2.1. Dimensionslose Kenngrößen

Grundlage eines Zerstäubungsprozesses ist ein Ungleichgewicht zwischen den stabilisierenden Kräften in einem Flüssigkeitstropfen und Kräften, welche sowohl von innen als auch von außen auf den Tropfen einwirken. Ohne das Vorhandensein von inneren oder äußeren Kräften bewirkt die Oberflächenspannung σ gemäß dem Prinzip der minimalen Oberflächenenergie die Einnahme der Kugelform. Um eine Flüssigkeit zerstäuben zu können, ist das Aufbringen einer Störung notwendig, welche Instabilitäten verursacht. Dies kann dadurch geschehen, dass ein Tropfen einer Gasströmung ausgesetzt wird. Die dynamische Viskosität der Tropfenflüssigkeit μ_L wirkt der Entstehung von Instabilitäten entgegen. Sobald der Betrag der destabilisierenden Kräfte größer ist als der der stabilisierenden Kräfte entsteht eine Abweichung von der Kugelform [69]. Ebenso haben auch der Druck und die Temperatur des Umgebungsgases einen Einfluss auf die Zerstäubung. Für eine quantitative Aussage über den Zerfall von Fluiden mit kleiner Viskosität ist die Weber-Zahl We die charakterisierende Größe:

$$We = \frac{\rho_g U_R^2 d_D}{\sigma}. \quad (2.1)$$

Hier spiegelt der Ausdruck $\frac{1}{2}\rho_g U_R^2$ den dynamischen Druck mit der Relativgeschwindigkeit U_R zwischen Fluid und Umgebungsgas, der Dichte des Umgebungsgases ρ_g und der Oberflächenspannung $\frac{\sigma}{d_D}$ wider [69]. Der Tropfendurchmesser wird mit d_D angegeben. Bei einem hohen Betrag der Weber-Zahl ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass der Tropfen zerfällt. Bei der kritischen Weber-Zahl We_{krit} sind die stabilisierenden Kräfte des Tropfens, aufgebracht durch die Oberflächenspannung σ , gleich dem Luftwiderstand der Umgebungsluft, durch welchen Instabilitäten ausgelöst werden können. Das Gleichgewicht zwischen inneren und äußeren Kräften lässt sich nach [69] bestimmen zu:

$$c_D \left(\frac{\pi}{4} \right) d_D^2 \frac{1}{2} \rho_g U_R^2 = \pi d_D \sigma. \quad (2.2)$$

wobei $\frac{\pi}{4} d_D^2$ die projizierte Oberfläche des Tropfens und c_D der Widerstandsbeiwert des Tropfens ist. Durch eine Umstellung von Gl. 2.2 ergibt sich nun der Term auf der linken Seite von Gl. 2.3 zu der kritischen Weber-Zahl We_{krit} (Gl. 2.4).

$$\left(\frac{\rho_g U_R^2 d_D}{\sigma}\right)_{krit} = \frac{8}{c_D} \quad (2.3)$$

$$\text{We}_{krit} = \frac{8}{c_D} \quad (2.4)$$

Für Flüssigkeiten mit niedriger Viskosität ergibt sich aus Experimenten für den Ausdruck $\frac{8}{c_D}$ ein Wert von 12.

Im Umkehrschluss ist es somit möglich, einen kritischen Durchmesser $d_{D,max}$ gemäß Gl. 2.4 zu bestimmen, oberhalb dessen es zum Zerfall des Tropfens kommt.

$$d_{D,max} = \frac{12\sigma}{\rho_g U_R^2} \quad (2.5)$$

Neben der Oberflächenspannung als stabilisierendem Faktor wirkt ebenfalls die kinematische Viskosität der Flüssigkeit ν_L als Quotient der dynamischen Viskosität μ_L und der Dichte der Flüssigkeit ρ_L dem Zerfall entgegen. Die Ohnesorge-Zahl Oh spiegelt das Verhältnis der Viskosität zur Oberflächenspannung des Fluids wieder:

$$\text{Oh} = \frac{\text{We}^{0.5}}{\text{Re}} = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma d_D}}. \quad (2.6)$$

Die Reynolds-Zahl der Strömung Re gibt den Quotienten aus Trägheitskräften und Zähigkeitskräften an:

$$\text{Re} = \frac{\rho U_R d_D}{\mu} = \frac{U_R d_D}{\nu}. \quad (2.7)$$

Das Verhältnis aus Impulstransport zu Energietransport wird durch die Prantl-Zahl Pr beschrieben. Dementsprechend steht ν für die kinematische Viskosität und a für die Temperaturleitfähigkeit:

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a}. \quad (2.8)$$

Die Lewis-Zahl Le gibt das Verhältnis aus der Wärmeleitung und der Diffusion in einer Strömung wieder [85]. Hierbei steht λ_{therm} für die Wärmeleitfähigkeit der Mischung, D für den Diffusionskoeffizienten der Spezies, c_p für die spezifische Wärme der Mischung und ρ für die Dichte der Mischung:

$$\text{Le} = \frac{\lambda_{therm}}{D c_p \rho}. \quad (2.9)$$

Die Schmidt-Zahl Sc ist der Quotient aus dem Impulstransport und der Massendiffusion. Sie entspricht dem Verhältnis der kinematischen Viskosität ν und dem Diffusionskoeffizienten D der Spezies.

$$\text{Sc} = \frac{\nu}{D} \quad (2.10)$$

Diese dimensionslosen Kenngrößen werden zur Klassifizierung verschiedener Zerfallsregime und zur Einordnung des Verbrennungsmodus des Sprays herangezogen.

2.2. Primäre Atomisierung

Der Zerstäubungsprozess eines Fluides setzt sich aus zwei Phasen zusammen. In der ersten Phase der Zerstäubung (primäre Atomisierung) bilden sich aus einem Flüssigkeitsstrahl Ligamente und große Tropfen. Diese Phase wird hauptsächlich durch anwachsende Instabilitäten hervorgerufen. Einflüsse darauf rühren unter anderem aus der Strömung innerhalb des Zerstäubers, dem Geschwindigkeitsprofil des Flüssigkeitsfreistrahles und der Turbulenz am Düsenaustritt sowie der physikalischen und thermodynamischen Eigenschaften der Fluide her [71].

In der zweiten Phase (sekundäre Atomisierung) zerfallen die Tropfen weiter zu Tropfen mit kleinerem Durchmesser und es kann zu Interaktionen zwischen Tropfen kommen.

Sobald ein runder Flüssigkeitsstrahl in eine ruhende Atmosphäre eintritt, hängt die Stabilität des Strahls hauptsächlich vom Verhältnis zwischen der Oberflächenspannung, den inneren Kräften des Strahls und den destabilisierenden Kräften, induziert durch die Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas, ab. Reitz und Bracco [92] unterscheiden zwischen vier Zerfallsarten:

- **Rayleigh-Zerfall**
Bei geringen Eintrittsgeschwindigkeiten kommt es durch Störungen zu anwachsenden axialsymmetrischen Schwingungen auf der Flüssigkeitsoberfläche, welche letztlich zum Zerfall des Strahles führen (siehe Abb. 2.1a). Dabei ist der Durchmesser der Tropfen größer als der anfängliche Strahldurchmesser. Die Aufbruchlänge ist sehr groß.
- **Erster windinduzierter Zerfall**
Bei steigender Ausströmgeschwindigkeit steigt der Einfluss der aerodynamischen Kräfte auf den Strahl, welche die Schwingungen verstärken und dadurch den Rayleigh-Zerfall beschleunigen. Der Tropfendurchmesser ist nun in der Größenordnung des Düsendurchmessers, während die Aufbruchlänge durch den früheren Zerfall verkürzt ist (Abb. 2.1b). Die untere Grenze für diesen Zerfall liegt bei $We > 1.2 + 3.31Oh^{0.9}$ [106] oder $We = 0.4$ [71].
- **Zweiter windinduzierter Zerfall**
Bei einer weiteren Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit kommt es zu einer weiteren Verstärkung der axialsymmetrischen Schwingungen durch die aerodynamischen und oberflächenspannungsinduzierten Kräfte. Bei hochviskosen Fluiden können zusätzlich auch transversale Schwingungen im Strahl entstehen. Die Tropfengröße ist nun geringer als der Düsendurchmesser und der Strahlzerfall setzt nun bereits nach wenigen Düsendurchmessern ein (Abb. 2.1c). Diese Art des Zerfalls tritt ab einer Weber-Zahl $We = 13$ auf [71].
- **Atomisierung**
Bei der Atomisierung ist keine intakte Strahloberfläche vorhanden und der Zerfall in kleine Tropfen erfolgt unmittelbar nach Verlassen der Düse. Dabei ist es möglich, dass ein Kernbereich mit größeren Tropfen in einer Entfernung von einigen Düsendurchmessern vom Austritt existiert (Abb. 2.1d). Nach [76] beginnt der Bereich der Atomisierung bei $We = 40.3$.

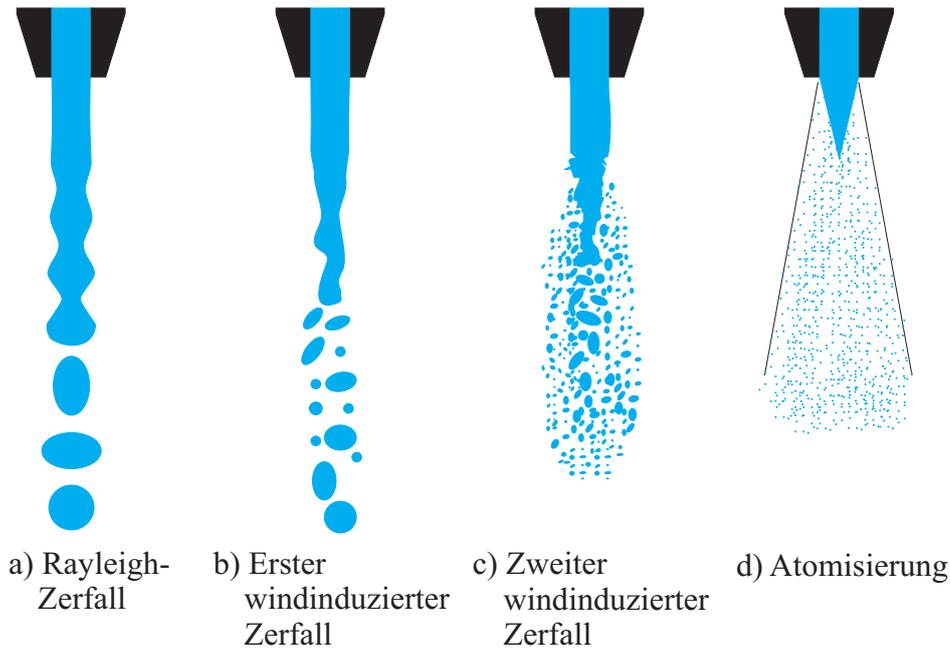


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Zerfallsarten nach [92].

In Abb. 2.2 ist das Ohnesorge-Diagramm dargestellt, in welchem die Zerfallsarten für einen stationären Strahl in Abhängigkeit der Ohnesorge-Zahl und der Reynolds-Zahl eingetragen sind. Wie aus Gl. 2.6 ersichtlich ist, ist die Ohnesorge-Zahl nur von Stoffwerten und der Geometrie abhängig, während die Reynolds-Zahl mit steigender mittlerer Geschwindigkeit ansteigt. Dies bedeutet, dass bei konstanter Ohnesorge-Zahl eine Erhöhung der mittleren Austrittsgeschwindigkeit zu Zerfallsmechanismen höherer Ordnung führt. Ebenso führt eine Verringerung der Viskosität des Fluids bei konstanter Reynolds-Zahl zu Zerfallsmechanismen niedrigerer Ordnung.

Im Ohnesorge-Diagramm wird die Dichte der Umgebungsluft nicht berücksichtigt. Eine höhere Gasdichte bewirkt einen höheren Luftwiderstand und dadurch ein früheres Einsetzen des Zerfalls. Dies bedeutet, dass die Zerfallsbereiche in Abb. 2.2 sich hin zu kleineren Reynolds-Zahlen bei erhöhter Gasdichte verschieben. In Abb. 2.3 ist das erweiterte Ohnesorge-Diagramm mit dem qualitativen Einfluss des Verhältnisses der Luftdichte ρ_L zur Gasdichte ρ_g dargestellt [91]. Die Grenzen zwischen den Zerfallsmechanismen sind als Flächen dargestellt.

In Abbildung 2.4 sind die Zerfallsmechanismen in Abhängigkeit der Weber-Zahl und Ohnesorge-Zahl aufgetragen. Es ist darin zu erkennen, dass es bei konstanter Weber-Zahl zu keiner Änderung im Zerfallsmechanismus kommt. Bei einer Ohnesorge-Zahl $Oh > 2-4$ stabilisieren die viskosen Kräfte das Fluid, was einen Aufbruch verhindert. Für den Übergang von Rayleigh-Zerfall zum windinduzierten Zerfall gibt es keine eindeutige Grenze, sodass hier ein Übergangsbereich definiert wurde, welche in Abb. 2.4 grau unterlegt ist [38]. Ebenso gibt es kein eindeutiges Kriterium beim Übergang vom ersten zum zweiten windinduzierten Zerfall. Die Unsicherheiten in den Grenzen rühren daher, dass es in der Literatur neben den bereits aufgeführten Grenzen noch weitere Definitionen gibt. Als Beispiel sei hier die Definition von [90] aufgeführt, welcher den Beginn der Atomisierung mit einer Weber-Zahl von $We = 13$ definiert. Ein praktischer Grund für die Uneinheitlich-

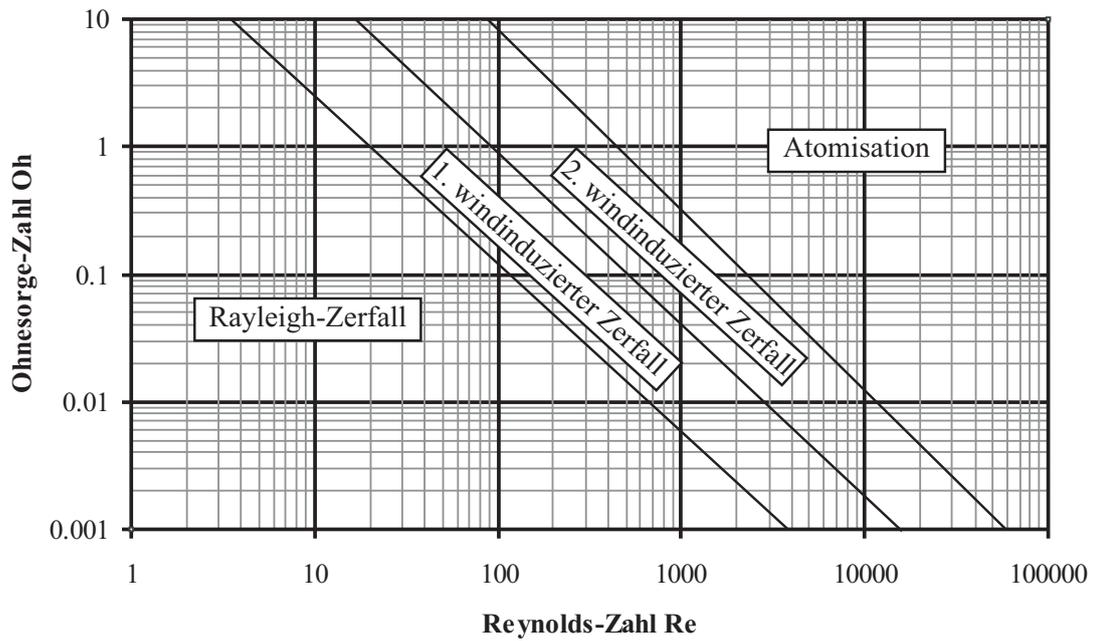


Abbildung 2.2.: Ohnesorge-Diagramm: Unterteilung der Zerfallsarten in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und der Ohnesorge-Zahl [92].

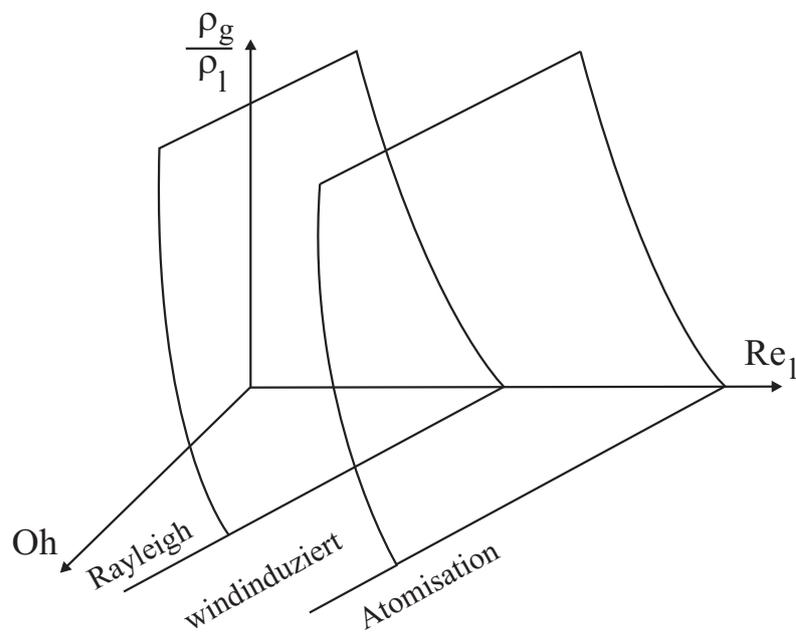


Abbildung 2.3.: Dreidimensionales Ohnesorge-Diagramm: Neben dem Einfluss der Reynolds-Zahl auf das Zerfallsregime ist auch die Abhängigkeit des Dichteverhältnisses zwischen Umgebungsgas und Fluid aufgeführt [91].

keit in der Definition der Grenzen ist, dass es noch keine einheitliche Vorgehensweise zur Charakterisierung des Injektionssystems und der Düsengeometrie sowie keine einheitliche Terminologie auf diesem Gebiet gibt [92].

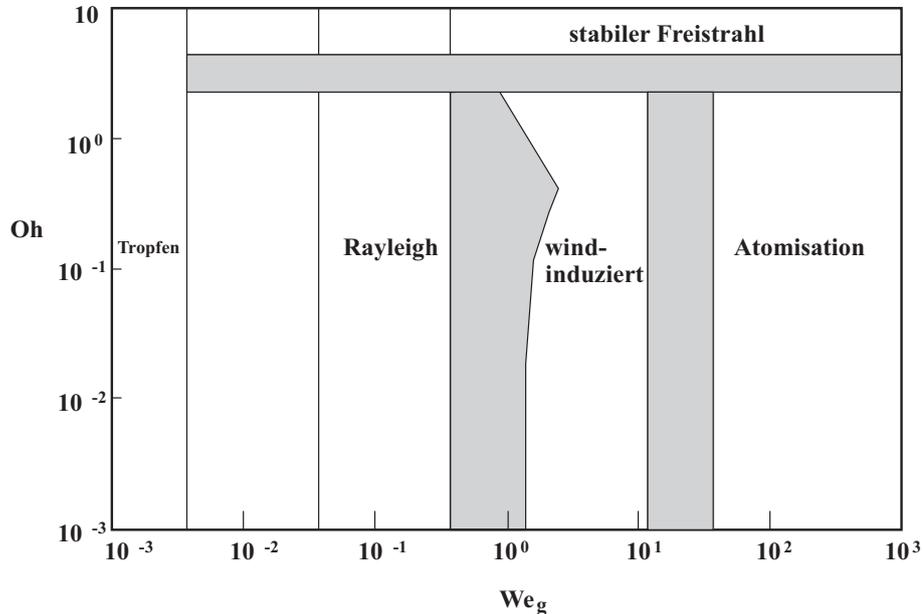


Abbildung 2.4.: Zerfallsmechanismen für einen runden laminaren Freistrahlin in ruhender Umgebung [38]. Bereiche mit nicht eindeutigen Übergangsgrenzen sind grau unterlegt.

2.3. Sekundäre Atomisierung

Nach dem primären Zerfall kommt es zu weiteren Zerfallsvorgängen durch die Wechselwirkung mit dem Umgebungsgas in Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit U_R . Die den Zerfall antreibende Kraft steigt mit der Relativgeschwindigkeit U_R zwischen dem Tropfen und dem Umgebungsgas quadratisch an, während die Oberflächenspannung des Tropfens dem entgegenwirkt und den Tropfen in der ideal-sphärischen Form halten will (vergl. Gl. 2.1). Eine qualitative Aussage über das Maß an Auslenkung des Tropfens aus der sphärischen Form kann mit der Weber-Zahl We getroffen werden [72]. Für $We \ll 1$ tendiert der Tropfen dazu in der sphärischen Form zu bleiben. Bei $We \approx 1$ kann eine geringe Abweichung von der sphärischen Form erwartet werden. Für $We \gg 1$ verformt sich der Tropfen stark und kann zerfallen. Sobald ein Tropfen in geringem Maße aus der ideal sphärischen Form gebracht wird, wird er als Sphäroid bezeichnet. Die Exzentrizität E beschreibt das Verhältnis des kleinsten Durchmessers $d_{D,min}$ zum größten Durchmesser $d_{D,max}$ im Sphäroid (Gl. 2.11). Dabei wirken die Scherkräfte, welche den Tropfen verformen, nicht unbedingt in dessen Bewegungsrichtung [21]. Dies bedeutet, dass die Orientierung des deformierten Tropfens keine eindeutige Aussage über die Richtung der angreifenden Kräfte liefert.

$$E = \frac{d_{D,min}}{d_{D,max}} \quad (2.11)$$

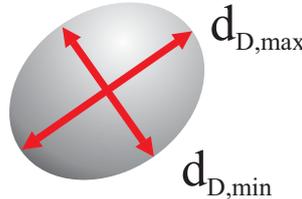


Abbildung 2.5.: Verformung eines Tropfens durch den Angriff äußerer Kräfte.

Diese Deformation beschreibt den Anfangsvorgang des Tropfenzerfalls. Die aerodynamischen Kräfte verursachen Instabilitäten auf der Tropfenoberfläche oder im gesamten Tropfen, was letztlich zum Zerfall der Tropfen und zur Bildung kleinerer Tropfen führt. Die Zerfallsvorgänge finden so lange statt, bis die Weber-Zahl We der durch weiteren Zerfall entstandenen Tropfen unter den kritischen Wert gefallen ist.

In Abb. 2.6 sind die Tropfenzerfallsarten in Abhängigkeit der Weber-Zahl We dargestellt [84]. Die aufgeführten Weber-Zahlen gelten bei einem geringen Einfluß der Viskosität, d.h. $Oh < 0.1$.

Der schwingungsinduzierte Zerfall tritt bei Weber-Zahlen $We < 12$ auf und wird durch Schwingungen in der Eigenfrequenz des Tropfens eingeleitet. Diese Schwingungen können durch Wechselwirkungen mit dem Umgebungsgas verstärkt werden, was unter Umständen zum Zerfall des Tropfens führen kann.

Im Bereich $12 < We \leq 50$ tritt Taschenzerfall auf. Bei dieser Zerfallsart bildet sich zunächst aus dem Tropfen eine Scheibe, welche sich in der Mitte wölbt. Die in der Mitte nun befindliche Lamelle wölbt sich weiter taschenartig aus, bis diese zerfällt. Anschließend zerfällt der Ring in große Tropfen.

Bei Weber-Zahlen $50 < We \leq 100$ bildet sich ein Stamm in der Mitte, der beim Zerfall in wenige große Tropfen zerfällt. Diese Art des Zerfalls wird Taschenstammzerfall genannt. Im Bereich von $100 < We \leq 350$ formt sich der Tropfen zunächst zu einer Scheibe. Am Rand der Scheibe bilden sich nun Lamellen, welche kontinuierlich zu kleinen Tropfen zerfallen. Hier handelt es sich um den Scheibenzerfall.

Bei Weber-Zahlen $350 < We$ kommt es zum Wellenkammzerfall, verursacht durch Oberflächenwellen mit großer Amplitude und kleiner Wellenlänge. Dabei lösen sich fortlaufend kleine Tropfen aus den Wellenkämmen. Ein Zerfall, bei welchem die Wellenlängen ebenfalls anwachsen, wird katastrophaler Zerfall genannt. Hier durchdringen die Wellen den Tropfen und zerteilen ihn in Einzeltropfen.

In Abb. 2.7 ist die Abhängigkeit des Deformations- bzw. Zerfallsmechanismus von We und Oh aufgetragen [50]. Es ist zu erkennen, dass die Weber-Zahl und damit die Oberflächenspannung σ des Tropfenfluids bis zu einer Ohnesorge-Zahl von 0.01 den dominanten Einfluss zur Stabilisierung des Tropfens hat. Bei ansteigender Ohnesorge-Zahl muss die Weber-Zahl erhöht werden, um im selben Deformations- oder Zerfallsbereich zu verbleiben. Für kleine Ohnesorge-Zahlen setzen ab einer Weber-Zahl von $We = 12$ die Zerfallsmechanismen ein. Oberhalb einer kritischen Ohnesorge-Zahl und einer entsprechenden

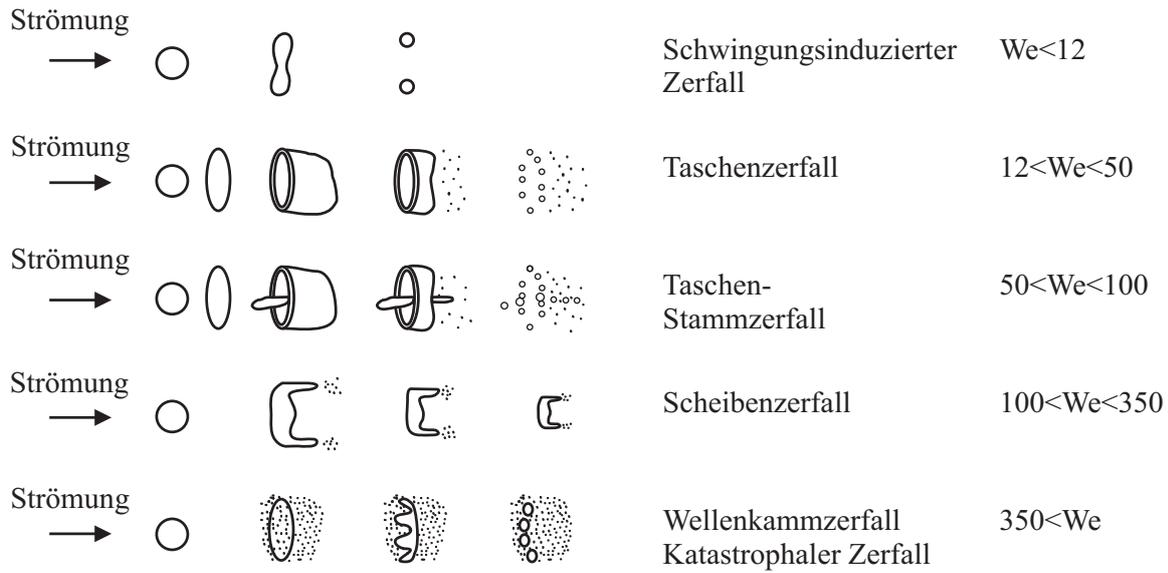


Abbildung 2.6.: Tropfenzerfallsarten in Abhängigkeit der Weber-Zahl [84].

Weber-Zahl konnten Verformungs- und Zerfallsmechanismen nicht mehr detektiert werden. Beispielsweise trat kein Zerfall bei $We < 1000$ und $Oh > 10$ auf [50].

2.4. Wechselwirkung von Tropfen

Die Wechselwirkung von Tropfen untereinander hat einen großen Einfluss auf die Tropfengrößenverteilung und die Tropfengeschwindigkeitsverteilung. Dabei spielt die Kollision von Tropfen eine entscheidende Rolle. Sie tritt besonders in Bereichen hoher Tropfendichte, z.B. an der Ventilöffnung, auf. Die Ursachen von Kollisionen liegen zum einen an unterschiedlichen Geschwindigkeiten und zum anderen an sich kreuzenden Flugbahnen der Tropfen. Der Verlauf einer Tropfenkollision hängt maßgeblich von der Aufprallenergie, dem Größenverhältnis der Tropfen, der Dichte und Viskosität des Umgebungsgases und dem Brennstoff/Luft-Verhältnis ab [17]. Bei einer Kollision kann es entweder zu einem Abfedern (*bounce*), einem Verschmelzen (*coalescence*) oder zu Tropfenaufbruch (*break-up*) kommen. Als Resultat kann es demnach zu einer Änderung der Tropfengeschwindigkeit und der Flugrichtung, als auch zu einer veränderten Tropfenanzahl kommen. Die für die Beschreibung einer Tropfenkollision wichtigen Parameter sind in Abb. 2.8 aufgezeigt. Dabei ist b der Aufprallparameter, ψ der Aufprallwinkel, V_L und V_S die Tropfengeschwindigkeiten, r_L und r_S die Tropfenradien und U_{rel} die Relativgeschwindigkeit der beiden Tropfen. Der Index "L" benennt die spezifischen Werte des größeren Tropfens, der Index "S" die Werte des kleineren Tropfens.

Der Aufprallparameter b ist die Projektion des Abstandes zwischen den Tropfenmittelpunkten in die Normalenrichtung von U_{rel} . Diese Geschwindigkeit U_{rel} berechnet sich folgendermaßen

$$U_{rel}^2 = V_L^2 + V_S^2 - 2V_L V_S \cos(\phi_1 + \phi_2) \quad (2.12)$$

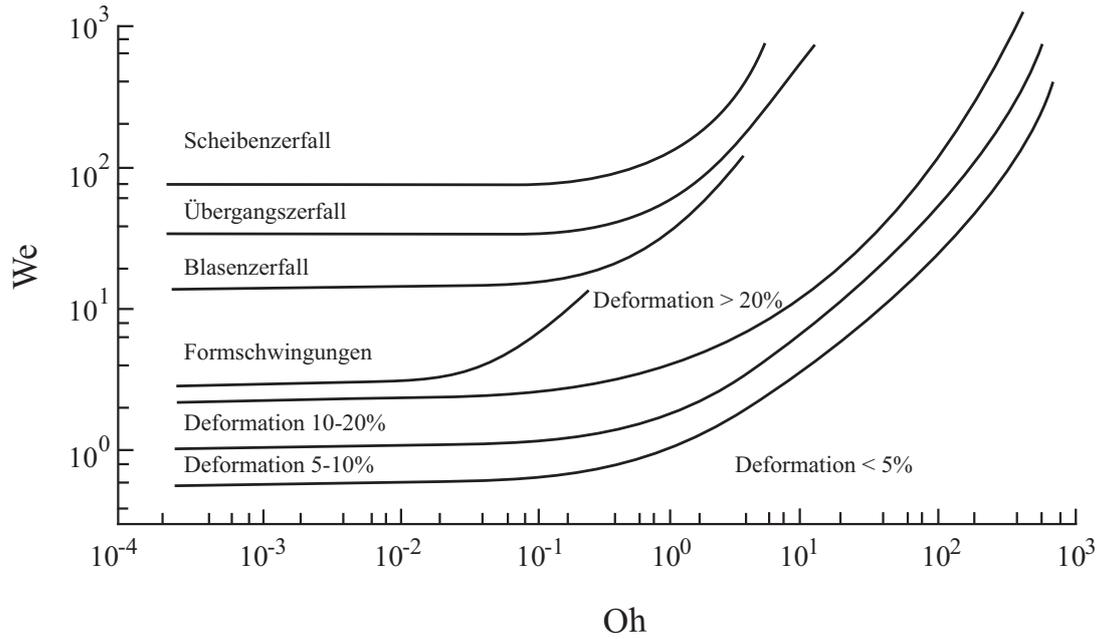


Abbildung 2.7.: Deformation von Tropfen in Abhängigkeit von We und Oh aus Stoßrohrversuchen [50].

wobei ϕ_1 und ϕ_2 die Trajektorien der beiden Tropfen sind. Zur Beschreibung des Aufprallablaufes wird der dimensionslose Aufprallparameter B eingeführt.

$$B = \frac{b}{r_L + r_S} \quad (2.13)$$

Dieser kann einen Wert zwischen 0 und 1 einnehmen. Für $B = 0$ liegt der Vektor von U_{rel} auf der Verbindungslinie der Mittelpunkte der beiden Tropfen. Für $B > 0$ existiert ein Versatz zwischen den Geschwindigkeitsvektoren der Tropfen. Der Grenzfall entsteht bei $B = 1$. Hier streifen sich die Tropfen nur.

Der Verlauf einer Tropfenkollision kann in unterschiedliche Kategorien unterteilt werden [17]:

- *bouncing*: Bevor es zum Kontakt zweier Tropfen kommen kann, muss zunächst die Gasschicht zwischen den Tropfenoberflächen verdrängt werden. Falls der Impuls der Tropfen dazu nicht ausreicht, kommt es zu einer Verformung der Tropfen und einem Abprallen.
- *coalescence*: Falls die kritische Gasschichtdicke unterschritten ist, kommt es zu einer Verschmelzung der Tropfen. Bei hohen Umgebungsdrücken wird dazu ein höherer Tropfenimpuls benötigt als bei niedrigen Umgebungsdrücken, da das Gaspolster zwischen den Tropfen die Tropfen bei höheren Drücken stärker abbremst.
- *reflexive separation*: Falls die kinetische Energie der Kollision den Wert der stabilen Koaleszenz überschreitet, kommt es zu einem erneuten Zerfall.
- *stretching separation*: Bei dieser Kollisionsart bewegen sich die Tropfen aufeinander zu. Die Mittelpunkte sind jedoch versetzt und deshalb streifen sich die Tropfen

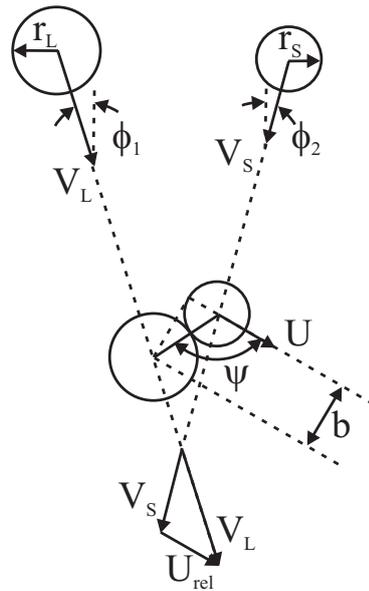


Abbildung 2.8.: Parameter der Tropfenkollision. Dabei ist b der Aufprallparameter, ψ der Aufprallwinkel, V_L und V_S die Tropfengeschwindigkeiten, r_L und r_S die Tropfenradien und U_{rel} die Relativgeschwindigkeit der beiden Tropfen. Der Index "L" benennt die spezifischen Werte des größeren Tropfens, der Index "S" die Werte des kleineren Tropfens [81].

lediglich und nur ein kleiner Teil jedes Tropfens interagiert mit dem anderen. Der Rest des Tropfens setzt die Bewegung fort und dehnt dadurch die Berührungsfläche der beiden Tropfen aus. Diese Kollisionsart kann den Verlauf einer der drei bisher beschriebenen Arten annehmen. Dies ist von der Kollisionsenergie, dem Versatz der Geschwindigkeitsvektoren der Tropfen und den Stoffeigenschaften des Tropfenfluides abhängig. Zudem haben auch die Stoffeigenschaften des Umgebungsgases einen Einfluss auf den Verlauf [81].

- *shattering collision*: Bei einer sehr hohen Relativgeschwindigkeit beim Aufprall verliert die Oberflächenspannung den dominierenden Einfluss und die kollidierenden Tropfen bilden eine Wolke aus vielen kleinen Tropfen.

In Abb. 2.9 sind die Kollisionsarten als Funktion des dimensionslosen Aufprallparameter B und der Kollisions-Weber-Zahl We_{coll} dargestellt. Die Kollisions-Weber-Zahl We_{coll} wird entsprechend Gl. 2.1 mit der Dichte ρ_L und der Oberflächenspannung σ des Tropfenfluides, der Relativgeschwindigkeit U_{rel} und dem Durchmesser des kleineren der beiden Tropfen $2r_S$ gebildet. In Abb. 2.9 sind zwei Bereiche aufgetragen, in welchen es zur Koaleszenz kommt. Bei einer sehr geringen Kollisions-Weber-Zahl ist ausreichend Zeit vorhanden, die Gasschicht zwischen den Tropfen zu verdrängen. Diese Form der Koaleszenz ist unabhängig vom Versatz der Geschwindigkeitsvektoren bei der Kollision. Bei steigender Relativgeschwindigkeit kommt es zum Abfedern der Tropfen voneinander. Sobald die kinetische Energie jedoch einen kritischen Wert übersteigt, kann die Gasschicht wieder verdrängt werden und es kommt zur Koaleszenz. Bei weiter ansteigender We_{coll} und geringem B zerfällt der durch Koaleszenz gebildete Tropfen wieder in zwei Tropfen. Die

Schwingungen des entstandenen Tropfens können durch die Oberflächenspannung nicht gedämpft werden und es kommt zum Zerfall. Im Falle eines großen dimensionslosen Aufprallparameters B ist die Austauschfläche der sich berührenden Tropfen zu gering und der Impuls der Ausgangstropfen zu groß, um einen einzelnen stabilen Tropfen zu bilden. Ab einer kritischen Kollisions-Weber-Zahl führt jeglicher Kontakt zwischen zwei Tropfen zum Aufbruch in viele kleine Tropfen.

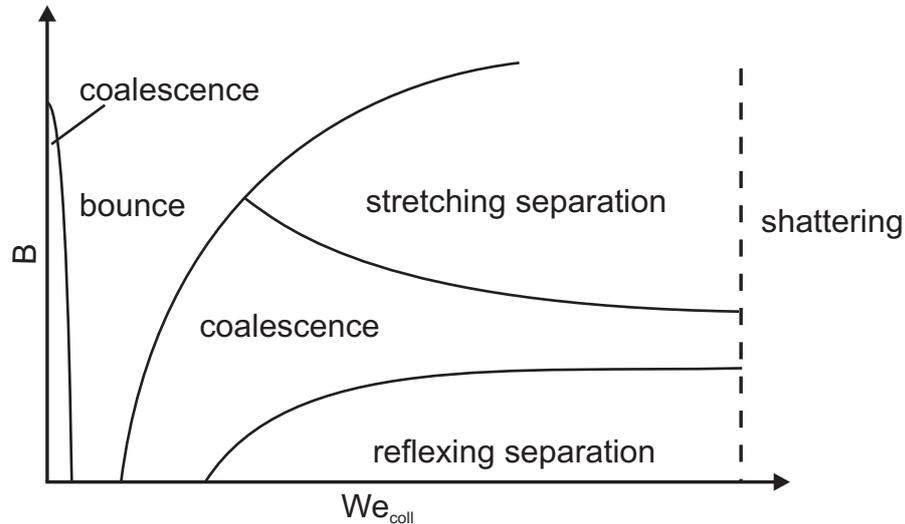


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung der Tropfenkollisionsarten als Funktion des dimensionslosen Aufprallparameters B und der Kollisions-Weber-Zahl We_{coll} [17].

2.5. Folgevermögen

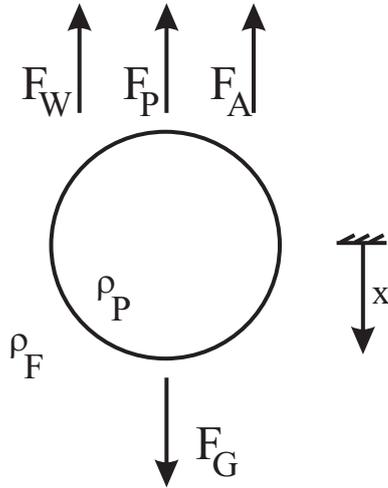
Die Tropfenbewegung wird neben dem Impuls der Tropfen durch die Strömung der umgebenden Luft beeinflusst. Als Maß für das Folgevermögen eines Tropfens drückt die Stokes-Zahl St das Verhältnis der Antwortzeit τ_r zu einer charakteristischen Zeit des Strömungsfeldes τ_f aus [28].

$$St = \frac{\tau_r}{\tau_f} \quad (2.14)$$

Für $St \ll 1$ gilt, dass die Antwortzeit des Partikels wesentlich kleiner ist als die charakteristische Zeit der Strömung und daß das Partikel der Strömung somit sehr schnell folgt. Bei $St \gg 1$ gilt, dass die Bewegung des Partikels kaum oder gar nicht von der Strömung beeinflusst wird.

Die Antwortzeit des Partikels τ_r ist definiert durch die Zeitspanne, in welcher das Partikel in der Strömung relaxiert. In Abb. 2.10 ist eine Kräftebilanz aufgezeigt, mit welcher die Antwortzeit hergeleitet werden kann [94].

Dabei steht ρ_F für die Dichte des umgebenden Fluids, ρ_P für die Dichte des Partikelmediums, r für den Teilchenradius und c_D für den Widerstandsbeiwert. Dieser ergibt bei einer Kugel mit der kinematischen Viskosität des umströmenden Mediums ν in x-Richtung zu



$$\text{Gewichtskraft: } F_G = \rho_P g \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (2.15)$$

$$\text{Auftrieb: } F_A = \rho_F g \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (2.16)$$

$$\text{Widerstand: } F_W = \frac{\rho_F}{2} \dot{x}^2 \pi r^2 c_D \quad (2.17)$$

$$\text{Trägheit: } F_P = \rho_P \frac{4}{3} \pi r^3 \ddot{x} \quad (2.18)$$

Abbildung 2.10.: Angreifende Kräfte an einem Teilchen.

$$c_D = \frac{24}{Re} = \frac{12\nu}{\dot{x}r}. \quad (2.19)$$

Die Kräftebilanz ergibt sich demnach zu

$$F_G = F_A + F_W + F_P \quad (2.20)$$

und für die Beschleunigung ergibt sich unter Berücksichtigung von Gl. 2.19 mit der Erdbeschleunigung g

$$\ddot{x} = \left(1 - \frac{\rho_F}{\rho_P}\right)g - \frac{9\rho_F\nu}{2\rho_P r^2} \dot{x}. \quad (2.21)$$

Die Integration von Gl. 2.21 und die Annahme eines großen Dichteverhältnisses $\rho_P \gg \rho_F$ [10] liefern die Endgeschwindigkeit, welche das Partikel nach sehr langer Zeit angenommen hat:

$$\dot{x} = \frac{2\rho_P r^2}{9\rho_F \nu} \left(1 - \frac{\rho_F}{\rho_P}\right)g = \tau_r g. \quad (2.22)$$

Hierbei repräsentiert τ_r die Antwortzeit:

$$\tau_r = \frac{2\rho_P r^2}{9\rho_F \nu}. \quad (2.23)$$

Die charakteristische Zeitskala der Strömung τ_C bildet sich aus dem Quotienten der charakteristischen Länge L und der Strömungsgeschwindigkeit U . Mit dem Zusammenhang aus Gl. 2.23 ergibt sich die Stokes-Zahl zu

$$St = \frac{2\rho_P r^2 L}{9\rho_F \nu U} \quad (2.24)$$

Demnach verursacht eine hohe Strömungsgeschwindigkeit ein schlechtes Partikelfolgevermögen. Ebenso verringert eine geringe kinematische Viskosität des umströmenden Mediums das Folgevermögen. Hieraus ist ersichtlich, dass die Antwortzeit direkt proportional zum Quadrat des Radius und proportional zur Dichte des Partikelmediums ist.

2.6. Mittlere Durchmesser

Während der Zerstäubung von Flüssigkeiten kommt es zu zufälligen und chaotischen Prozessen. Um ein Spray in seinen Eigenschaften charakterisieren zu können, ist neben der Anzahl der entstehenden Tropfen, ihrer Position und Geschwindigkeit auch deren Durchmesser eine wichtige Information. Das Spektrum an Tropfendurchmessern in einem Spray kann je nach Bedingungen breit gefächert sein.

Aufgrund der häufig großen Anzahl von Tropfen in einem Spray sind neben einem mittleren Durchmesser auch eine statistische Betrachtungsweise und die Definition von charakteristischen Durchmessern nützlich. Die Aussage eines charakteristischen Durchmessers kann aus dem folgenden Ausdruck abgeleitet werden [78].

$$(D_{ab})^{(a-b)} = \frac{\sum n_i d_i^a}{\sum n_i d_i^b} \quad (2.25)$$

Hierbei ist d_i die Breite einer Durchmesserklasse in einem Histogramm mit i Klassen und n_i die Anzahl an Tropfen in einer solchen Tropfengrößenklasse. Die Indizes a und b repräsentieren die Potenz des Durchmessers im Zähler und Nenner der Größenverhältnisbildung, wobei a für die Größenordnung des Zählers und b für die Größenordnung des Nenners steht.

Der arithmetische Durchmesser D_{10} ist demnach der Quotient aus der Summe aller Tropfendurchmesser geteilt durch deren Anzahl. Der Durchmesser D_{20} liefert die mittlere projizierte Fläche aller Tropfen. Entsprechend sagt der Durchmesser D_{30} aus, wie groß der Durchmesser eines Tropfens ist, welcher das gleiche Volumen hat wie das mittlere Volumen aller Tropfen im Spray. Der wichtigste charakteristische Durchmesser bei Untersuchungen von Sprayverbrennungen ist der *Sauter Mean Diameter (SMD)* oder D_{32} . Er ist definiert als das Verhältnis von mittlerem Volumen zu mittlerer Oberfläche.

Ein kleiner Betrag des SMD bedeutet folglich, dass die mittlere Oberfläche im Bezug auf das mittlere Volumen groß ist. Dadurch kommt es zu einer effektiveren Verdampfung und letztlich einer effektiveren Gemischbildung [17]. Der SMD spiegelt jedoch nicht die Tropfengrößenverteilung in einem Spray wieder, was zur Folge haben kann, dass zwei deutlich unterschiedliche Sprays mit unterschiedlicher Tropfengrößenverteilung einen identischen SMD haben. In der Tabelle 2.1 sind mittlere Durchmesser und deren Anwendung aufgeführt [68].

2.7. Charakteristische Durchmesser

Charakteristische Durchmesser beziehen sich auf den Volumenanteil von Tropfen, deren Durchmesser kleiner oder gleich dem charakteristischen Durchmesser ist. Beispielsweise bilden alle Tropfen, die kleiner als der Durchmesser $D_{0,5}$ sind, 50% des gesamten Tropfenvolumens in einem Spray. Dieser Durchmesser wird auch Mass Median Diameter (MMD) genannt. Dieser Durchmesser ist nicht identisch mit dem D_{30} , da sich dieser nicht auf

a	b	Symbol	Name	Anwendung
1	0	D_{10}	Länge	Vergleich
2	0	D_{20}	Oberfläche	Oberflächenkontrolle
3	0	D_{30}	Volumen	Volumenkontrolle
2	1	D_{21}	Oberfläche-Länge	Absorption
3	1	D_{31}	Volumen-Länge	Verdampfung
3	2	D_{32}	Sauter (SMD)	Massentransport
4	3	D_{43}	Herdan	Verbrennungsgleichgewicht

Tabelle 2.1.: Mittlere Durchmesser und deren Anwendung [68]

einen Durchmesser, sondern auf das Tropfenvolumen bezieht. In Tabelle 2.2 sind charakteristische Durchmesser und deren Definition aufgeführt.

$D_{0.1}$	Tropfendurchmesser unterhalb dessen sich 10 % des gesamten Tropfenvolumens befinden
$D_{0.5}$	Tropfendurchmesser unterhalb dessen sich 50 % des gesamten Tropfenvolumens befinden (median mass diameter (MMD))
$D_{0.632}$	Tropfendurchmesser unterhalb dessen sich 62.3 % des gesamten Tropfenvolumens befinden
$D_{0.9}$	Tropfendurchmesser unterhalb dessen sich 90 % des gesamten Tropfenvolumens befinden
$D_{0.999}$	Tropfendurchmesser unterhalb dessen sich 99.9 % des gesamten Tropfenvolumens befinden
D_{Peak}	Der Tropfendurchmesser bezieht sich auf den maximalen Durchmesser der Häufigkeitsverteilung der Tropfengrößen

Tabelle 2.2.: Charakteristische Durchmesser [68]

2.8. Tropfenverdampfung

Nach der Spraybildung und dem Tropfenaufbruch hat auch der Verdampfungsprozess einen entscheidenden Einfluss auf den Tropfendurchmesser und somit auf Gemischbildung und Zündung. Die Entstehung von gasförmigem Brennstoff durch den Verdampfungsprozess ist die Voraussetzung für die chemische Reaktion. Der Verdampfungsverlauf bestimmt den Ort der stöchiometrischen Mischung und damit den Ort der höchsten Zündwahrscheinlichkeit. Dabei treten zeitgleich Wärme- und Stoffübertragungsprozesse auf. Die Wärme wird dabei von der Umgebung durch Konvektion, Konduktion und Strahlung übertragen, während der verdampfte Brennstoff von der Tropfengrenzschicht durch Diffusion und Konvektion in das umgebende Gas übergeht. Die Verdampfungsrate hängt dabei vom Druck, der Temperatur des Tropfens, den Transporteigenschaften des Umgebungsgases, den Diffusionseigenschaften des Tropfenfluids, dem Tropfendurchmesser und der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umgebung ab. Der Verdampfungsprozess wiederum beeinflusst durch den Wärmeübergang in den Tropfen die Umgebungstempe-

ratur und die Brennstoffkonzentration im Umgebungsgas.

Das einfachste Modell zur Beschreibung der Tropfenverdampfung ist das D^2 -Modell. Danach wird das gesamte Tropfenvolumen vollständig auf die Siedetemperatur erwärmt. Bis zu diesem Zeitpunkt setzt noch keine Verdampfung ein. Sobald die Siedetemperatur erreicht ist, erfährt der Tropfen keinerlei weitere Temperaturerhöhung, sondern die gesamte eingebrachte Energie aus der Umgebung des Tropfens wird für die Verdampfung genutzt. Demnach bildet sich der gesamte zugeführte Wärmestrom \dot{Q}_{zu} aus der Summe des Wärmestroms für die Tropfenerwärmung \dot{Q}_A und für die Tropfenverdampfung \dot{Q}_{eva} [6]

$$\dot{Q}_{zu} = \dot{Q}_A + \dot{Q}_{eva}. \quad (2.26)$$

Nach der Aufwärmphase verringert sich der Tropfendurchmesser und lässt sich nach dem D^2 -Modell wie folgt berechnen [104]:

$$D_0^2 - D^2(t) = \lambda t. \quad (2.27)$$

In Gl. 2.27 bezeichnen D_0 den Ausgangsdurchmesser des Tropfens, $D^2(t)$ den Tropfendurchmesser zu Zeitpunkt t und λ die Verdampfungskonstante, bei welcher es sich um eine stoffspezifische Größe handelt. Dieses einfache Modell ist nur unter den folgenden Bedingungen anwendbar [68]:

- Der Tropfen ist sphärisch.
- Der Tropfen ist flüssig und sein Siedepunkt ist bekannt.
- Wärmestrahlung ist vernachlässigbar.
- Thermische Diffusion ist vernachlässigbar.
- Die Lewis-Zahl ist 1.
- Der Tropfen besitzt ein homogenes Temperaturprofil.

Dieser Zusammenhang ist zudem nur gültig, wenn der Tropfen in Ruhe ist, da ansonsten die sphärische Form nicht mehr gegeben ist.

Für den Fall eines sich bewegenden Tropfens mit $E \neq 1$ wird das D^2 -Modell mit einem Korrekturterm versehen [24].

$$D_0^2 - D^2(t) = \lambda' t. \quad (2.28)$$

Dafür wird die Verdampfungskonstante λ um die Reynolds-Zahl des Tropfens Re_L und die Prantl-Zahl erweitert:

$$\lambda' = \lambda(1 + 0.3Re_L^{1/2}Pr^{1/3}). \quad (2.29)$$

2.9. Tropfenverbrennungsmoden

Der Charakter einer Sprayverbrennung ist von der Tropfenverdampfung, der Flammenposition und Tropfencharakteristik wie der Tropfengröße, Geschwindigkeit und Abstand zu weiteren Tropfen abhängig. Zur Einteilung von Sprayflammen hat Chiu [26] eine Klassifizierung vorgelegt, nach welchem Modus die Verbrennung des Brennstoffsprays abläuft und dabei die genannten Parameter berücksichtigt. Entscheidend ist die Struktur der Flamme, welche sich durch die Tropfenwolke in einer vorerhitzten Umgebung fortbewegt. Zur Einteilung wird die Tropfenverbrennungszahl G herangezogen:

$$G = 1.5\text{Le}(1 + 0.276\text{Sc}^{1/3}\text{Re}^{1/2})n^{2/3} \left(\frac{d_D}{L} \right). \quad (2.30)$$

Es ist ersichtlich, dass G eine Funktion des Spraycharakters ist, bei welcher n für die Gesamtzahl an Tropfen, d_D für den Tropfendurchmesser und L für den mittleren Tropfenabstand steht. Sie gilt als Verhältnis der Wärmeleitung zwischen den Tropfen und dem verdampfenden Brennstoff und der Wärme, welche durch Konvektion abtransportiert wird. Es wird nach vier unterschiedlichen Verbrennungsmoden unterschieden:

- $G < 10^{-2}$ - Single Droplet Combustion: Hier verdampfen und verbrennen die Tropfen ohne dabei von anderen Tropfen beeinflusst zu werden.
- $10^{-2} < G < 1$ - Internal Group Combustion: Die Verbrennung ist hier in zwei Bereiche unterteilbar. Im Inneren der Tropfenwolke verdampfen die Tropfen. Der gasförmige Brennstoff diffundiert in Richtung des Randes der Tropfenwolke und mischt sich währenddessen mit Luft. Es entsteht eine Flamme, welche die Tropfenwolke in eine Vorheizzone im Wolkeninneren und eine Flammenzone in äußeren Bereich der Tropfenwolke unterteilt. Die Flammenzone ist dadurch charakterisiert, dass die Tropfen, welche sich in ihr befinden, als Einzeltropfen verbrennen.
- $1 < G < 100$ - External Group Combustion: Hier diffundiert der verdampfte Brennstoff an den Rand der Tropfenwolke, an welchem sich eine Flamme bildet. Es kommt in diesem Verbrennungsmodus nicht zur Einzeltropfenverbrennung.
- $100 < G$ - External Sheath Group Combustion: Die Verbrennung erfolgt am Rand der Tropfenwolke, während die Tropfen im Inneren nicht verdampfen.

Im Tropfenverbrennungsdiagramm 2.11 sind die vier Verbrennungsmodi in Abhängigkeit der Tropfenanzahl und des dimensionslosen Tropfenabstands S dargestellt. Die vier genannten Verbrennungsmoden sind durch Linien voneinander getrennt, wobei diese zusätzlich einen Unschärfbereich besitzen. Der dimensionslose Tropfenabstand S ist wie folgt definiert [27]:

$$S = \frac{0.05}{1 + 0.276\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3}} \frac{\delta_s}{L}. \quad (2.31)$$

Hier stellt δ_s den mittleren Tropfendurchmesser und L den mittleren Tropfenabstand dar. Durch die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Messtechnik ist eine Bestimmung der Tropfenanzahl und des Tropfenabstands möglich. Die Einordnung der durchgeführten Versuche in das Tropfenverbrennungsdiagramm erfolgt mit den Ergebnissen der Tropfengrößen- und der Tropfengeschwindigkeitsmessungen in Kapitel 6.2.8.

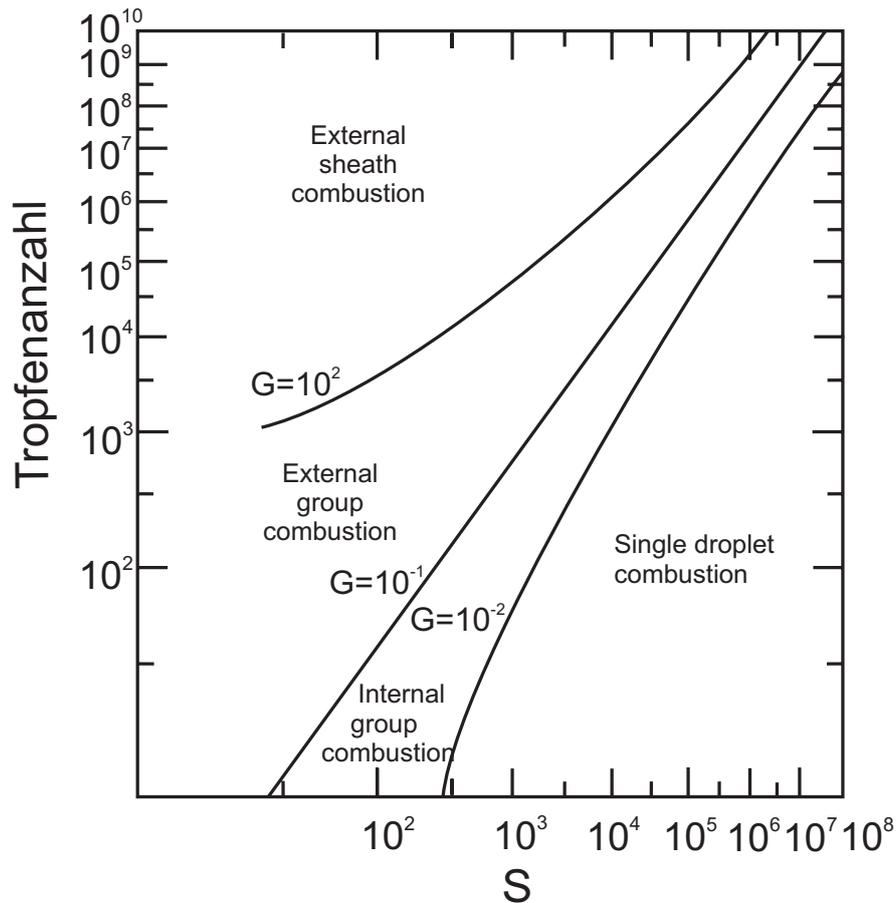


Abbildung 2.11.: Tropfenverbrennungsdiagramm [27]. Aufgetragen ist die Tropfenanzahl über einem dimensionslosen Abstand S . Die einzelnen Verbrennungsmodi sind durch Linien begrenzt. Diese haben zusätzlich einen Übergangsbereich.

Die Einordnung der Sprayverbrennung in Abb. 2.11 in Abhängigkeit brennstoffspezifischer Parameter oder Umgebungsbedingungen wie Temperatur und Druck ist in das Tropfenverbrennungsdiagramm nicht möglich.

Zur Einordnung der Sprayverbrennung in Abhängigkeit verbrennungsspezifischer Zeit- und Längenskalen eignet sich das Borghi-Diagramm für laminare Flammen in Sprays (Abb. 2.12). Hier fließen neben dem Tropfenabstand δ_s die Flammendicke δ_f , die charakteristische Zeit τ_c und die temperaturabhängige Verdampfungszeit τ_v ein.

Für den Fall $\tau_v \ll \tau_c$ befindet sich um die Tropfen ein Brennstoff/Luft-Gemisch. Durch diesen vorgemischten Bereich bewegt sich die Flamme hindurch (*Prevaporized Flame*). Dies ist unabhängig vom Verhältnis der charakteristischen Längenskalen (Abb. 2.12) [93]. Im Falle einer ausreichend langen Verdampfungszeit τ_v führt eine große Flammendicke δ_f dazu, dass Tropfen in die Flamme eindringen, was zu einer weiteren Verbreiterung der Flammenfront führt (*Thick Flame*). Diese beiden Fälle sind in Abb. 2.12 durch die horizontale und vertikale Linie an den Nulldurchgängen der Achsen begrenzt.

Neben diesen beiden Extremfällen existiert ein Szenario, wonach nach dem Durchgang einer teilvorgemischten Flamme einige Tropfen noch nicht gänzlich verdunstet oder in der Flamme verbrannt sind. Dies führt zu einer zweiten Reaktionszone (*Back-Flame*). Die Art der Flamme kann auch durch den dimensionslosen Tropfenabstand S (Gl. 2.31)

bestimmt werden. Für kleine Werte von S verbrennen die Tropfen einzeln oder in kleinen Gruppen (*Group Combustion*). Dabei sind sie von einer Flamme umhüllt. Mit größer werdendem Tropfenabstand S befindet sich die Reaktionszone im Bereich der Perkolationsverbrennung (*Percolation Combustion*). Für den Fall, dass der dimensionslose Tropfenabstand einen noch größeren Betrag erreicht und $\ln(\delta_s/\delta_f) > 1$, tritt die Taschenverbrennung (*Pocket Combustion*) ein.

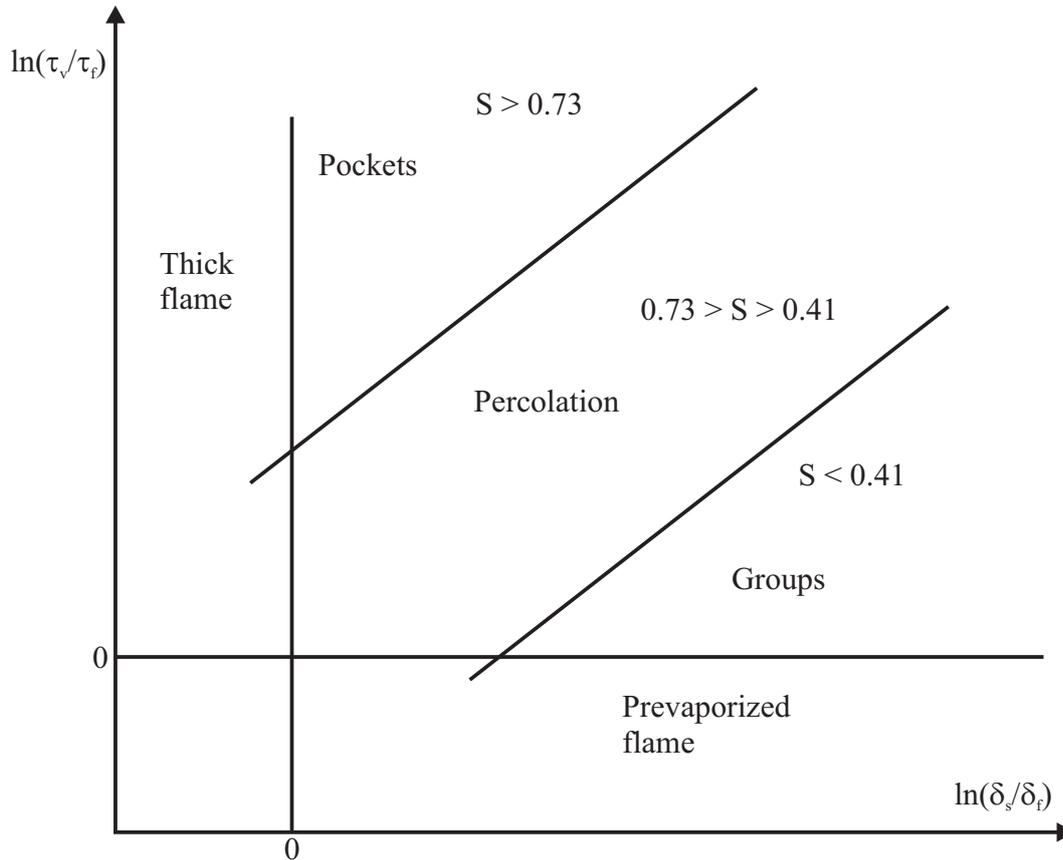


Abbildung 2.12.: Borghi-Diagramm für laminare Flammen, welche sich durch homogene und polydisperse Tropfen bewegen. [24]. Dargestellt ist das charakteristische Zeitverhältnis $\ln(\tau_v/\tau_f)$ über dem charakteristischen Längenverhältnis $\ln(\delta_s/\delta_f)$.

3. Versuchsbeschreibung

Die Versuchsanlage ist in [41] detailliert beschrieben und wird an dieser Stelle wiederholend vorgestellt. Zudem wird auf die Modifikation des Injektionssystem zur Untersuchung von flüssigem Brennstoff eingegangen.

3.1. TROJA-Anlage

Für die Durchführung der Experimente wurde am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) der Versuchsstand TROJA (Transient Open Jet for Auto-Ignition) ausgelegt und aufgebaut. Die technischen Anforderungen an die Anlage stellen sich wie folgt dar:

- konstante Hochdruckatmosphäre von bis zu 40 *bar*, innerhalb derer die Selbstzündung von kohlenwasserstoffhaltigen Brennstoffen erfolgt,
- ausreichend große Dimension des Brennkammer-Innenraums, um eine Freistrahlausbreitung ohne Wandbeeinflussung zu ermöglichen,
- Beheizung der Gase und der strömungsführenden Armaturen zur Gewährleistung der Selbstzündung im brennstoffspezifischen Niedertemperatur-Oxidationsbereich,
- kontinuierliche Spülung der Brennkammer für den Abtransport von Rauchgas und der Bereitstellung von Frischgas zur Sicherstellung reproduzierbarer Bedingungen bei jeder einzelnen Injektion,
- schnelles Injektionssystem zur wiederholbaren Eindüsung und exakten Dosierung von flüssigen und gasförmigen Brennstoffen,
- optische Zugänglichkeit für die Anwendung optischer Messmethoden.

Abb. 3.1 zeigt den schematischen Versuchsaufbau der TROJA-Anlage. Die Zündkammer [7] sowie die Behälter mit den elektrischen Gasheizungen [5] und [6] sind richtlinienkonform zu [1] und [2] gefertigt und vom TÜV zertifiziert [58].

Die Hochdruck-/Hochtemperaturkammer [7] besteht aus einem zylindrischen Druckbehälter mit einem maximal zulässigen Druck von 44 *bar* und einer maximalen Einsatztemperatur von 500 °C. Seine axiale Innenabmessung beträgt 500 *mm* mit einem Innendurchmesser von 102 *mm* (siehe Zeichnung Abb. 3.2). Die optische Zugänglichkeit ist durch vier kreuzweise angeordnete kreisförmige Fenster mit einem sichtbaren Durchmesser von Ø 50 *mm* gegeben. Die eingesetzten Quarzgläser (*Heraeus HOQ 310*) besitzen einen Außendurchmesser von Ø 70 *mm* und eine Dicke von 30 *mm*. Aus dem Flussdiagramm in Abb. 3.1 sind vier Stoffströme zu der Zündkammer erkennbar: Die unteren beiden Druckflaschen auf der linken Seite bilden die Kammergaszufuhr aus einem Druckluftnetz und einer Spülgasversorgung. Die jeweilige Gassorte wird über die zwei Heizungen

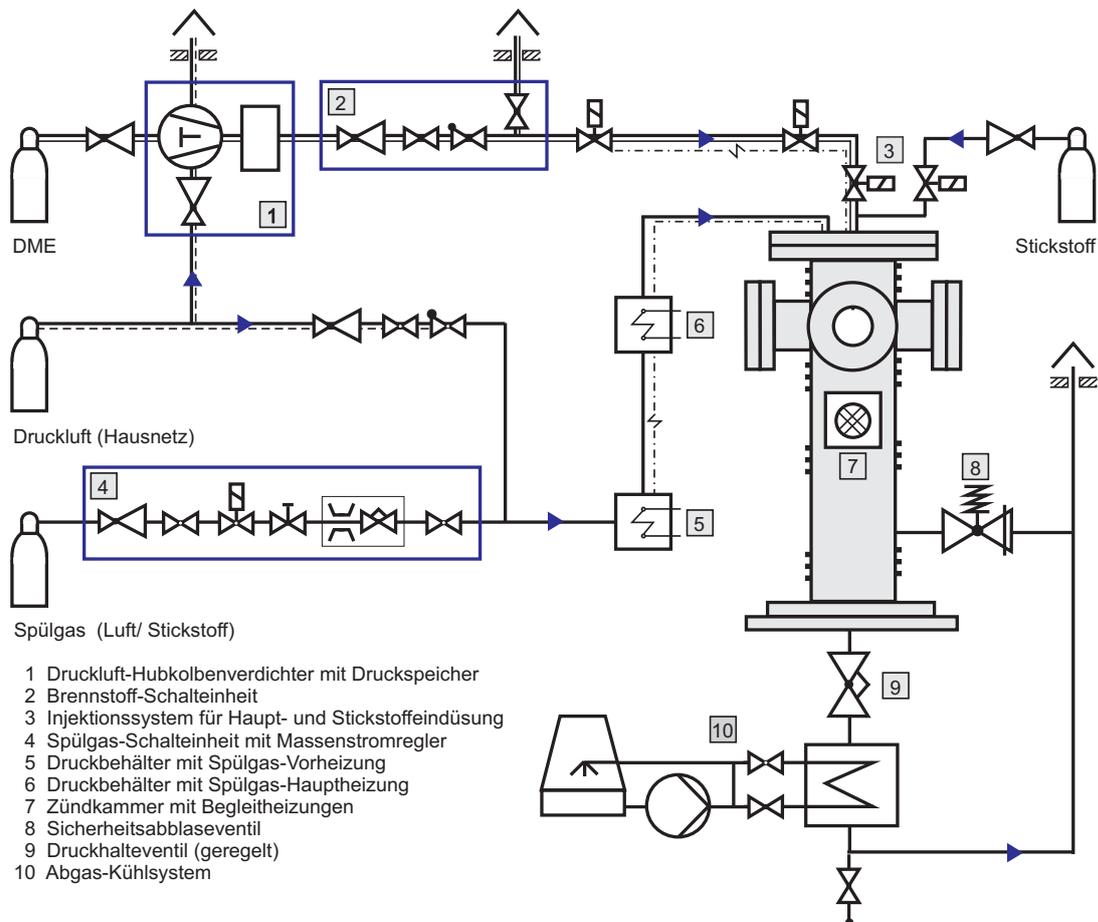


Abbildung 3.1.: Flussdiagramm der TROJA-Anlage (Symbole nach DIN 2481): Der Zündkammer [7] werden Injektionsgas und Spülgas zugeführt und über getrennte Heizstrecken und Druckregelungen geregelt [41].

[5] und [6] vorgewärmt und in die Kammer geleitet. Das obere waagrechte Leitungssystem, welches elektrisch beheizbar ist, stellt das Reservoir für den verdichteten Brennstoff bis zum Dosierventil [3] vor dem Injektionsrohr dar. Dieses wird zentral durch den oberen Deckel in die Zündkammer geleitet. In dasselbe Injektionsrohr kann zur Spülung Stickstoff injiziert werden (Abschnitt 3.4).

Das Abgas verlässt die Kammer durch die Rohrleitung im Kammerboden, an die das Druckhalteventil [9] angeschlossen ist. Die heißen Abgase werden über einen Rohrbündelwärmeübertrager, der an den Kühlturm-Wasserkreislauf [10] angeschlossen ist, auf Umgebungstemperatur gekühlt und über einen Kamin abgeleitet.

Die einzelnen Verfahrensschritte werden im Folgenden näher erläutert.

3.2. Spülgaszufuhr

Die als „Druckluft“ bezeichnete Gasquelle ist das Haus-Druckluftnetz, aus dem ölfreie Luft bis zu einem Druck von 7 bar sowohl für den mechanischen Antrieb des Verdichters [1], als auch für die Durchströmung der Zündkammer in deren Aufheiz- bzw. Abkühlphase

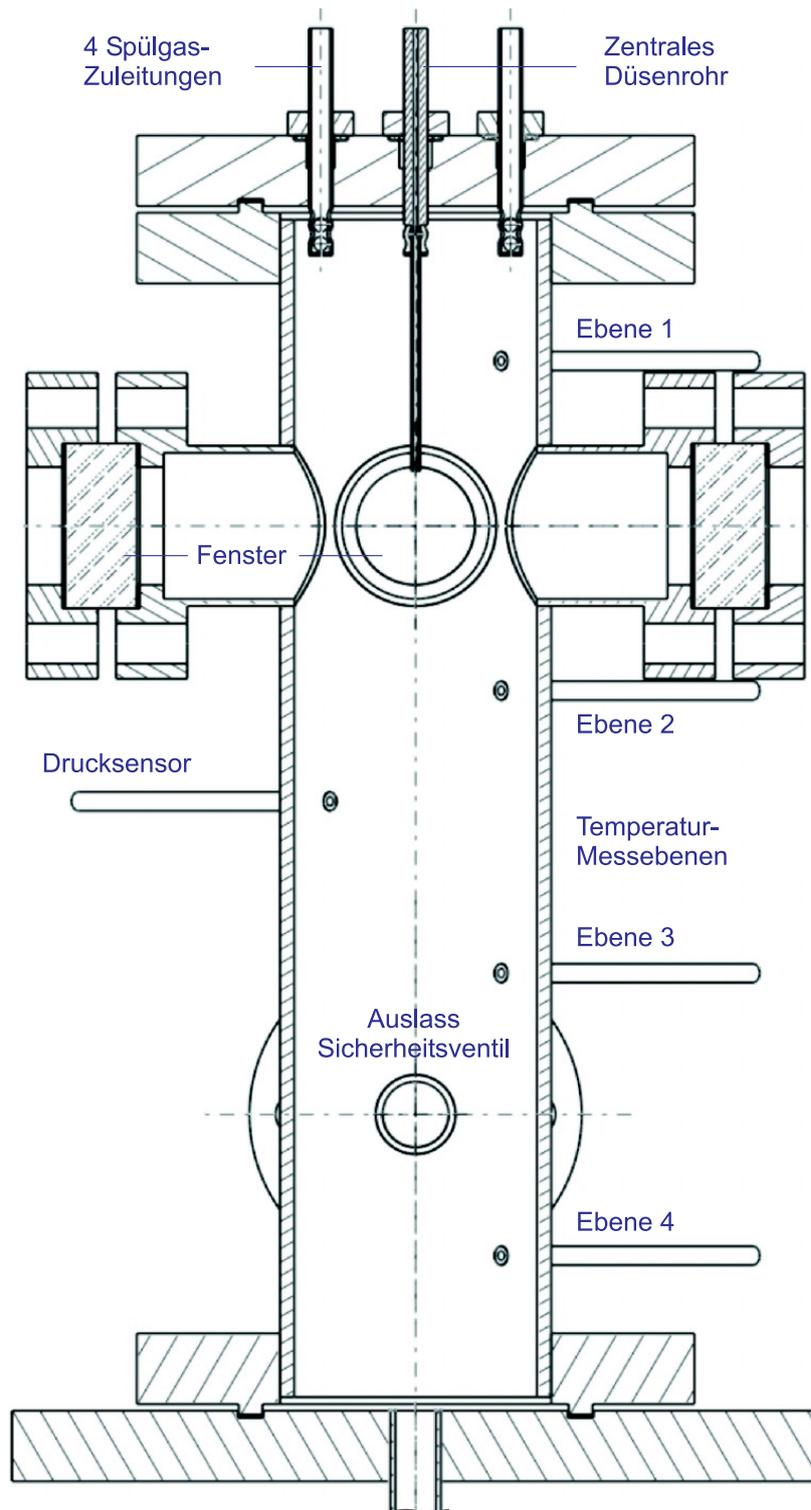


Abbildung 3.2.: Schnittzeichnung der zylindrischen Zündkammer. Das Spülgas wird über vier Zuleitungen durch den Kammerdeckel eingelassen. Das Düsenrohr sitzt in der Mitte und reicht bis zum sichtbaren Bereich der vier kreuzweise angeordneten Fenster [41]. Die Temperatur in der Kammer wird auf vier Ebenen mit Thermoelementen erfasst.

entnommen wird. Als Spülgas für die Kammer steht je nach Ausrichtung des Versuchs entweder synthetische Luft (20-21 % Sauerstoff, 79-80 % Stickstoff) oder reiner Stickstoff in der Regelstrecke [4] zur Verfügung.

Benennung	Reinheit	Anteil von Fremdgasen		
Luft 5.0	99.999 %	< 5 ppmv H_2O	< 0.2 ppmv C_nH_m	< 0.1 ppmv NO_x
		< 1 ppmv CO_2	< 1 ppmv CO	
Stickstoff 4.6	99.996 %	< 3 ppmv O_2	< 3 ppmv H_2O	

Tabelle 3.1.: Reinheit der verwendeten Gase (Air Liquid)

An der Stelle [4] wird der Vordruck zu etwa 5 bar über dem Kammerdruck eingestellt und der Massenstrom über ein Flowcontroller (Firma *Bronkhorst*) geregelt. Die Messung erfolgt hierbei über einen thermischen Massesensor, der für Luft und Stickstoff kalibriert ist und eine Messgenauigkeit von $\leq \pm 1\%$ vom Endwert ($1250 l_N/min$) besitzt. Eine ausreichende Kammerpülung wurde zu $100 l_N/min$ ermittelt, welche für alle folgenden Versuchsbedingungen konstant gehalten wird. Die elektrische Aufheizung des Gases erfolgt geregelt. Bei der Vorheizung [5] werden elektrische Heizwendeln direkt überströmt, in der Hauptheizung [6] befindet sich ein Heizstab koaxial in einem Rohr aus hochtemperaturbeständigem *Inconel*. Zur Reduktion der Wärmeverluste sind die Rohrleitungen und die Zündkammer extern mit geregelten Begleitheizungen ausgestattet (Abb. 3.3) und mit Dämmmaterial isoliert. Sämtliche Rohranschlüsse sind über Klemmringverbindungen metallisch gedichtet (Firma *Parcom*), alle Flanschverbindungen werden durch Flachdichtungen vom Typ *Klinger Milam PSS* (Stärke 1.3 mm) geschlossen.

3.3. Brennstoff

Durch fortlaufend strikter werdende Vorgaben bezüglich der Verringerung von Emissionen wie NO_x und Rußpartikel wird die Suche nach alternativen Kraftstoffen mit geringeren Emissionen verstärkt. Als vielversprechender Kraftstoff für die dieselmotorische Verbrennung wird Dimethylether (DME) diskutiert [13]. Die Eignung von DME als alternativer Kraftstoff wurde in Studien untersucht und bestätigt [29, 43, 98, 103]. Die Vorteile liegen unter anderem in einer vergleichbaren Verbrennungscharakteristik wie der von Diesel-Kraftstoff, einer reduzierten Schadstoffemission und geringeren Verbrennungsgeräuschen [122]. Die reaktionskinetischen Eigenschaften von DME werden in Anhang A vorgestellt. Die Stoffeigenschaften von DME sind in Tabelle 3.2 zusammengetragen.

Die Dichte ρ von DME ist in Abb. 3.4 als Funktion der Temperatur aufgetragen. Bei 293 K ist die Dichte von flüssigem DME um 20% geringer als die Dichte von Diesel-Kraftstoff [98].

Von besonderer Bedeutung für das Zerfallsverhalten der Tropfen ist die Oberflächenspannung σ . Entsprechend der Definition der Weber-Zahl (Gl. 2.1) ist der Widerstand eines Tropfens gegen eine Verformung und den Zerfall durch äußere Kräfte direkt proportional zur Oberflächenspannung. In Abb. 3.5 ist die Oberflächenspannung von DME über der Temperatur aufgetragen. Als Ersatz für Diesel-Kraftstoff, welcher kommerziell mit vielen Additiven versehen wird, wird in der numerischen Modellierung und in

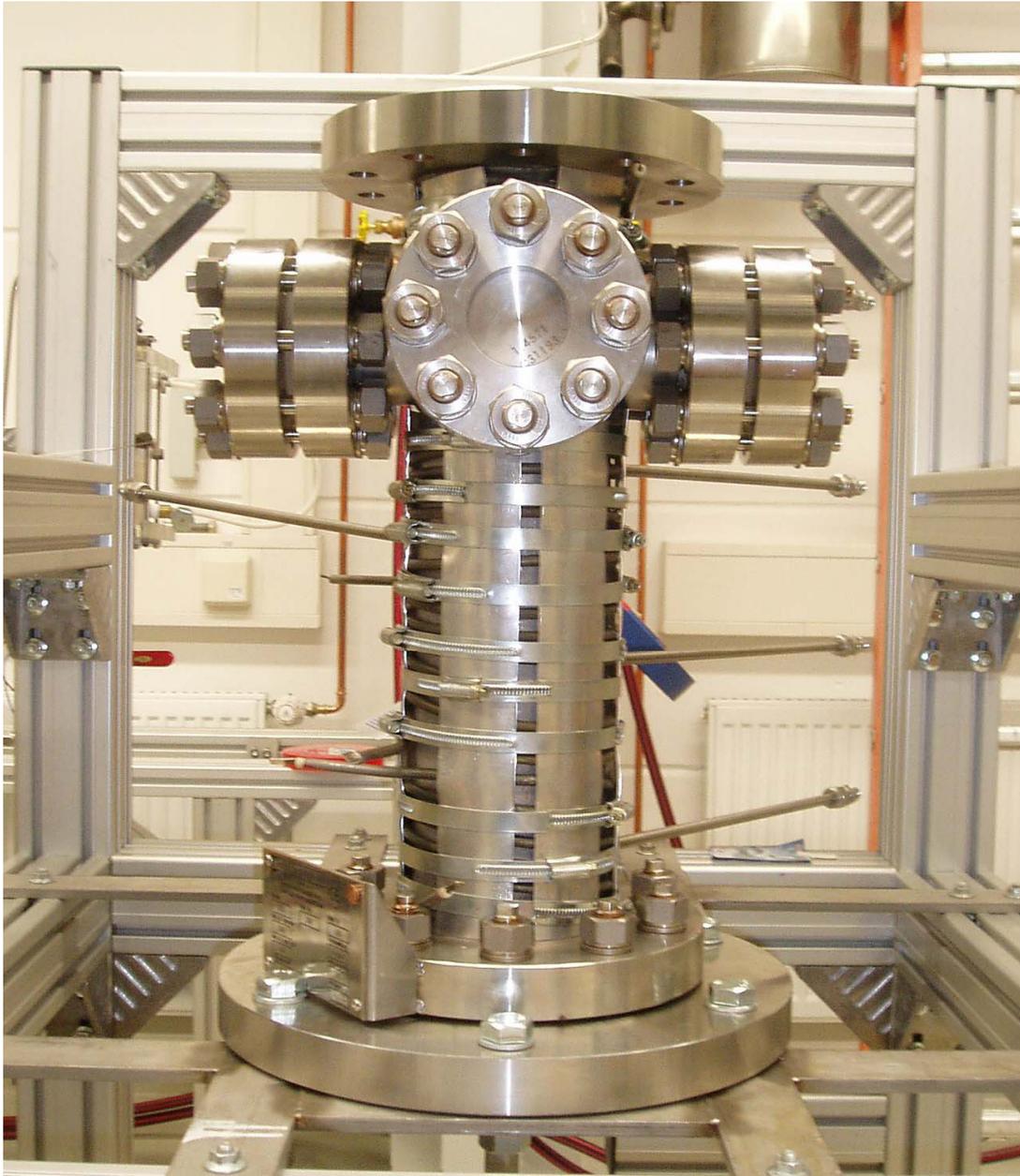


Abbildung 3.3.: Foto der TROJA-Kammer ohne Isolierung. Zur Erwärmung der Kammerwand und des Kammerinhalts sind Heizleiter um die Kammer gewickelt. Durch die horizontalen Rohre auf der rechten Seite werden Thermoelemente in die Kammer geführt. Am Ende des Rohres auf der linken Seite wird ein Sensor zur Erfassung des Kammerdrucks angeschlossen.

Experimenten auf *n* – Heptan zurückgegriffen [48]. Es ist beim Vergleich mit der Oberflächenspannung von *n* – Heptan zu erkennen, dass *n* – Heptan zum Teil den doppelten Betrag von DME hat. Dies führt bei DME unter identischen Randbedingungen zu einem früheren Einsetzen des Tropfenzerfalls. Die dynamische Viskosität η von flüssigem Dimethylether ist in Abb. 3.6 über der Temperatur aufgeführt. Vergleichend dazu ist die dynamische Viskosität von *n* – Heptan eingezeichnet.

Das Druck-Enthalpie-Diagramm in Abb. 3.7 visualisiert den Zusammenhang der Phase

	Einheit	Betrag	
Formelzeichen		$CH_3 - O - CH_3$	
Molare Masse	g/mol	46	[13]
Kritische Temperatur	K	400	[13]
Kritischer Druck	bar	53.7	[13]
Flüssige Dichte	kg/m^3	667	[13]
Siedepunkt	K	248.25	[98]
Cetan-Zahl		55-60	[29]
Stöchiometrisches Verhältnis Luft/DME		9	[13]
Selbstzündungstemperatur	K	508	[117]
Verdampfungsenthalpie	kJ/kg	467.13	[13]
Zündgrenzen	vol%	3.4-18.6	[13]
Oberflächenspannung (298 K)	N/m	0.012	[13]
Dampfdruck (298 K)	bar	5.3	[13]
Brechungsindex (flüssig, 293 K)		1.3018	[120]

Tabelle 3.2.: Physikalische Eigenschaften von Dimethylether

von DME mit dessen Temperatur und Druck [4, 110]. Bei Drücken oberhalb des kritischen Drucks liegt DME bei Temperaturen niedriger als 400K als unterkühltes Fluid vor und bei Temperaturen höher als 400K als überkritisches Fluid. Die Kurven stellen Isothermen dar. Die Expansion aus dem überkritischen Zustand in den gasförmigen Zustand findet unter adiabatischen Bedingungen statt (rote Pfeile) [40]. Ebenso erfolgt die Injektion von flüssigem DME adiabatisch, was in dem Bereich des unterkühlten DME bei einer Drosselung von 80 bar auf 20 bar einer isothermen Zustandsänderung entspricht (blaue Pfeile). Die Spezifikation zur Reinheit des verwendeten DMEs ist gemäß Hersteller:

Benennung	Reinheit	Anteil von Fremdgasen	
DME 3.0	99.9%	100 ppm H_2O	10 ppm Verdampfungsrückstände

Tabelle 3.3.: Reinheit der verwendeten Dimethylethers (Air Liquid)

Für die reaktiven Versuche wird das gasförmige DME ausgehend von einem Druckniveau bei 2 bar mit einem druckluftangetriebenen Hubkolbenverdichter [1] auf bis zu 100 bar komprimiert. Dieser Verdichtungsprozess erfolgt annähernd isotherm, sodass nach Abb. 3.7 mit der Druckerhöhung eine Phasenumwandlung zu flüssigem DME verbunden ist. Aus diesem Druckspeicher wird DME auf dem gewünschten Druckniveau (70 bar) entnommen. Das Befüllen der Injektionsgasleitung ist über ein Sichtfenster beobachtbar, sodass der Aggregatzustand visuell überprüft werden kann. Drücke und Temperaturen in der Injektionsgasleitung werden durch Sensoren kontrolliert. Entsprechend des p-h-Diagramms (Abb. 3.7) liegt das DME nach der Verdichtung auf einen Druck zwischen 60 und 80 bar in flüssiger Phase vor. Um Zweiphasen-Effekte bei der experimentellen Untersuchung außer Acht lassen zu können, ist es möglich, das DME mittels Heizwendeln, welche sich an der Außenseite der Injektionsleitung befinden, zu erwärmen und dadurch

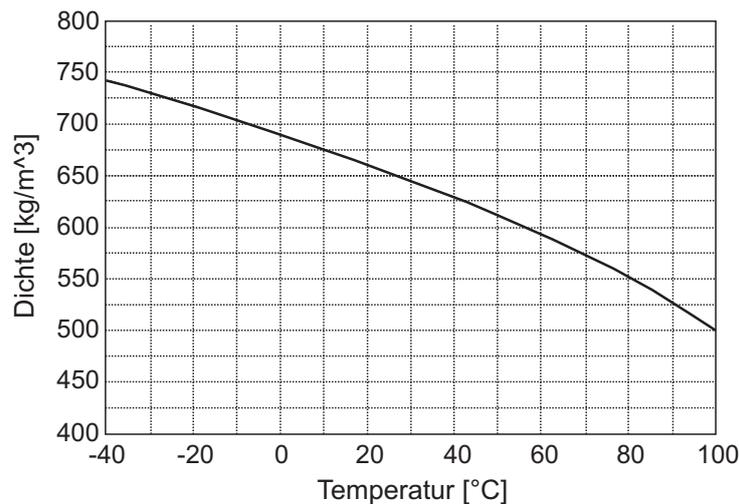


Abbildung 3.4.: Dichte von flüssigem Dimethylether als Funktion der Temperatur [110]

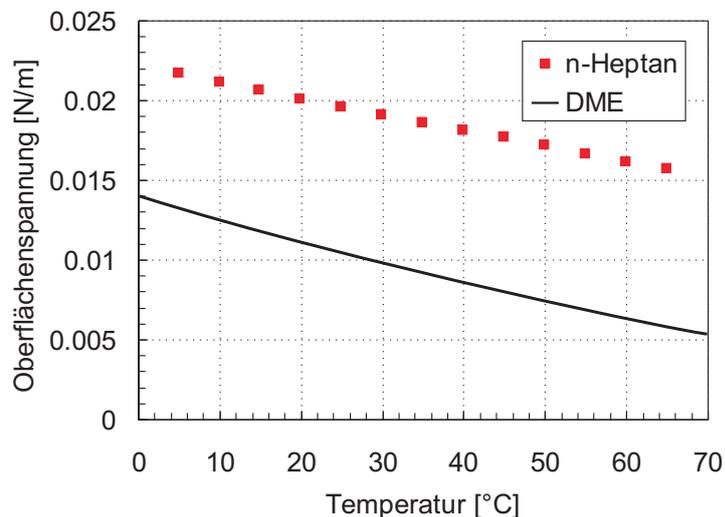


Abbildung 3.5.: Oberflächenspannung von flüssigem Dimethylether [110] und *n-Heptan* [116] als Funktion der Temperatur

in den überkritischen Zustand zu bringen. Dies führt dazu, dass es bei einer Injektion des überkritischen DME zu einer adiabaten Drosselung kommt und DME in den gasförmigen Zustand expandiert (rote Pfeile in Abb. 3.7). Zur Untersuchung von Zweiphaseneffekten wird der Brennstoff flüssig injiziert. Dafür wird der verdichtete Brennstoff nicht erwärmt und liegt bei Umgebungstemperatur in flüssiger Phase als unterkühltes Fluid vor (blaue Pfeile in Abb. 3.7). Dem Injektor schließt sich das 200 mm lange senkrechte Düsenrohr mit dem Innendurchmesser $d = 2\text{ mm}$ und der Wandstärke 1 mm an. Das Düsenrohrende ist durch die Kammerfenster sichtbar. Die Stirnseite des Düsenrohrs ist senkrecht zur Achse plan abgedreht, sodass sich ein scharfkantiger, aber gratloser Querschnittsübergang zum Reaktionsraum ergibt.

Um das restliche Brenngas im Düsenrohr nach erfolgter Zündung ausschieben zu können, wird nach der Haupteindüsung mit einem zweiten Injektor Stickstoff in das Düsenrohr injiziert. Im folgenden Abschnitt wird das Injektionssystem im Einzelnen vorgestellt.

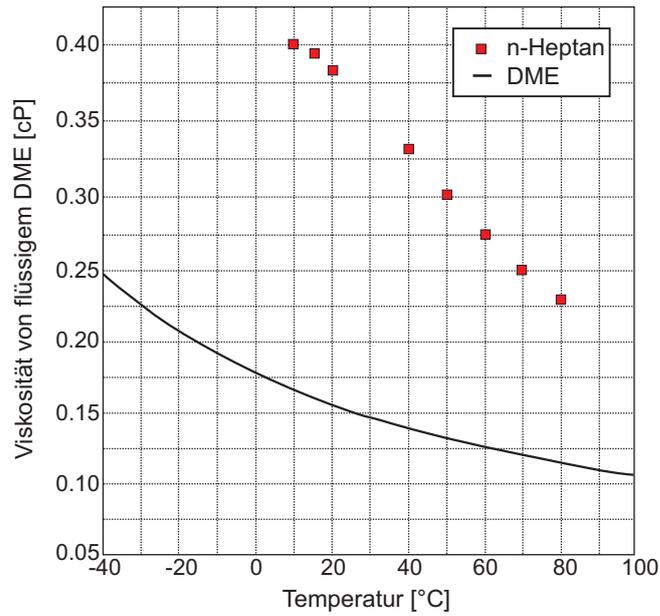


Abbildung 3.6.: Dynamische Viskosität von flüssigem Dimethylether [110] und *n* – Heptan [119] als Funktion der Temperatur.

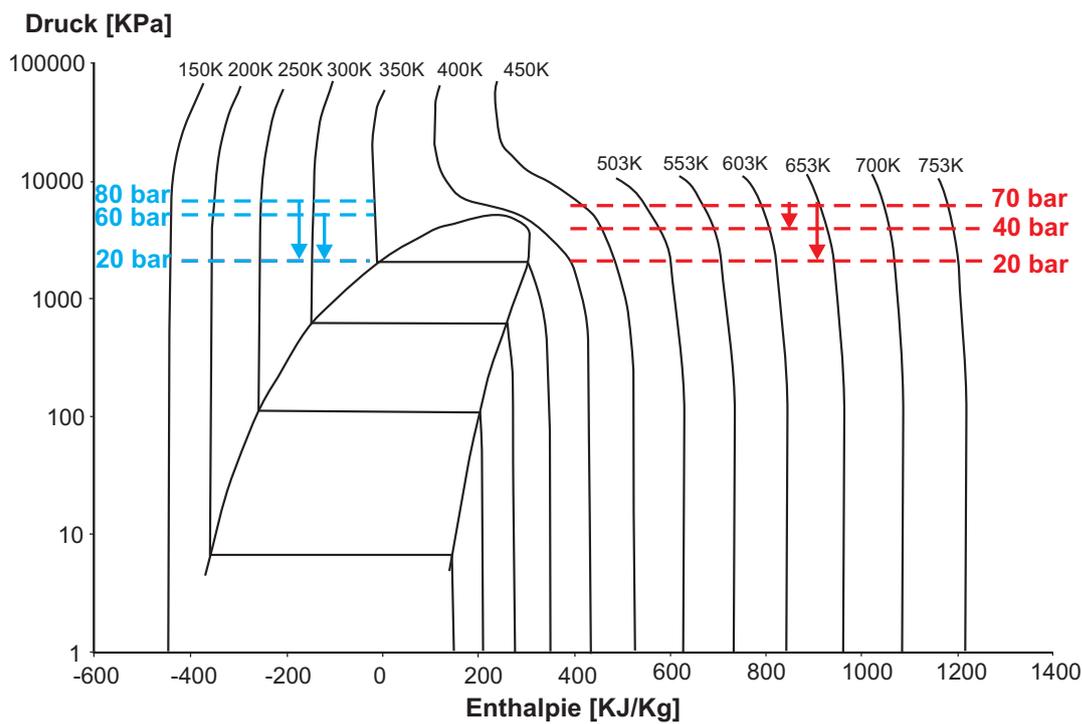


Abbildung 3.7.: Thermodynamisches Zustandsdiagramm von DME als Zusammenhang zwischen Druck und Enthalpie [4, 110]. Bei den Kurven handelt es sich um Isothermen. Die Expansion aus dem überkritischen Zustand in den gasförmigen Zustand ist mit roten Pfeilen markiert. Die adiabate Drosselung des unterkühlten DME in Verlauf der Flüssiginjektion ist mit blauen Pfeilen markiert.

3.4. Injektionssystem

Die Dosierung und Zuführung des Brennstoffes in das Injektionsrohr erfolgt über einen kommerziellen Injektor (Firma *Bosch*), welcher für die Benzindirekteinspritzung im *VW FSI*¹-Motor konzipiert ist. Beide Injektionsventile [3] sind oberhalb des Kammerdeckels montiert (Abb. 3.1). Die Solenoid-Injektoren sind aus einem Chrom-Nickel-Stahl gefertigt und besitzen einen Austrittsdurchmesser von $\varnothing 0.1\text{ mm}$. Die Originalspule ist durch eine Spulenwicklung aus eloxiertem Aluminium-Draht ausgetauscht. Die Oxidschicht dient der elektrischen Isolierung, wodurch eine geringe Abmessung ermöglicht wird. Diese wiederum erlaubt eine hohe Wicklungsdichte.

Der Injektor für die Stickstoffnacheindüsung bleibt in originalem Zustand und ist zum Schutz vor zu hohen Temperaturen mit einer Wasserkühlung versehen. Die Ansteuerung der beiden Injektoren und die Synchronisation mit der Messtechnik erfolgen über eine PC-Messdatenerfassungskarte, welche die Magnetventile mit einer Genauigkeit von $6\ \mu\text{s}$ anspricht („Trigger-PC“). Das TTL²-Ausgangssignal schaltet den Lastkreis mit Gleichspannungsquelle und Injektor-Spule ($2.1\ \Omega$) über ein galvanisch trennendes *Solid State Relais*, das eine Schaltverzögerung von $25\ \mu\text{s}$ besitzt. Nach der logischen Signalzeit t_{inj} wird der Lastkreis unterbrochen und es folgt eine Abklingzeit des Stroms von $20\ \mu\text{s}$ [41]. Es besteht nach einer Vormagnetisierungsdauer von 0.5 ms ein linearer Zusammenhang zwischen eingedüster Brennstoffmenge und Injektionsdauer t_{inj} [41].

Der Flüssigbrennstoff wird entlang der Symmetrieachse des Injektionsrohres eingedüst (Abb. 3.8). An dieser Stelle wurde das Injektionssystem für die Flüssiginjektion modifiziert. Um eine Kanalisierung des flüssigen Brennstoffes in das Injektionsrohr zu ermöglichen, wurde zwischen Ventilauslass [c] und Injektionsrohr [d] ein Trichter eingefügt. Dieser ermöglicht ein direktes Einströmen des flüssigen Brennstoffs in das Injektionsrohr und dadurch ein gleichmäßiges Ausströmen der Tropfen aus dem Injektionsrohr in die Kammer.

3.5. Vermischung in der Zündkammer

Vor dem Eintritt in die Kammer [7] wird das Spülgas auf vier Leitungen verteilt, die an den oberen Kammerdeckel angeschlossen sind (Abb. 3.1). Diese münden in vier Rohrstutzen mit einem Innendurchmesser von $\varnothing 8\text{ mm}$, die 25 mm in den Kammerraum hineinragen (Abb. 3.2). Querbohrungen mit $\varnothing 6\text{ mm}$ sind an diesen Rohrabschnitten in kreuzweiser Anordnung übereinander angebracht, um eine langsame und horizontal ausgerichtete Gaszuführung ohne Entwicklung großskaliger Strömungsstrukturen zu ermöglichen. Der Freiraum oberhalb des Injektionsrohraustritts sorgt bei einer Brennstoffinjektion für eine Kammergas-Ansaugung aus Bereichen stromauf des Sprays ohne Wandbeeinflussung. Zur Minimierung der Wärmeverluste wird die Kammerwand von außen über Begleitleitungen temperiert. Alle beheizten strömungsführenden Armaturen sind zusätzlich mit Isolierwolle abgeschirmt.

Verteilt über der Kammerhöhe sind fünf Rohrzuleitungen angeschweißt, welche zur Durchführung einer Druckmesssonde und vier Thermoelementen dienen (Abb. 3.2). Die Messung der Kammergastemperatur erfolgt äquidistant. An der TROJA-Anlage werden

¹Fuel Stratified Injection

²Transistor-Transistor-Logik

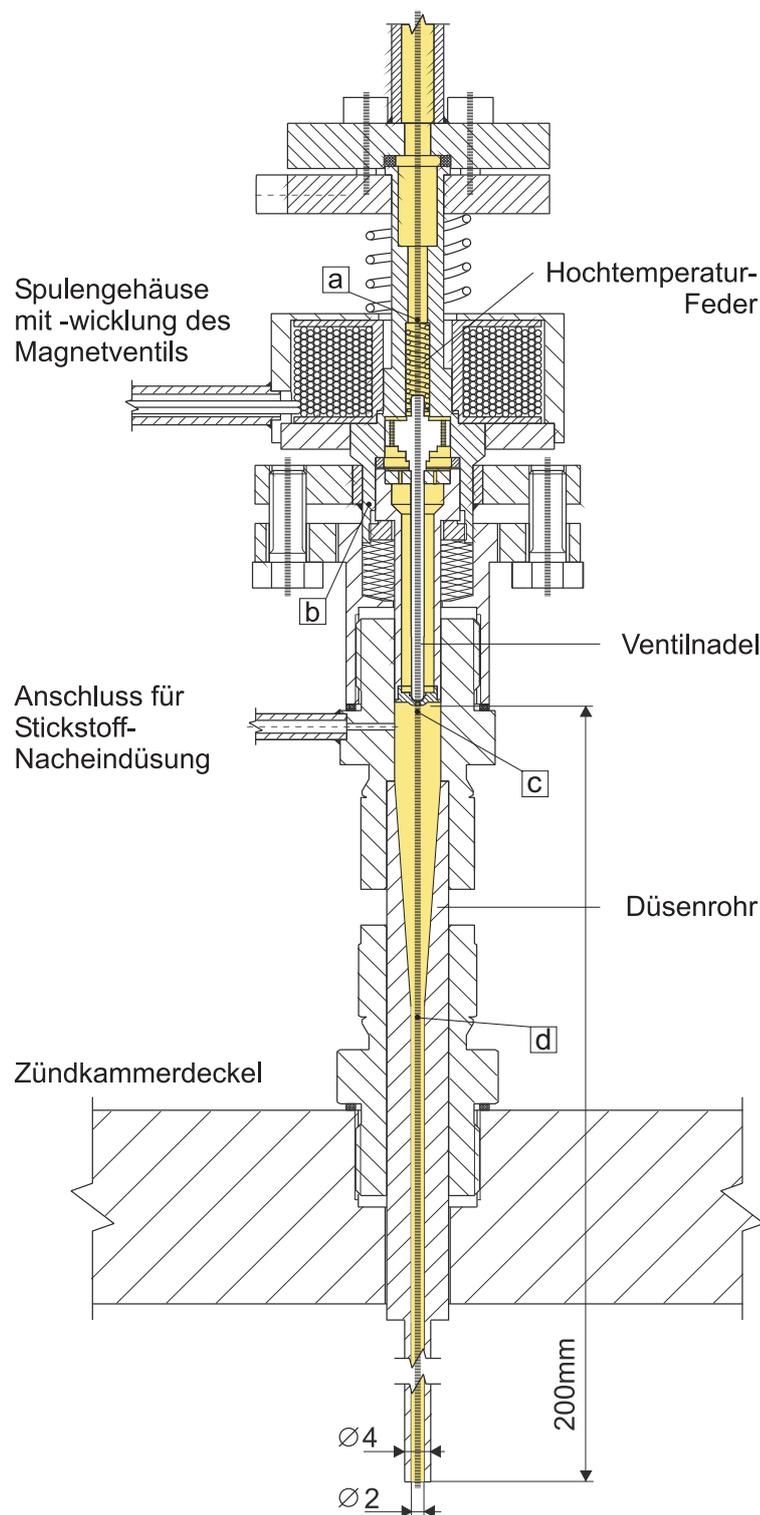


Abbildung 3.8.: Technische Skizze des Hauptinjektors mit Düsenrohr. Der Brennstoff wird von oben über einen Trichter in das Düsenrohr injiziert. Über eine horizontal angebrachte Zuleitung strömt Stickstoff zur Injektionsrohrspülung ein.

alle Temperaturen mit Mantel-Thermoelementen vom Typ K (NiCr-Ni) mit einer Genauigkeit von $\pm 2 K$ gemessen. Die Drücke werden mit einer Genauigkeit von maximal $\pm 0.8\%$ für den Kammerdruck bzw. $\pm 0.9\%$ für den Druck in der Brennstoffleitung erfasst. Die im Weiteren für die Versuche angegebenen Drücke sind Absolutdrücke. In der Kammer besitzen die Thermoelemente einen Durchmesser von $\varnothing 0.25 mm$ und stehen $5 mm$ in den Kammerraum hinein. Diese kleinen Abmessungen sorgen für einen geringen Strahlungseinfluss durch benachbarte Wände und für ein schnelles Ansprechverhalten. Die Regelung des Kammerdrucks wird über den freien Strömungsdurchmesser des Druckhalteventils [9] umgesetzt, welches unterhalb der Kammer angeordnet ist. Mithilfe eines Überwachungscomputers („TROJA-PC“) werden sämtliche Drücke, Temperaturen und Massenströme während des Betriebes aufgezeichnet.

3.6. Temperaturbestimmung

Die Messung der Brennstofftemperatur vor der Injektion wird mit Hilfe von Thermoelementen durchgeführt. Die Bestimmung der Temperatur erfolgt dabei nur indirekt, um die Injektion und die Zündung nicht zu beeinflussen.

Die Brennstofftemperatur wird in ruhendem Zustand vor der Injektion am Ventil ge-

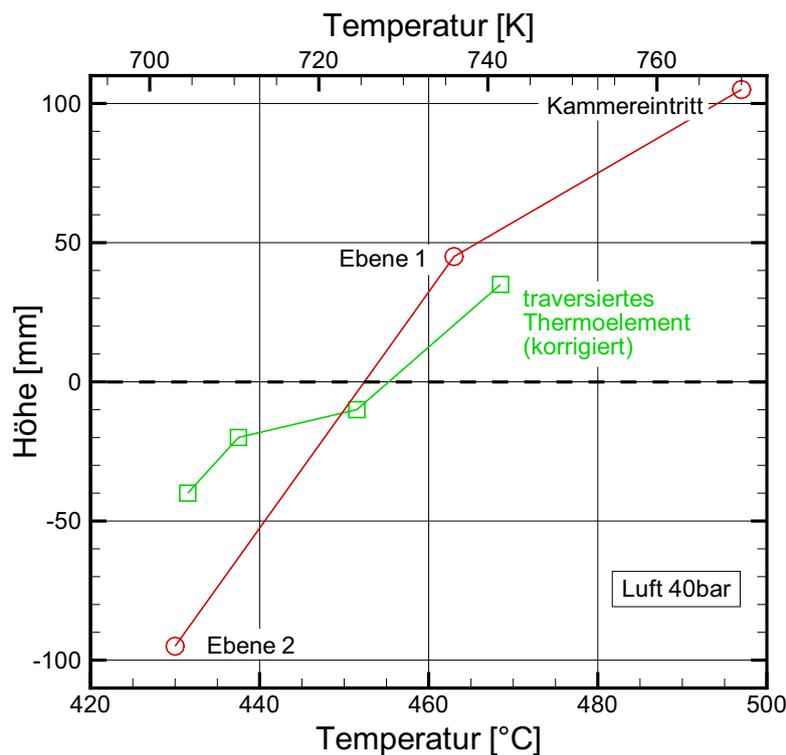


Abbildung 3.9.: Gemessene Temperaturen in der Kammer für verschiedene axiale Höhen (Düsenende liegt bei $0 mm$). Die rote Kurve stellt die Temperatur des Kammergases am Radius $45 mm$ bezüglich der Kammerachse dar, die grüne Linie zeigt die um Wärmeleitung und Wärmestrahlung korrigierten Temperaturen eines traversierten Thermoelements. Die Temperatur am Düsenaustritt kann durch Mittelung der Temperaturen in den Ebenen 1 und 2 bestimmt werden [41].

messen. Die Temperaturmessstelle [a] befindet sich innerhalb des Ventils (siehe Abb. 3.8). Da der Brennstoff vor der Injektion über längere Zeit in Kontakt mit dem Injektorgehäuse steht, erfährt der Brennstoff an dieser Stelle eine Erwärmung durch die Wärmeleitung aus dem Kammerdeckel. Um diesen Wärmeeintrag mit zu berücksichtigen, wird die Temperatur des Injektorgehäuses an der Messstelle [b] aufgezeichnet. Die Brennstofftemperatur vor der Eindüsung wird aus dem Mittelwert der Temperaturmessstellen [a] und [b] berechnet. Bei der Injektion ist die Wärmeübertragung aus dem Injektionsrohr in den Brennstoff vernachlässigbar, da die Aufenthaltszeit im Rohr kleiner ist als die thermische Relaxationszeit τ_{therm} , innerhalb derer sich ein Temperaturgefälle konduktiv abbaut. Die Relaxationszeit von gasförmigem Brennstoff mit einer Temperatur von $T_{DME,g} = 620\text{ K}$ auf die Wandtemperatur des Injektionsrohres von $T = 720\text{ K}$ beträgt bei 40 bar $\tau_{therm} = 1.3\text{ s}$ [41]. Dadurch gilt $\tau_{therm} \gg \tau_{inj}$. Die Temperaturmessung des Kammerinhaltes in Düsenhöhe erfolgt über die Thermoelemente in Ebene 1 und 2, welche sich ober- bzw. unterhalb der Düsenmündung befinden (siehe Abb. 3.2). Um die Zündung nicht zu beeinflussen, ragen diese jeweils nur 5 mm in den Kammerraum radial hinein. Um aus den Messwerten der beiden Ebenen die mittlere Temperatur in Düsenhöhe einschätzen zu können, wird ein Thermoelement unter Versuchsbedingungen von 40 bar , $T_K = 720\text{ K}$ und $100\text{ l}_N/\text{min}$ durch die Kammer bewegt. Die Messwerte aus den unterschiedlichen Höhen sind in Abb. 3.9 grün markiert. Auf der Höhe 0 mm ist die Düsenmündung als gestrichelte Linie dargestellt. Sowohl die Temperaturen im Abstand von 45 mm zur Kammerachse (rote Kurve) als auch die Temperaturmessung im Kammerinneren (grüne Kurve) zeigen eine mittlere Temperaturschichtung über der Kammerhöhe. Allerdings sind die Temperaturfluktuationen im Kammerinneren mit $\pm 12\text{ K}$ höher als die Messung in Wandnähe, wodurch der flachere Verlauf der grünen Kurve zustande kommt. Für die Freistrahlausbreitung im nahen Bereich unterhalb der Düse überschneiden sich beide Kurven, sodass sich die mittlere Lufttemperatur als Mittelwert aus den Thermoelementmessungen der Ebene 1 und 2 schätzen lässt. Ihre Temperaturdifferenz von etwa 30 K ist auch für andere Drücke typisch und bleibt in etwa konstant. Der Mittelwert aus beiden Ebenen wird im Folgenden als Kammertemperatur angegeben.

4. Messtechnik

4.1. Durchlicht-Schattenverfahren

Zur Visualisierung der Vorgänge während des Injektions- und Zündungsvorgangs ist ein Verfahren notwendig, welches die chemische Reaktion mit hoher zeitlicher Auflösung und einer hohen Messrate abbilden kann. Ebenso muss die örtliche Auflösung groß genug bemessen sein, da die Zündung in einem turbulenten Strömungsfeld erfolgt und eine genaue Lokalisierung der Zünd- und Reaktionszone vorab kaum möglich ist.

Ein Schattenverfahren erweist sich hier als geeignet, da es sowohl die zeitliche und örtliche Auflösung bereitstellt als auch in der Lage ist, den Brennstoffeintritt und die Zündung des Brennstoff/Luft-Gemisches zu visualisieren. Dies wird durch die Erfassung der Ablenkung von Lichtstrahlen realisiert, welche durch unterschiedliche Winkel brechender Grenzflächen oder durch Brechzahlgradienten entstehen kann [80]. Das Einströmen des Brenngases lässt sich demnach über den unterschiedlichen Brechungsindex von $n_{DME,g} = 1.4$ und Luft $n_{air} = 1$ detektieren. Die Zündung und die fortlaufende chemische Reaktion wird über die lokale Erhöhung der Temperatur und der damit verbundenen Absenkung der Dichte visualisiert. Die Temperaturerhöhung führt nach dem Gesetz von Gladstone-Dale

$$n = 1 + k\rho \quad (4.1)$$

zu einer linearen Absenkung des Brechungsindex.

Die Temperaturerhöhung äußert sich hier in einer Absenkung der Dichte ρ . Der Gladstone-Dale-Koeffizient k ist dabei eine Stoffkonstante. Grundsätzlich ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Dichte gering [99], jedoch erhöht sich die Empfindlichkeit des Verfahrens mit steigendem Umgebungsdruck, was im Rahmen dieser Untersuchungen gegeben ist.

Der Messaufbau ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Aufnahme erfolgt in Gegenlichtanordnung, sodass das Licht für die Video-Hochgeschwindigkeitskamera zunächst über eine Streuscheibe gleichmäßig über das Beobachtungsfeld verteilt wird. Zur gleichförmigen Ausleuchtung der Streuscheibe wird das Licht einer Quecksilberdampfampe über eine Linse und nachfolgende Lochblende zu einer punktförmigen Lichtquelle fokussiert. Mit einer zweiten Linse wird das Licht parallel auf die Streuscheibe gerichtet. Auf der gegenüberliegenden Seite der Kammer empfängt die Kamera das Licht, das durch das Messfeld geführt wird.

Zur Synchronisation mit dem Spray wird die Kamera von dem Injektionssignal getriggert. Der verwendete Sensor der Kamera (*Weinberger SpeedCam Visario 1500*) hat eine Auflösung von 1536×1024 Pixel bei einer Aufnahme Frequenz von 1 kHz . Die damit erreichte örtliche Auflösung beträgt $23 \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Aufgrund der verwendeten Optik handelt es sich hier um ein integrales Verfahren. Dies äußert sich darin, dass die Informationen integral entlang der optischen Achse der Anordnung aufgenommen werden. Aus diesem Grund kann hier nicht von einer flächigen, sondern vielmehr von einer räumlichen

Messung ausgegangen werden. Zur Bestimmung der Zündverzugszeit eignet sich dieses Verfahren hervorragend, da sowohl die Einströmung als auch die Zündung sowie das Rußleuchten der Verbrennung mit dieser einen Messtechnik erfasst werden können [41]. Die absoluten Zündverzugszeiten, welche mit dieser Methode gemessen werden, werden in Kapitel 7 vorgestellt.

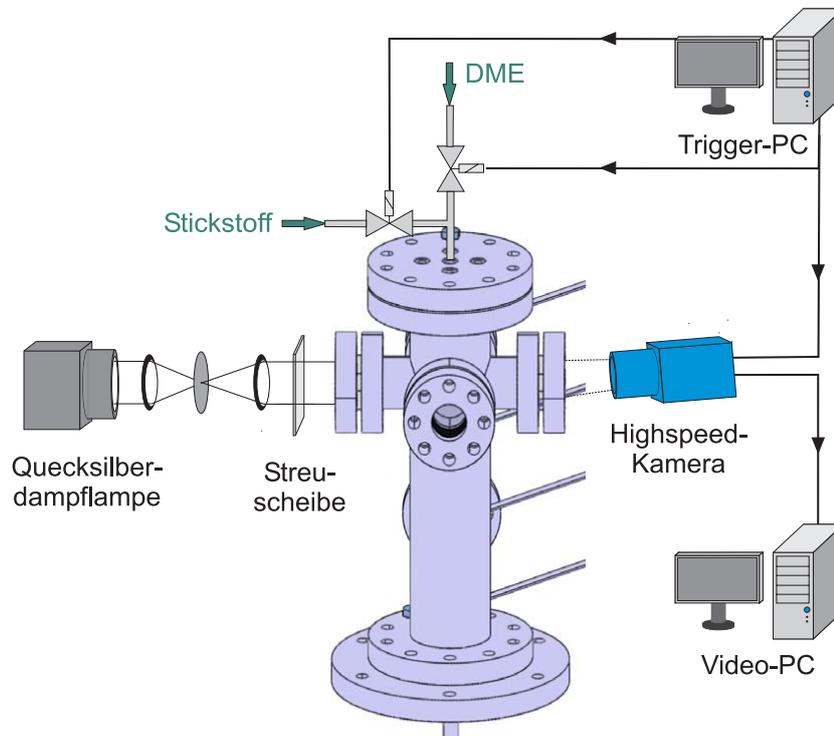


Abbildung 4.1.: Messaufbau des Durchlicht-Schattenverfahrens [41]. Für das Durchlicht-Schattenverfahren wird das Licht der Quecksilberdampflampe zunächst gleichmäßig über eine Streuscheibe in die Kammer geleitet. Die Dichteänderungen werden von der High-Speed-Kamera auf der gegenüberliegenden Seite erfasst.

4.2. Tomografische Laser-Doppler-Anemometrie

Zur örtlichen Zuordnung von Geschwindigkeitsinformationen wird im Rahmen dieser Arbeit die Tomografische Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) eingesetzt. Sie erlaubt es, aus integral gewonnenen Geschwindigkeitsinformationen durch eine tomografische Rekonstruktion die Informationen mit hoher Auflösung örtlich zuordnen zu können.

4.2.1. Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist eine berührungslose optische Messtechnik, mit welcher es möglich ist, die Geschwindigkeit von Strömungen mit sehr hoher zeitlicher Auflösung zu messen [10, 94]. Dabei ist die örtliche Ausdehnung, in welcher Geschwindigkeiten registriert werden können, theoretisch punktförmig. Die LDA-Technik basiert auf dem Doppler-Effekt. Dieser beschreibt die Frequenzverschiebung, welche Licht bei

der Reflexion von einem sich bewegenden Teilchen erfährt. Um deshalb mit diesem Verfahren Strömungsgeschwindigkeiten messen zu können, müssen der Strömung Teilchen zugegeben werden, aus deren Bewegung in der Strömung auf die Strömungsgeschwindigkeit zurückgeschlossen werden kann. Dafür muss die Antwortzeit der Teilchen auf die Strömung kurz sein (Kapitel 2.5), jedoch müssen sie groß genug sein, um noch detektiert werden zu können. Die vom bewegten Teilchen wahrgenommene Lichtfrequenz f' lässt sich wie folgt berechnen:

$$f' = f_0 \left(1 - \frac{\vec{u}\vec{l}}{c} \right). \quad (4.2)$$

Hier gibt f_0 die Lichtfrequenz wieder, $\vec{u}\vec{l}$ das Skalarprodukt aus Teilchengeschwindigkeitsvektor und Richtungsvektor der Lichtstrahlausbreitung und c die Lichtgeschwindigkeit. In der Messtechnik wird dieses Prinzip meist in der Zwei-Strahl-Differential-Anordnung angewandt [44]. Dabei wird ein kohärenter Laserlichtstrahl mit der Wellenlänge λ in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Eine Konvexlinse mit der Brennweite f_f fokussiert diese beiden Teilstrahlen. Der Schnittpunkt ergibt das Messvolumen. Ein Teilchen, welches von der Strömung getragen durch dieses Messvolumen tritt, streut das Licht der beiden Teilstrahlen. Dieses gestreute Licht ist zum ursprünglichen Licht frequenzverschoben. Dabei ist die jeweilige Frequenz des Streulichts der beiden Teilstrahlen unterschiedlich, was von den unterschiedlichen Richtungsvektoren aus Gleichung 4.2 herrührt. Das jeweils gestreute Licht der beiden Teilstrahlen überlagert sich zu einer Schwebung mit der Frequenz Δf , welche von einer Empfangsoptik erfasst werden kann.

$$\Delta f = |\vec{u}| \sin \xi \frac{2 \sin(\frac{\chi}{2})}{\lambda} \quad (4.3)$$

Der Ausdruck $|\vec{u}| \sin \xi$ stellt die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Winkelhalbierenden zwischen den beiden Teilstrahlen dar. Der Winkel zwischen einem Teilstrahl und der Winkelhalbierenden beträgt $\frac{\chi}{2}$ (Abb. 4.2). Diese Schwebungsfrequenz wird Signalfrequenz oder auch Doppler-Frequenz genannt [94].

Ein weiteres Beschreibungsmodell für das Prinzip der LDA ist das Interferenzstreifenmodell. Hierbei wird die Existenz von Interferenzstreifen im Bereich des Schnittpunktes der beiden Teilstrahlen, welche aus ebenen Wellenfronten bestehen, angenommen. Dabei sind die Interferenzstreifen parallel zur optischen Achse orientiert. Diese Interferenzstreifen sind in ihrem Abstand durch die Wellenlänge des Lichts und dem Schnittwinkel χ definiert (Abb. 4.2).

Der Abstand der Interferenzstreifen Δx lässt sich folgendermaßen ausdrücken [94]:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin(\frac{\chi}{2})}. \quad (4.4)$$

Ein Teilchen, welches durch diesen Bereich der Interferenzstreifen tritt, streut das Licht der hellen Streifen. Eine Empfangseinheit ist in der Lage, die Frequenz Δf , mit welcher das Teilchen Licht streut, zu messen. Diese Frequenz entspricht der Geschwindigkeitskomponente u_{\perp} senkrecht zum Interferenzstreifenmuster:

$$u_{\perp} = \frac{\Delta f \lambda}{2 \sin(\frac{\chi}{2})}. \quad (4.5)$$

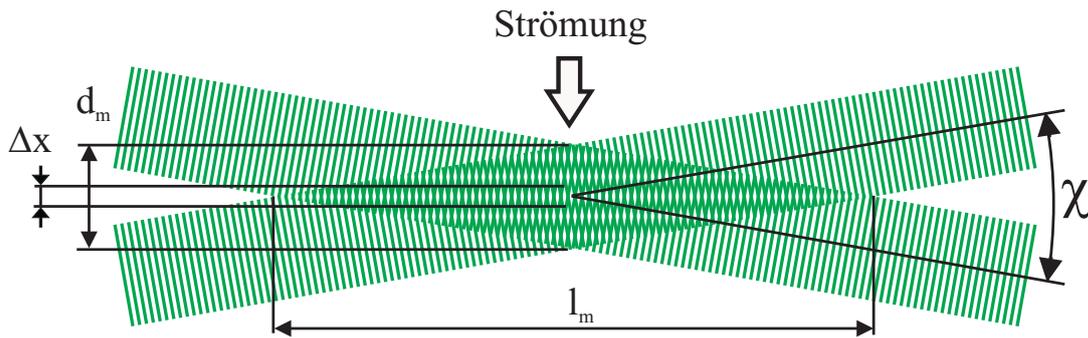


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des Interferenzstreifenmodells durch die Überlagerung zweier Laserstrahlen

Es ist zu erkennen, dass die Gl. 4.3 und Gl. 4.5 identisch sind und beide Beschreibungsmodelle herangezogen werden können. Die technische Adaption des Messprinzips ist in Abb. 4.3 skizziert. Der Laserstrahl eines Dauerstrich-Lasers wird mittels Strahlteiler in zwei leistungsgleiche Teilstrahlen aufgeteilt. Da aus der Frequenz Δf keine Information über das Vorzeichen der Flugrichtung des Teilchens gewonnen werden kann, wird einer der beiden Teilstrahlen durch eine Bragg-Zelle geführt. Mithilfe dieses optakustischen Modulators wird dessen Frequenz verschoben. Bei der anschließenden Fokussierung der beiden Laserstrahlen bewirkt die Frequenzverschiebung des einen Partialstrahls, dass sich das Interferenzstreifenmuster im Messvolumen bewegt. Teilchen, die sich nun in einer Richtung durch das Messvolumen bewegen, streuen in einer anderen Frequenz, als Teilchen welche mit derselben Geschwindigkeit das Messvolumen in entgegengesetzter Richtung durchqueren. Das Streulicht wird auf einen Fotomultiplier fokussiert. Dieser ist in der Lage, die Schwebungsfrequenz des Streulichts beider Teilstrahlen zu registrieren und in ein elektrisches Signal zu wandeln.

Der in diesen Untersuchungen realisierte Aufbau sammelt das Licht in der Rückstreuung (Abb. 4.3). Dadurch ist die Positionierung des Messortes flexibler durchführbar als in der Vorwärtsstreuung, da bei der der Rückwärtsstreuung Komponenten der Sende- und der Empfangseinrichtungen in einen Messkopf integriert werden können. Hierzu wird der Laserstrahl in einem optischen Aufbau in die beiden Teilstrahlen aufgeteilt, welche dann durch optische Leiter in den Messkopf gelangen. An dessen Austritt befindet sich die Fokussierungslinse. Im Zentrum des Messkopfes befindet sich der Fotomultiplier, welcher das Streulicht der Partikel aufnimmt.

Für die durchgeführten Untersuchungen wird ein Messsystem der Firma Dantec Dynamics eingesetzt. Als Laser dient ein Argon-Ionen-Dauerstrich-Laser (Spectra-Physics 177-G0232) bei dessen dominanter Wellenlänge von 514.5 nm . Die Ausgangsleistung beträgt bei dieser Wellenlänge 80 mW . Durch die Brennweite der Fokussierungslinse von $f_f = 405 \text{ mm}$ und einem Teilstrahldurchmesser von $w_0 = 1.3 \text{ mm}$ ergibt sich nach [10] eine Länge des Messvolumens von $l_m = 4.4 \text{ mm}$. Der Durchmesser des Messvolumens, welches auch als Rotationsellipsoid verstanden werden kann, ergibt sich zu $d_m = 0.2 \text{ mm}$. Der Messkopf, in welchem sich die Fokussierungslinse und der Fotomultiplier befinden, wird mittels einer Traverse unterhalb des Injektionsrohrendes senkrecht zur Freistrahldirection bewegt (Abb. 4.4). Die Schrittweite dabei beträgt $\Delta t_j = 0.1 \text{ mm}$. Die Rotationsachse des Messvolumens in Strahlrichtung befindet sich dadurch 0.65 mm unterhalb der Austritts-

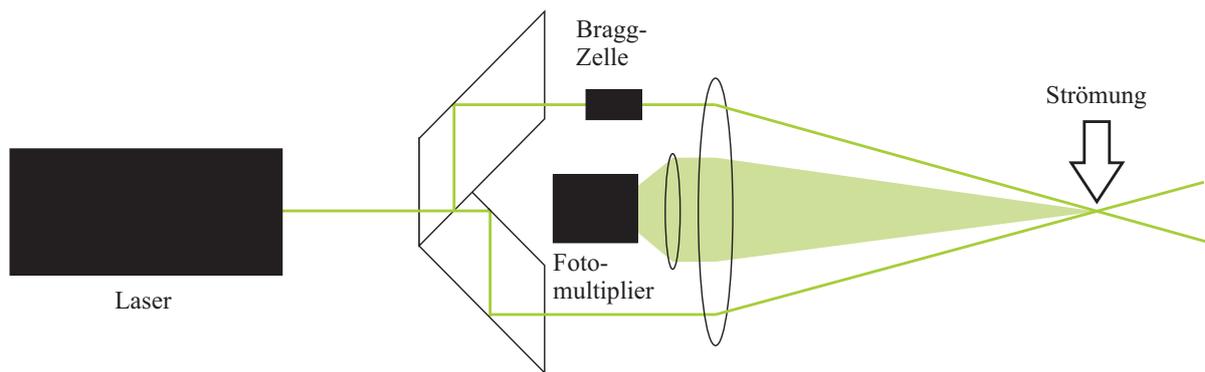


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung einer LDA-Anordnung im Rückstreuverfahren mit Bragg-Zelle

kante des Injektionsrohres.

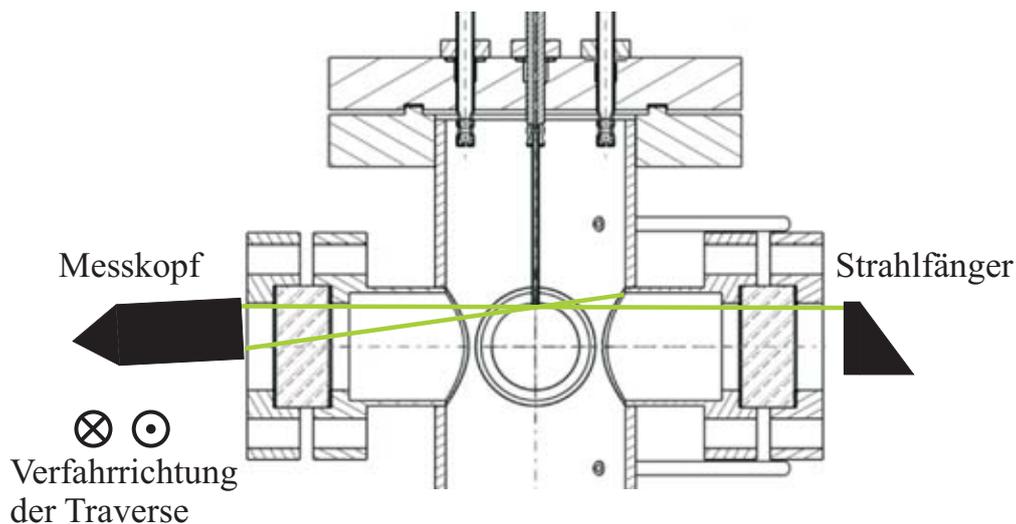


Abbildung 4.4.: Position des LDA-Messkopfes an der Kammer. Die Traverse bewegt den Messkopf unterhalb des Injektionsrohrausgangs senkrecht zur Freistrahachse.

Dabei überspannt das Messvolumen mit seiner axialen Ausdehnung von $l_m = 4.4 \text{ mm}$ den Querschnitt des Injektionsrohres, welches einen Durchmesser von $d = 2 \text{ mm}$ hat. Dadurch ist es nicht möglich, Tropfen im Messvolumen örtlich zuzuordnen. Um dennoch eine hohe örtliche Auflösung zu erhalten, werden die integral über das Messvolumen registrierten Geschwindigkeiten tomografisch mittels der inversen Radon-Transformation rekonstruiert [39].

4.2.2. Grundzüge der Radon-Transformation

Im Folgenden werden die relevanten Zusammenhänge bezüglich der Radon-Transformation erläutert [114].

Sei $f(x, y)$ ein zweidimensionales Objekt im Ortsraum (x, y) . Ein um den Winkel θ gegenüber (x, y) gedrehtes Koordinatensystem habe die Koordinaten t und s . Die Parallelprojektion $q_\theta(t)$ in Richtung s unter dem Winkel θ sei gegeben durch

$$q_\theta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t, s) ds. \quad (4.6)$$

Die Parallelprojektion $q_\theta(t)$ beinhaltet die integrale Information entlang der Linie, welche eindeutig durch (t, θ) gegeben ist (Abb. 4.5). Die eindimensionale Fouriertransformierte der Projektion $q_\theta(t)$ lautet

$$Q_\theta(w) = \int_{-\infty}^{\infty} q_\theta(t) e^{-i2\pi w t} dt. \quad (4.7)$$

mit $i^2 = -1$ und den Polarkoordinaten des Frequenzraumes w und θ . Die zweidimensionale Fouriertransformierte des Objektes $f(x, y)$ im Frequenzraum ist gegeben durch

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2i\pi(ux+vy)} dx dy \quad (4.8)$$

mit u und v als kartesische Koordinaten im Frequenzraum. Es gilt $u = w \cos \theta$ und $v = w \sin \theta$, siehe Abb. 4.5.

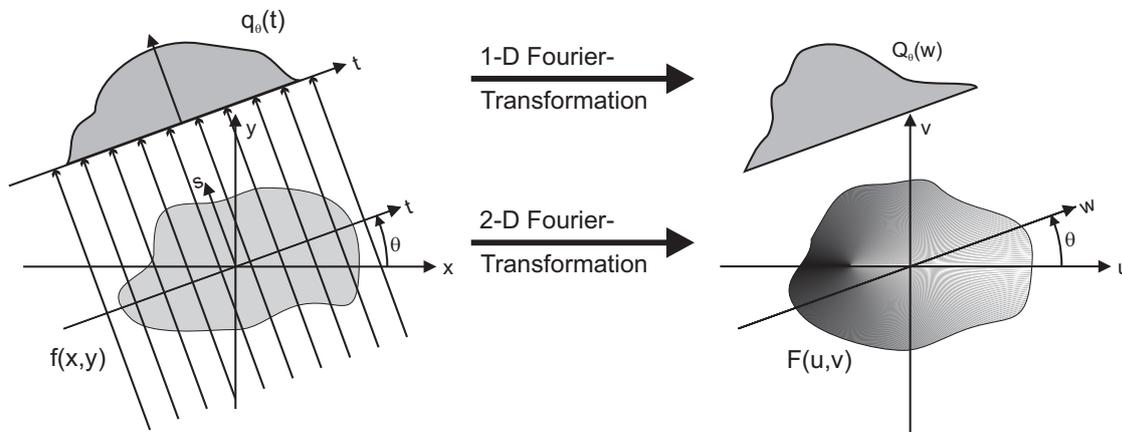


Abbildung 4.5.: Veranschaulichung der Parallelprojektion. Von dem Objekt $f(x, y)$ wird anhand von Linienintegralen unter einem Winkel θ eine Projektion erstellt. Die 1-D-Fouriertransformierte entspricht dabei einer Scheibe des Objektes $F(u, v)$, welche unter demselben Winkel θ geneigt ist wie die Projektion $q_\theta(t)$.

Aus dem Fourier-Scheiben-Theorem geht hervor, dass die eindimensionale Fouriertransformierte $Q_\theta(w)$ einem Streifen in der zweidimensionalen Fouriertransformierten $F(w, \theta)$ entspricht. Dieser geht durch den Ursprung und ist um denselben Winkel θ wie die Projektion $q_\theta(t)$ geneigt. Das Scheiben-Theorem lautet demnach

$$Q_\theta(w) = F(w, \theta). \quad (4.9)$$

Somit ist es möglich, aus einer Vielzahl von Einzelprojektionen, deren Winkel θ jeweils bekannt ist, das Objekt $F(u, v)$ im Frequenzraum zusammensetzen. Dieses entspricht der zweidimensional Fouriertransformierten von $f(x, y)$. Mithilfe der inversen Radon-Transformation

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{2i\pi(ux+vy)} dudv \quad (4.10)$$

lässt es sich in den Ortsraum zurücktransformieren.

Im Falle einer Rotationssymmetrie ist die Parallelprojektion unabhängig vom Winkel θ . Dadurch kann ein Objekt komplett mit einer einzelnen Parallelprojektion rekonstruiert werden.

4.2.3. Prinzip zur tomografischen Rekonstruktion

Eine hohe örtliche Auflösung bei der Messung der Tropfengeschwindigkeit eines Sprays verspricht ein tomografisches Verfahren [39]. Gemäß den Anforderungen an ein tomografisches Messverfahren müssen integrale Informationen über Tropfengeschwindigkeiten registriert werden, um diese örtliche zuordnen zu können. Die Erfassung von Geschwindigkeiten der Tropfen kann mittels Laser-Doppler-Anemometrie (Kapitel 4.2) erfolgen. Dabei entspricht die Information, welche ein Strahl aus der Projektion in Abb. 4.5 liefert, den Geschwindigkeitsinformationen, welche entlang des LDA-Messvolumens erfasst werden. Da die Erfassung einer Geschwindigkeit an die Registrierung eines Tropfens gekoppelt ist, muss die Tropfenverteilung über den Querschnitt berücksichtigt werden. Ansonsten liefert eine einfache Mittelwertbildung bei einer inhomogenen Tropfenverteilung eine nicht korrekte Geschwindigkeit am Messort [39].

Das Vorgehen zur Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfeldes unter Berücksichtigung der Tropfenverteilung über den Querschnitt wird im Folgenden erläutert:

Die Parallelprojektion an einem Winkel θ ergibt sich aus integralen Informationen an diskreten Traversierpositionen t_j .

Zur Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes werden an jeder Messvolumenposition t_j (Abb. 4.6) die gleiche Anzahl an Injektionen N_j untersucht. In diesem instationären Vorgang werden für alle Messpositionen nur die Tropfen ausgewertet, die im Zeitfenster $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ erfasst wurden. Dieses Zeitfenster ist dadurch charakterisiert, dass die Geschwindigkeitsverteilung darin stationär ist. Für jede Traversierposition t_j werden die gleichen Zeitpunkte τ_1 und τ_2 gewählt. Für jedes t_j liegen somit N_{t_j} registrierte Tropfen mit zugehöriger Geschwindigkeitsinformation vor. Die gemessenen Einzelgeschwindigkeiten v an einer Position t_j liegen nach der LDA-Messung als Ensemble vor, deren Erwartungswert sich wie folgt berechnet:

$$\bar{v}_{Ensemble}(t_j) = \sum_{i=1}^b v_i p_i. \quad (4.11)$$

Hierbei wird der gesamte gemessene Geschwindigkeitsbereich in b Klassen der jeweiligen Geschwindigkeit v_i aufgeteilt. Dabei ist p_i die diskrete Auftretenswahrscheinlichkeit der Geschwindigkeitswerte innerhalb der Klasse v_i . Das Produkt $p_i \cdot N_{t_j}$ beschreibt somit die Gesamtanzahl an gemessenen Geschwindigkeitswerten innerhalb der Klasse v_i . Der Wert

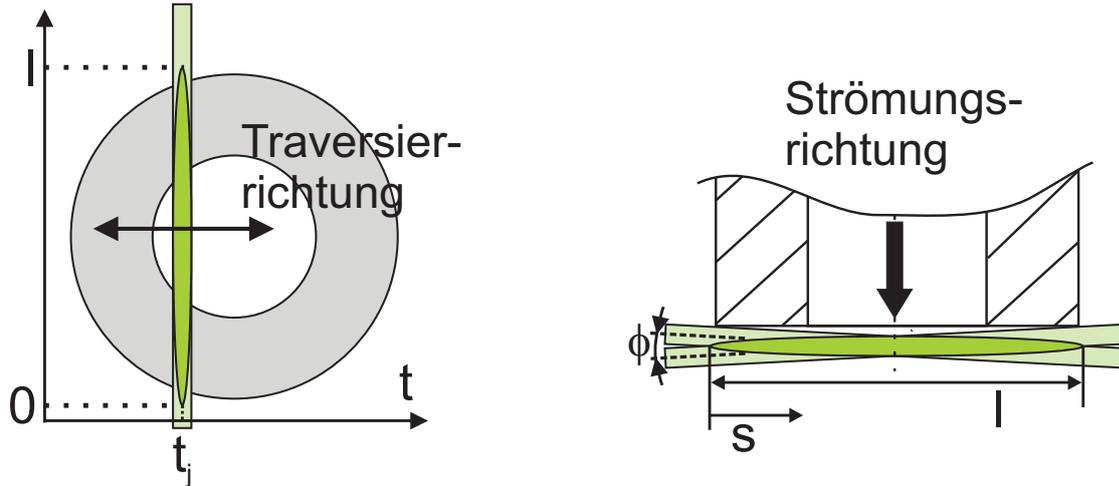


Abbildung 4.6.: LDA-Messvolumen am Düsenrohraustritt (links Draufsicht, rechts Schnittansicht). Das Messvolumen wird durch das Spray traversiert und erfasst an jeder Traversierposition t_j alle Tropfen integral über den Querschnitt entlang des Messvolumens.

N_{t_j} an der Position t_j wird als diskreter Wert der stetigen Parallelprojektion $N(t)$ eines stetigen Objekts $A(x, y)$ interpretiert (vgl. Gl. 4.6):

$$N_{t_j} = \int_l A(t_j, s) ds. \quad (4.12)$$

Das Objekt $A(x, y)$ stellt die stetige Häufigkeitsverteilung der Tropfen dar, die während des gesamten Zeitraums $\Delta\tau_{stat} \cdot N_i$ im gesamten Messvolumen erfasst werden. Mit Hilfe der diskreten inversen Radon-Transformation lässt sich somit aus den Werten N_{t_j} das Objekt $A(x, y)$ rekonstruieren.

Für ein bestimmtes t_j ist der über die Ausdehnung l des Messvolumens gebildete räumliche Mittelwert $\bar{v}_{spatial}$ der Geschwindigkeit, das Integral des örtlich gebundenen Produkts der Geschwindigkeit $v(t_j, s)$ und der Auftretenswahrscheinlichkeit $P(t_j, s)$ der Tropfen:

$$\bar{v}_{spatial}(t_j) = \int_l v(t_j, s) P(t_j, s) ds. \quad (4.13)$$

Nach dem Gesetz der großen Zahlen kann $P(t_j, s)$ durch eine relative Häufigkeit angenähert werden:

$$P(t_j, s) = \frac{A(t_j, s)}{N_{t_j}} \quad (4.14)$$

Hierbei ist $A(t_j, s)$ die absolute stetige Häufigkeitsverteilung der Tropfen an der Stelle t_j . Der räumliche Mittelwert (Gl. 4.13) kann dann geschrieben werden als

$$\bar{v}_{spatial}(t_j) = \frac{1}{N_{t_j}} \int_l v(t_j, s) A(t_j, s) ds. \quad (4.15)$$

Die Erfassung einer Geschwindigkeitsinformation ist bei der LDA direkt gekoppelt an das Auftreten eines Tropfens. Somit ist die Auftretenswahrscheinlichkeit eines gemessenen

Geschwindigkeitswertes von den Werten der Tropfen-Häufigkeitsverteilung an den Stellen abhängig, an denen der Geschwindigkeitswert gemessen wird. Folglich muss gelten

$$\sum_{i=1}^b v_i p_i N_{t_j} = \sum_{i=1}^{N_p} v_{s_n} A(s_n). \quad (4.16)$$

Die Summe auf der rechten Seite von Gl. 4.16 läuft über alle N_p Positionen s_n entlang der Richtung s , auf denen der Geschwindigkeitswert v_{s_n} erfasst wird. $A(s_n)$ ist die Anzahl der Tropfen die an der Stelle s_n (oder in der unmittelbaren Umgebung) registriert werden. Hier ist zu beachten, dass in Gl. 4.16 N_p und s_n sowie die Zuordnung einer Geschwindigkeit zu einer Position s_n nicht bekannt sind. Die rechte Seite von Gl. 4.16 ist die diskrete Formulierung von $\bar{v}_{spatial}(t_j) \cdot N_{t_j}$ und für eine ausreichend große Tropfenmenge kann diese Formulierung durch das stetige Integral aus Gl. 4.15 ersetzt werden. Gl. 4.16 schreibt sich dann

$$\sum_{i=1}^b v_i p_i N_{t_j} = \int_l v(t_j, s) A(t_j, s) ds. \quad (4.17)$$

Der Ausdruck auf der linken Seite von Gl. 4.17 wird aus den LDA-Messungen gewonnen. Somit ist jetzt an jeder Position t_j das Linienintegral auf der rechten Seite bekannt, welches die Parallelprojektion des Produktes $v \cdot A$ darstellt. Mithilfe der inversen Radon-Transformation ist es dann möglich das Objekt $[v \cdot A](x, y)$ zu rekonstruieren. Das Geschwindigkeitsfeld $v(x, y)$ wird schließlich aus der punktweisen Division der beiden Felder $[v \cdot A](x, y)$ und $A(x, y)$ berechnet:

$$v(x, y) = \frac{[v \cdot A](x, y)}{A(x, y)}. \quad (4.18)$$

4.2.4. Fehleranalyse

Zur Quantifizierung des Fehlers, welcher durch die Umsetzung des Algorithmus entsteht, wurde in [39] anhand von künstlich generierten Partikel- und Geschwindigkeitsverteilungen die Abweichung der rekonstruierten Verteilungen bestimmt. Dabei lag die Abweichung für ein rotationssymmetrisches Profil bei maximal 3.5%, was auf den softwareimplementierten Faltungskern für die gefilterte Rückprojektion zurückzuführen ist.

Aufgrund der beschränkten Zugänglichkeit der Hochdruckkammer ist es nicht möglich, das LDA-Messvolumen für jeden beliebigen Winkel θ um die Freistrahachse zu drehen. Aus diesem Grund wird eine einzelne Projektion erstellt, welche Informationen über die Tropfenanzahl und Tropfengeschwindigkeit enthält. Unter der Voraussetzung der Symmetrie zu $r = 0$ wird diese eine Projektion der inversen Radon-Transformation für jeden Winkel θ übergeben. Die Projektion aus der Messung ist jedoch nicht perfekt symmetrisch. Um die Symmetrie der Projektion zu erlangen, werden die gemessenen Informationen der Tropfenanzahl und Tropfengeschwindigkeit an der Mittelachse gespiegelt und der Mittelwert der beiden Punkte, welchen denselben radialen Abstand von der Mittelachse haben, wird gebildet. Der resultierende Mittelwert hat dabei an der Stelle $y/d = 0.1$ eine maximale Abweichung von 1% und an der Stelle $y/d = 0.5$ eine maximale Abweichung vom Originalprofil von 7%.

Die Abweichung, welche durch die radiale Ausdehnung des LDA-Messvolumens erzeugt wird, wird in Abschnitt 6.1.2 diskutiert.

4.3. Verfahren zur Messung der Tropfengrößenverteilung

In diesem Abschnitt wird zunächst ein Überblick über Messmethoden zur Bestimmung der Tropfengröße in einem Spray gegeben. Anhand von Kriterien, wie Anforderungen an den experimentellen Aufbau und die Fluideigenschaften, wird ein geeignetes Verfahren identifiziert und im Detail erläutert.

4.3.1. Messmethoden zur Bestimmung von Tropfengrößen

Zur Messung von Tropfengröße und Tropfenzahl in einem Spray ist es von Vorteil, ein nicht-invasives Verfahren zu nutzen, da dadurch eine Rückwirkung auf das Spray vermieden wird. Als gebräuchlichstes Verfahren gilt die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) [35]. Dieses Verfahren erlaubt die simultane Erfassung von Tropfengröße und -geschwindigkeit. Das Prinzip beruht auf der bereits in Kapitel 4.2 vorgestellten Auswertung von Licht, welches an Partikeln gestreut wird. Damit ist die Phasen Doppler Anemometrie eine Weiterentwicklung der Laser Doppler Anemometrie. Dafür wird wie bei der LDA ein ellipsoides Messvolumen durch die Kreuzung zweier kohärenter Teilstrahlen erzeugt. Das Streulicht wird durch eine Empfangsoptik registriert und durch Fotomultiplier in elektrische Signale umgewandelt. Die Geschwindigkeit eines durchfliegenden Tropfens lässt sich aus dem Zusammenhang in Gleichung 4.5 wie bei der LDA berechnen.

Falls ein Tropfen transparent ist, bildet er wie eine Linse das Interferenzstreifenmuster auf der Empfangsoptik ab. Aufgrund des Krümmungsradius des Tropfens wird das Interferenzstreifenmuster einmal durch die Mie-Streuung und noch einmal durch die Brechung 1. Ordnung auf dem Fotomultiplier abgebildet [10]. Zwischen diesen beiden Signalen existiert eine Phasenverschiebung, welche einen linearen Zusammenhang mit dem Tropfendurchmesser aufweist. Um eine möglichst hohe Signalstärke zu erhalten, ist die Wahl des Winkels zwischen der Beleuchtungseinheit und der Empfangseinheit von großer Bedeutung. Für die Untersuchung von Diesel-Tropfen liegt der optimale Winkel bei 70° [97]. Die Abhängigkeit der Frequenz Δf (Gl. 4.3) und die Phasenverschiebung zur Tropfengrößenbestimmung hängen nur vom Messaufbau ab und benötigen keine Kalibrierung. Ein Nachteil der Messtechnik ergibt sich aus der Tatsache, dass der Tropfendurchmesser aus einer lokalen Krümmung eines Tropfens bestimmt wird. Ändert sich die Krümmung über die Tropfenoberfläche, zum Beispiel durch Verformung, wird der Tropfendurchmesser anhand eines kleinen Ausschnittes der Oberfläche vermessen, welcher in Fall einer Verformung nicht repräsentativ für den gesamten Tropfen ist [14, 22]. Eine etwaige Abweichung von der Kugelform wird nicht erfasst. Dies wirkt sich nicht auf den Mittelwert aus, jedoch auf höhere Momente [10]. Eine Kompensation mit der Erweiterung der Erfassungseinheit ist zwar möglich [33], jedoch erhöht dies den Gesamtaufwand in großem Maße. Ebenso wird Tropfenaufbruch nicht als solcher detektiert und führt demnach zu Fehlsignalen.

Eine weitere Fehlerquelle bei PDA-Messungen ist der *slit-Effekt* [89]. Dabei wird durch eine Blendenanordnung in der Empfangsoptik das Streulicht eines Tropfens zum Teil abgeschnitten. Dies wirkt sich zum einen bei großen Tropfen aus und zum anderen bei Tropfen, welche sich durch den Randbereich des Interferenzstreifenmusters bewegen. Ebenfalls nachteilig wirkt der *Trajektorien-Effekt* [95]. Durch die Gauss'sche Intensitätsverteilung

im Laserstrahl quer zur Strahlrichtung erfolgt eine nicht gleichmäßige Beleuchtung der Tropfenoberfläche beim Durchtritt durch das Interferenzstreifenmuster. Das Verhältnis des gestreuten Lichts zum gebrochenen Licht variiert dadurch über den Verlauf des Tropfendurchtritts. Dieser Effekt kommt bei Tropfen zum Tragen, deren Durchmesser dem des Messvolumens entsprechen oder größer sind.

Ein weiteres Verfahren zur Messung von Tropfengrößen ist die *Interferometric Particle Imaging (IPI)* Methode [63]. Dabei wird ein Laser-Strahl auf einen Einzeltropfen gerichtet und das entstehende Muster erfasst. Dieses Muster besteht bei fokussierter Darstellung aus zwei Glanzpunkten. Diese resultieren aus der Reflexion und der Brechung 1. Ordnung. Diese Punktlichtquellen weisen einen Phasenversatz auf, welcher vom Durchmesser des Tropfens abhängt [18]. Mit zunehmender Defokussierung vergrößert sich die Abbildung der Glanzpunkte, bis sich beide überlagern und ein Interferenzstreifenmuster bilden. Dieses Streifenmuster wird von einer CCD-Kamera erfasst. Anhand der Streifenanzahl kann auf die Tropfengröße geschlossen werden. Die Anwendung dieser Technik zur Erfassung der Tropfengröße in einer Messebene mittels eines Laserlichtschnittes wurde erstmals von [46] durchgeführt.

Die Tropfengrößenmessung mit dem SizingMaster-Shadow-Verfahren beruht grundsätzlich auf der Beleuchtung der Tropfen in einer Durchlichtanordnung. Dafür wird der Schatten der Tropfen mit hoher zeitlicher und örtlicher Auflösung erfasst. Die Aufnahmen der Tropfenschatten werden anschließend mittels Bildverarbeitung ausgewertet. Der Bereich, in welchem Tropfen erfasst werden, ist durch die Brennebene und die Tiefenschärfe der Aufnahmeoptik definiert. Durch eine sehr kurze Beleuchtungsdauer ist es möglich, einen Zustand im Strömungsfeld einzufrieren. Aus kurz hintereinander folgenden Aufnahmen mit dem zeitlichen Versatz dt kann die Geschwindigkeit der Partikel unter der Voraussetzung der Kenntnis von dt berechnet werden. Dabei werden sowohl Tropfen erfasst, welche sich im Schärfebereich der Erfassungsoptik befinden als auch Tropfen, welche sich außerhalb dieses Bereiches befinden. Durch die Definition von Intensitätsgradienten wird festgelegt, inwieweit unscharf abgebildete Tropfen mit ausgewertet werden und damit, bis in welche Tiefe im Beobachtungsbereich Tropfen in die Auswertung mit einbezogen werden.

In Tabelle 4.1 ist ein Überblick über charakteristische Kennzeichen und Kenngrößen der vorgestellten Messmethoden gegeben. Die PDA weist von den drei Methoden den kleinsten auflösbaren Tropfendurchmesser auf. Die geringe räumliche Auflösung der PDA führt bei Sprays mit großer räumlicher Ausdehnung zu hohem Traversieraufwand. Allerdings weist diese Methode den Vorteil der kontinuierlichen Messung auf, während bei IPI und dem SizingMaster-Shadow-Verfahren Einzelbilder angefertigt werden müssen und die Datenrate damit erheblich geringer ist. Der Vorteil des SizingMaster-Shadow-Verfahrens ist die Unempfindlichkeit gegenüber nicht-sphärischen Objekten und der Zusammensetzung der Tropfen.

Dieser Vorteil der Schattenmessmethode, sowie die große räumliche Auflösung und Auswertbarkeit großer Tropfen führen in der vorliegenden Arbeit zur Anwendung dieser Methode zur Bestimmung der Tropfengrößen- und der Tropfengeschwindigkeitsverteilung.

4.3.2. Versuchsanordnung des SizingMaster-Shadow-Verfahrens

Für die durchgeführten Versuche kommt ein Doppelpuls-Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm zum Einsatz. Das Zeitfenster zwischen den beiden Laserpulsen kann frei

	PDA	IPI	SizingMaster-Shadow	Quelle
Auflösung	zeitlich	räumlich	räumlich	
Tropfengröße [μm]	0.5 - 2000	2 - 200	>5	[18]
Beobachtungsbereich [mm^2]	Punktmessung	50 - 500	>1	[18]
Tropfenform	sphärisch	sphärisch	-	
Geschwindigkeiten	0D	2D	2D	
Morphologie Information	-	-	+	
Datenrate	kHZ	Hz	Hz	

Tabelle 4.1.: Überblick über die vorgestellten Methoden zur Tropfengrößenmessung

gewählt werden. Die Strahlen werden durch eine nachgeschaltete Optik in eine koaxiale Ausrichtung geführt, sodass der zu untersuchende Bereich bei jedem Puls eine räumlich identische Ausleuchtung erfährt. Direkt an den Doppelpuls-Laser angeschlossen befindet sich ein Diffusor (Abb. 4.7). Im Diffusor werden die Laserstrahlen durch eine Glasplatte geführt, welche mit einem Fluoreszenzfarbstoff dotiert ist. Das Fluoreszenzlicht der Glasplatte wird über Spiegel in den Diffusorkopf geleitet, wo es zu einer homogenen Beleuchtung aufgeweitet wird. Die Streuscheibe im Diffusorkopf hat einen Durchmesser von 120 mm. Für die Versuche wird die Position des Diffusors der Position des Untersuchungsbereichs im Spray so angepasst, dass die Beleuchtung homogen und mit optimaler Lichtintensität ausgeführt werden kann. Gemäß einem Aufbau im Durchlichtverfahren ist die Aufnahmeeinheit auf der gegenüberliegenden Seite der Kammer angebracht. Zur Bilderfassung kommt eine Doppelbild-CCD-Kamera (FlowMaster 3S, LaVision) mit einer Auflösung von 1280 x 1024 Pixel zum Einsatz. Der Kamera ist ein Fernfeldmikroskop (Questar QM1) vorgeschaltet. Dadurch ist es möglich, im Beobachtungsfenster eine hohe Schärfentiefe zu erlangen. Der Arbeitsabstand zwischen Düsenaustritt und Fernfeldmikroskop beträgt 56 cm. Zwischen Fernfeldmikroskop und Kamera ist zur Erhöhung der Ortsauflösung eine Vergrößerungslinse mit dem Faktor 1.5 angebracht. Das Aufnahmesystem wird zur Kalibrierung der Position auf der optischen Achse auf die Außenkante des Injektionsrohres scharf gestellt. Die Kalibrierung des Maßstabes erfolgt im Vorfeld mit einer Kalibrierplatte. Die Ortsauflösung der Kamera beträgt dadurch 1.65 μm /Pixel. Das Beobachtungsfeld der Kamera hat eine Breite von 2.11 mm und eine Höhe von 1.68 mm. Die Kamera und das Fernfeldmikroskop sind auf einer optischen Bank befestigt. Die optische Bank kann mittels einer Traverse horizontal verschoben werden. Die Steuerung der Traverse erfolgt über den Daten-PC. Zur Minimierung der Reibung wird die optische Bank auf Axial-Trockengleitlagern geführt. Um das Spray in seiner axialen Ausdehnung zu untersuchen, ist das Aufnahmesystem vertikal über Laborhebebühnen verschiebbar, welche mit Mikrometerschrauben einstellbar sind. Als absolute Referenzposition wird die Freistrahlachse an der Injektionsrohrunterkante herangezogen. Um den instationären Injektionsvorgang untersuchen zu können, ist eine Synchronisation der Injektions- und Messeinrichtung notwendig. Als Steuereinheit fungiert der Trigger-PC, von welchem die Schaltzeiten der Ventile vorgegeben werden. Die logische Leitung zum Injektionsventil wird mittels T-Stück ebenso zum Daten-PC geführt. Der Daten-PC löst relativ zum Start der Injektion mit einem einstellbaren Delay den Doppelpuls des Lasers und die Doppelbildaufnahme der Kamera aus. Dabei wird der Güteschalter ($q - switch$) jedes Einzellasers so eingestellt, dass die Intensitäten der beiden Laserpulse vergleichbar sind.

Die Intensität wurde so gewählt, dass sie 10% unterhalb der Kamerasättigung lag. Die Pulsdauer beträgt zwischen $5 - 7 \text{ ns}$. Der zeitliche Versatz dt zwischen den beiden Einzelpulsen ist zu $10 \mu\text{s}$ festgesetzt. Dies führt zu einem maximalen Versatz des Mittelpunktes eines Tropfens zwischen erster und zweiter Aufnahme von 20.6 Pixel.

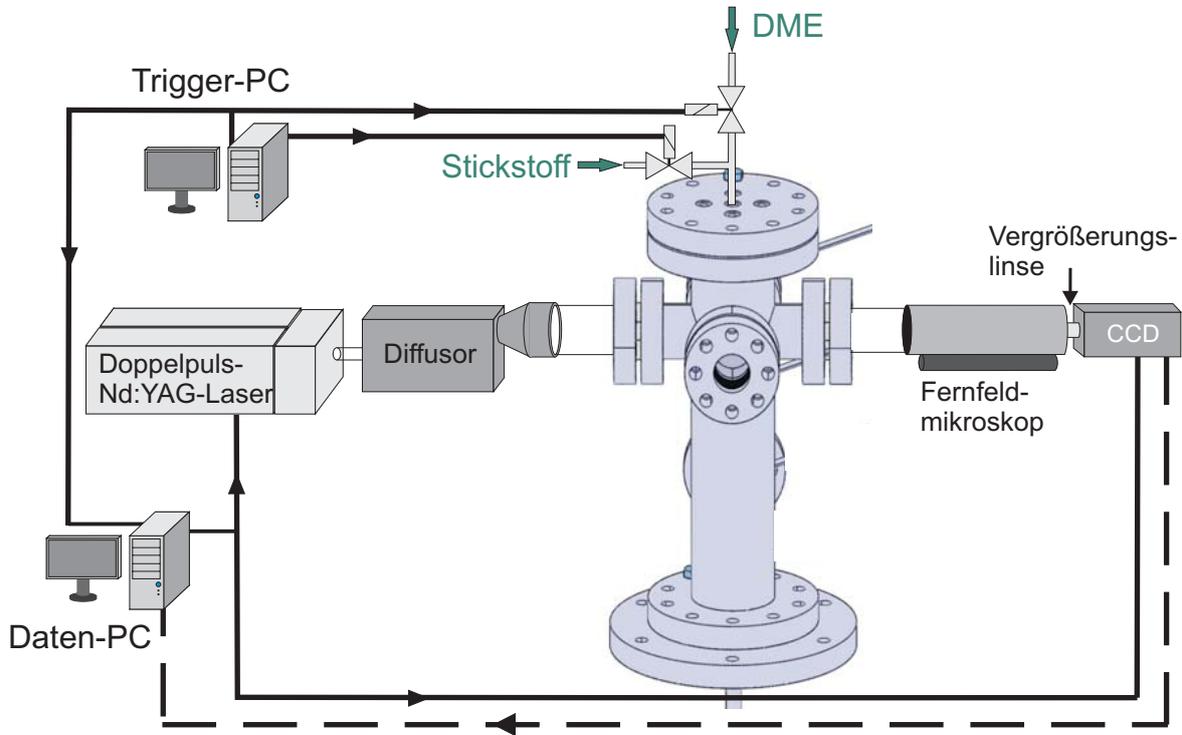


Abbildung 4.7.: Versuchsaufbau zur Messung der Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit: Mittels eines Doppelpuls lasers wird das Spray zweimal belichtet und die Schatten der Tropfen werden von einer Doppelbildkamera erfasst. Daraus können gekoppelte Geschwindigkeits- und Tropfengrößeninformationen gewonnen werden.

4.3.3. Auswertung der Schattenbildaufnahmen

Zur Bestimmung der Tropfengröße mit der Software *DaVis-SizingMaster Shadow 7.2.1* von *LaVision* wird ein Schattenbild in vier Schritten ausgewertet [55].

Im ersten Schritt wird das Schattenbild invertiert und ein Bild ohne Partikel als Hintergrund subtrahiert.

Im zweiten Schritt werden Tropfen im Bild identifiziert. Dazu wird ein globaler Grenzwert festgelegt, über welchem der Grauwert eines Objektes im invertierten Bild liegen muss. Der globale Grenzwert muss dem Kontrast und der erreichten Beleuchtungsstärke im Versuch angepasst werden. Er wird relativ zur Differenz zwischen der höchsten und geringsten Intensität, welche auftritt, definiert. In Abb. 4.8 ist ein normierter Grauwertverlauf in einer Schnittdarstellung durch eine Messaufnahme dargestellt.

Um zu verhindern, dass in einem Bild ohne Tropfen Rauschen oder Inhomogenitäten als Partikel gewertet werden, wird zusätzlich ein minimaler Grauwert festgelegt (Abb. 4.9). Grauwerte, welche unterhalb dieses minimalen Grauwertes liegen, werden somit auch

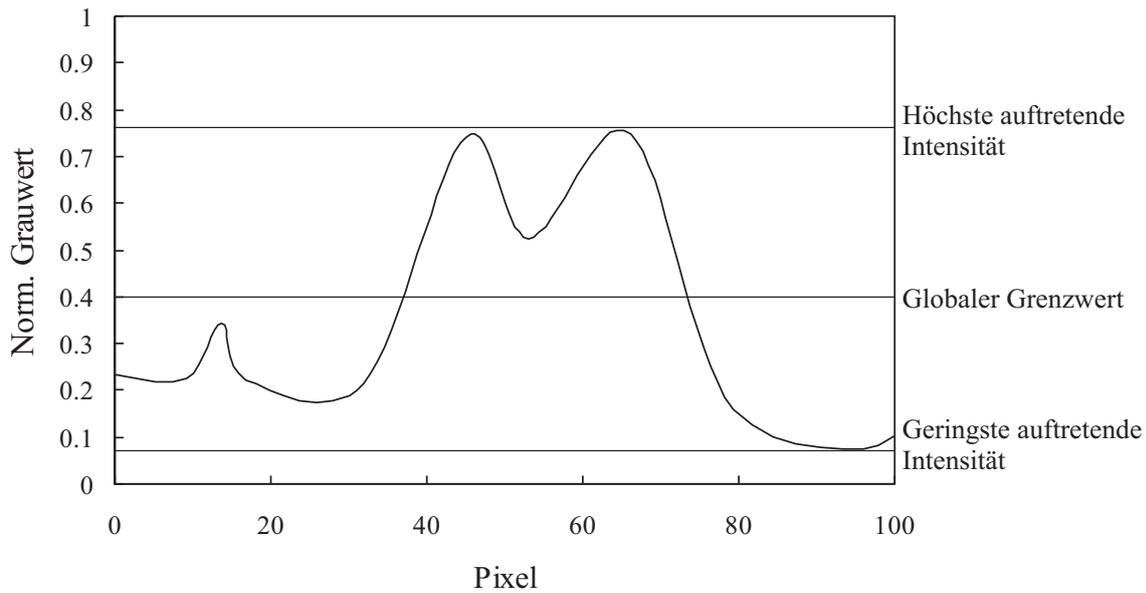


Abbildung 4.8.: Darstellung der Intensität eines Objektes in einem Schnitt durch ein Bild. Der obere und untere Grenzwert definieren den Bereich der gemessenen Intensität im Bild. Bereiche, welche oberhalb des globalen Grenzwertes liegen, werden ausgewertet.

dann verworfen, wenn sie oberhalb des globalen Grenzwertes liegen. Bereiche oberhalb des globalen Grenzwertes werden im nächsten Schritt der Auswertung separat untersucht. Im dritten Schritt wird um jedes Objekt, welches oberhalb des globalen Grenzwertes liegt,

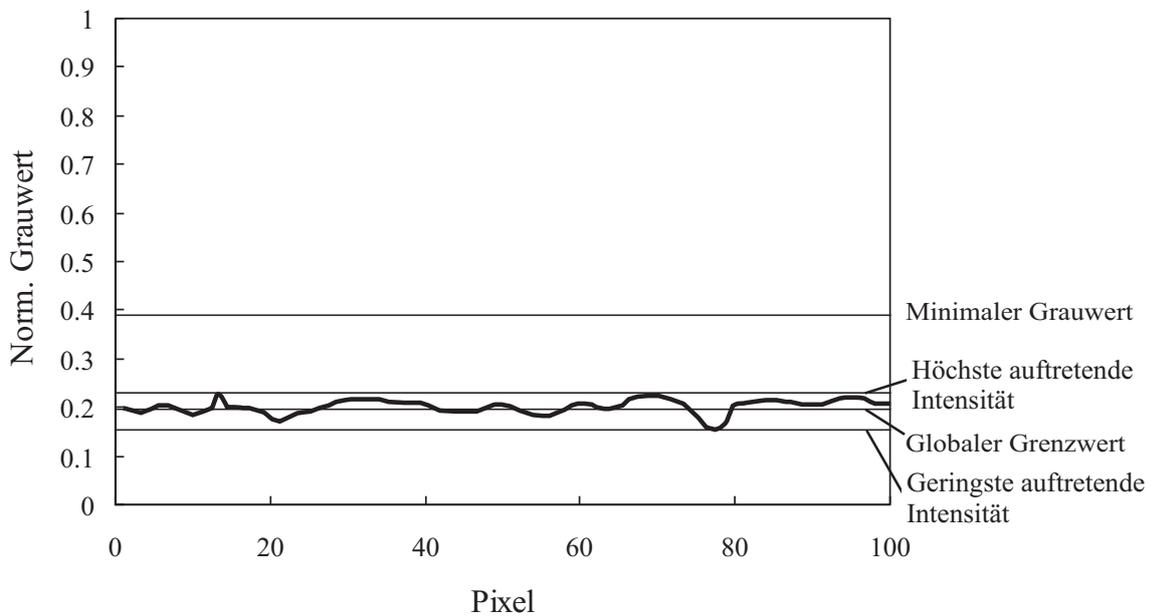


Abbildung 4.9.: Querschnitt durch eine Aufnahme ohne Tropfen. Bereiche, welche oberhalb des globalen Schwellwertes, aber unterhalb des minimalen Grauwertes sind, werden nicht ausgewertet. Dies verhindert die Auswertung von Aufnahmen ohne Tropfen.

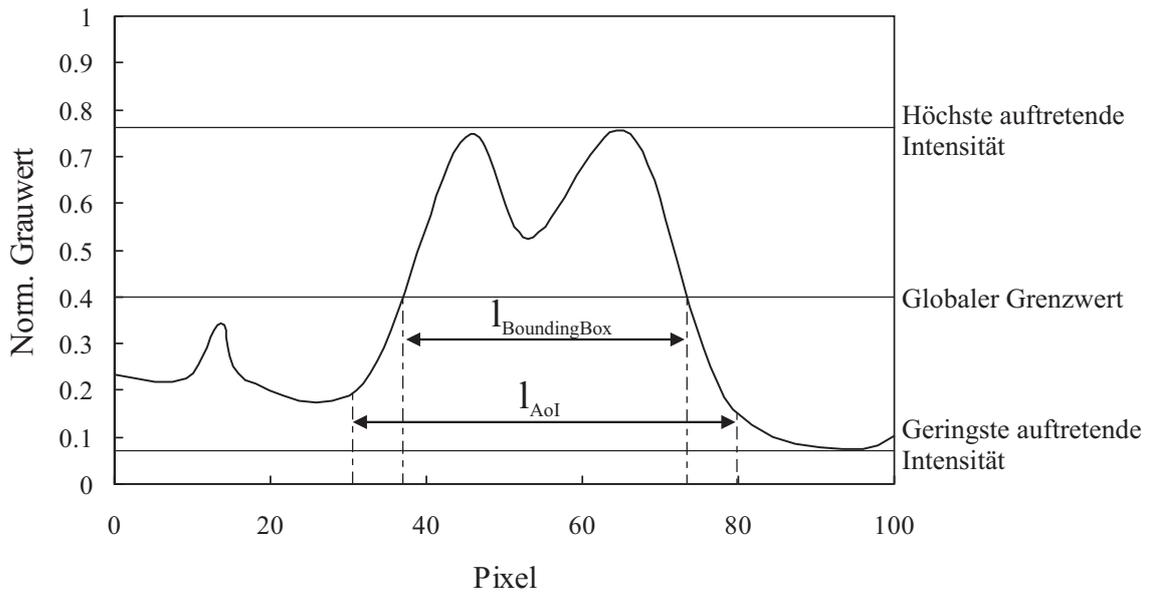


Abbildung 4.10.: Der globale Grenzwert definiert den Bereich des Objektes, welcher ausgewertet wird. Die *Bounding Box* wird um einen Betrag zur *Area of Interest (AoI)* vergrößert.

ein Rechteck (*Bounding Box*) mit der Kantenlänge $l_{\text{BoundingBox}}$ gelegt. Die Kanten der *Bounding Box* liegen an der Stelle am Umfang des Objektes an, an welcher der Grauwert des Objektes den globalen Grenzwert schneidet (Abb. 4.10). Darauf wird um das Objekt

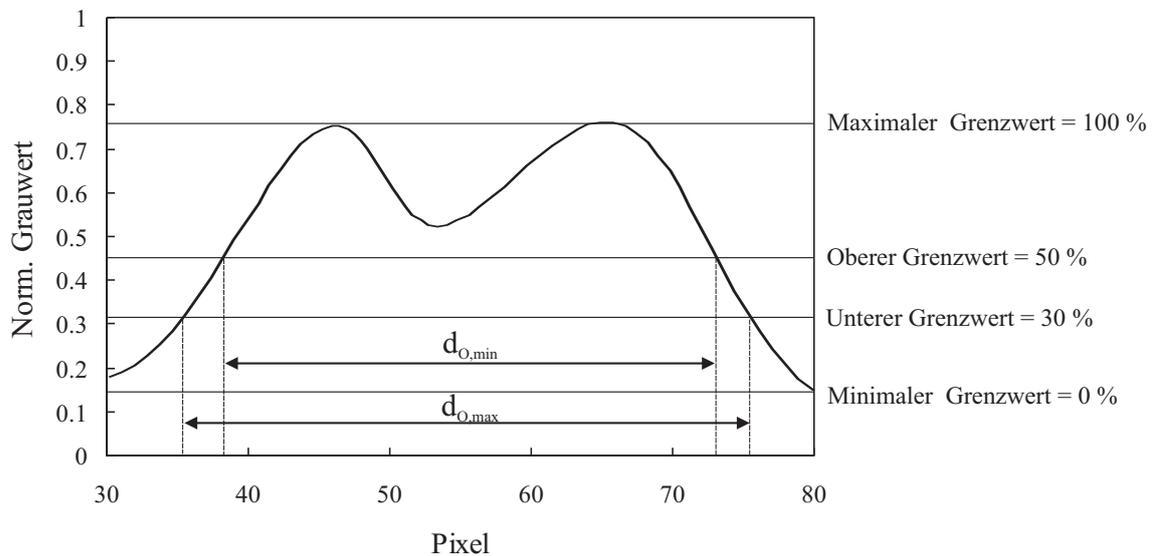


Abbildung 4.11.: Einzelauswertung der Informationen eines Objektes, welche sich im *AoI* befinden. Relativ zur Differenz des höchsten Grauwertes zum kleinsten Grauwert des Objektes wird ein oberer und ein unterer Grenzwert festgelegt. Der resultierende Durchmesser ist der Mittelwert der aus $d_{O,\text{min}}$ und $d_{O,\text{max}}$, welche sich aus den Schnittpunkten der Grenzwerte mit dem Grauwertverlauf des Objektes ergeben.

ein vergrößertes Rechteck gelegt, welches die *Area of Interest (AoI)* einschließt. Dieses zweite Rechteck hat die Kantenlänge l_{AoI} . Der Betrag, um welchen die *Bounding Box* vergrößert wird und woraus die *AoI* entsteht, wird ebenfalls in Abhängigkeit der experimentellen Bedingungen festgelegt. Durch die *AoI* werden Randbereiche eines Objektes in die weitere Untersuchung mit einbezogen, welche prinzipiell unter dem globalen Grenzwert liegen. Somit ist durch die Festlegung des Grenzwertes, des minimalen Grauwertes und der *AoI* die Möglichkeit gegeben, auch unscharf abgebildete Tropfen auszuwerten. Da die Unschärfe eines Objektes aus dessen Abstand zur Brennebene herrührt, ist es durch die Wahl der Grenzwerte möglich, die Tiefe des Auswertebereiches festzulegen und dadurch die Tiefe der räumlichen Auflösung der Messung vorzugeben. Zur Größenbestimmung wird für jedes Objekt innerhalb der *AoI* ein minimaler Durchmesser des Objekts $d_{O,min}$ und ein maximaler Durchmesser des Objekts $d_{O,max}$ errechnet (Abb. 4.11). Diese ergeben sich aus dem Abstand der Schnittpunkte eines minimalen Grenzwertes und eines maximalen Grenzwertes mit dem Grauwertverlauf des Objektes. Der minimale und der maximale Grenzwert werden relativ zur Differenz der größten und der geringsten Intensität des Objektes im *AoI* definiert. Sie werden dem Experiment angepasst vorgegeben. Als Durchmesser des Objektes wird aus dem minimalen und dem maximalen Durchmesser durch Mittelung der Durchmesser d_O des Objektes berechnet. Im letzten Schritt werden die detektierten Objekte anhand von Vorgaben gemäß ihrer Form und Größe validiert. Der Durchmesser von validierten Objekten d_O ist fortan äquivalent zu d_D .

4.3.4. Geschwindigkeitsbestimmung der Tropfen

Zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit werden mithilfe des doppelt-gepulsten Lasers und einer Kamera, welche in der Lage ist, Doppelbilder aufzunehmen, mit einer Zeitverzögerung dt zwei Aufnahmen gemacht. Durch den zeitlichen Versatz kann sich die Strömung nach der ersten Aufnahme weiterbewegen. Dieser Fortschritt wird in der zweiten Aufnahme dokumentiert. Bevor die Geschwindigkeitsbestimmung durchgeführt werden kann, muss zunächst die Größenbestimmung und die Validierung der Tropfen für jedes der beiden Einzelbilder separat durchgeführt werden. Für jeden Tropfen aus dem ersten Bild wird nach der Tropfengrößenbestimmung abgeschätzt, in welche Richtung und wie weit er sich zwischen den beiden Aufnahmen bewegt haben könnte. In dem Bereich, in welchem sich der Tropfen vermutlich im zweiten Bild befindet, sucht der Auswertalgorithmus im zweiten Bild nach einem Tropfen, der dem aus dem ersten Bild entspricht. Zur Zuordnung wird neben der wahrscheinlichen Position auch die Tropfengröße als Kriterium herangezogen. Im Falle einer Übereinstimmung kann der örtliche Versatz aus den jeweiligen Positionen in den beiden Aufnahmen berechnet werden. Nach einer örtlichen Kalibrierung kann dieser Versatz durch die Kenntnis des Zeitfensters dt zwischen den beiden Aufnahmen in die Tropfengeschwindigkeit umgerechnet werden.

4.3.5. Fehleranalyse und Korrektur

Die Untersuchung der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit erfolgt bei konstanten Betriebsbedingungen. Abweichungen bei Kammerdruck und Kammertemperatur liegen unter 1%. Ebenso verhält es sich mit der Brennstofftemperatur oberhalb des Ventils in der Injektionsgasleitung. Aufgrund des großen Volumens der Brennstoffleitung oberhalb des Injektionsventils sinkt der Druck in der Brennstoffleitung während der Injektion

um weniger als 0.5% ab.

Die Unsicherheit der Tropfengeschwindigkeitsmessung hängt von der zeitlichen Auflösung der Steuerungskarte im Daten-PC ab. Diese beträgt 12 ns [41]. Gemeinsam mit der Ansprechzeit des Lasersystems von 1 ns ist die Ungenauigkeit des Beleuchtungssystems wesentlich kleiner als der eingestellte Pulsanstand von $10\text{ }\mu\text{s}$ und dadurch vernachlässigbar.

Die Unsicherheit in der Messung des Tropfendurchmessers hängt von der Ortsauflösung der Kamera und der Größe des detektierten Tropfens ab. Eine konservative Abschätzung für einen Einzeltropfen mit $d_D = 6\text{ }\mu\text{m}$ ergibt eine Unsicherheit von 20%. Für ein Tropfenensemble wirkt sich diese Unsicherheit jedoch nicht auf den Mittelwert, sondern nur auf Momente höherer Ordnung aus [10]. Die Unsicherheit bei einem Einzeltropfen von $d_D = 50\text{ }\mu\text{m}$ beträgt 3% und für einen Tropfen mit $d_D = 100\text{ }\mu\text{m}$ beträgt die Unsicherheit 0.5%. Daher wird eine Gesamtunsicherheit von 4% bei der Messung des Tropfendurchmessers angenommen.

Die Unsicherheit in der Bestimmung der Tropfenform wird in Kapitel 6.2.7 diskutiert. Der Bereich, in welchem Tropfen detektiert und vermessen werden können, ist sowohl durch den Bildbereich des Kamerachips als auch durch die Tiefenschärfe des optischen Systems begrenzt. Zur Bestimmung dieser absoluten Tiefe ist es möglich, mittels eines analytischen Ansatzes einen Betrag für die Tiefenschärfe des Fernfeldmikroskops abzuschätzen [49]. Hierbei würde es sich jedoch um eine idealisierte Betrachtung handeln, welche nicht das gesamte optische System mit einbezieht. Aus diesem Grund wird für das gesamte System experimentell der Bereich bestimmt, in welchem Tropfen noch scharf abgebildet werden. Zur Bestimmung der Messtiefe werden auf eine Glasscheibe opake Kreise mit Durchmessern von $10\text{ }\mu\text{m}$ bis $150\text{ }\mu\text{m}$ aufgebracht. Die Glasscheibe wird auf der optischen Achse der Erfassungseinheit verfahren. Dabei werden Schattenbilddaufnahmen angefertigt und ausgewertet. Die dafür gewählten Grenzwerte zur Detektion von Objekten in den Schattenaufnahmen mit der Software *DaVis 7.2* entsprechen den Grenzwerten, welche für die Detektion der Tropfen in Kapitel 6.2 eingestellt sind. Die Anzahl der detektierten Kreise in Abhängigkeit der Position der Glasscheibe auf der optischen Achse ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die Kurven repräsentieren orts aufgelöst die Anzahl der detektierten Kreise, welche sich jeweils in einer Größenklasse befinden. Der Größenwert der Klasse bezieht sich dabei auf den Mittelwert der Größenklasse, die jeweils eine Breite von $10\text{ }\mu\text{m}$ hat.

Aus der Messung geht hervor, dass Kreise der Größenklasse $15\text{ }\mu\text{m}$ in einer Tiefe von 0.4 mm mit einem symmetrischen Fehler von $\pm 0.05\text{ mm}$ detektiert werden können. Kreise der Größenklasse 25 , 35 und $45\text{ }\mu\text{m}$ sind in einer Tiefe von 0.5 mm mit einem symmetrischen Fehler von $\pm 0.05\text{ mm}$ detektierbar. Für Kreise der Größenklasse 75 , 85 und $95\text{ }\mu\text{m}$ vergrößert sich die Tiefenschärfe nochmals auf einen Wert von 0.8 mm mit einem symmetrischen Fehler von $\pm 0.1\text{ mm}$. Da in den späteren Messungen (Kapitel 6.2) die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Tropfendurchmessern oberhalb der untersuchten Klassen gering ist, wird folglich eine Tiefenschärfe von $0.5\text{ mm} \pm 0.1\text{ mm}$ abgeschätzt. Es ist zu erkennen, dass die Tiefenschärfe mit zunehmendem Kreisdurchmesser größer wird, was der Beobachtung von [61] entspricht. Hier wird von einem linearen Zusammenhang zwischen Tropfendurchmesser und Tiefenschärfe ausgegangen. Die identische Tiefenschärfe für mehrere Klassen kleiner Tropfendurchmesser lässt sich damit erklären, dass dieser lineare Zusammenhang für Tropfendurchmesser an der unteren Auflösungsgrenze nicht deutlich hervortritt, da die Auflösung in diesem Bereich maßgeblich von dem

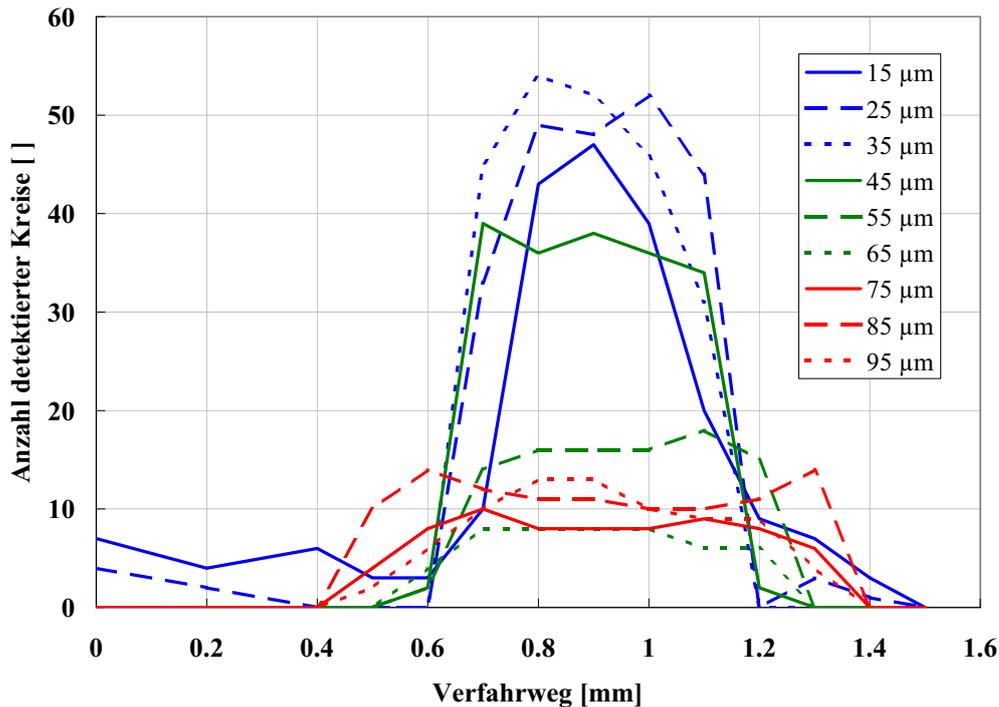


Abbildung 4.12.: Experimentelle Bestimmung der Tiefenschärfe in Abhängigkeit des Kreisdurchmessers. Aufgetragen ist die Position einer Glasscheibe auf der optischen Achse des Aufnahmesystems. Auf der Glasscheibe befinden sich opake Kreise von unterschiedlichen Durchmessern. Die Auswertung ergibt eine Abhängigkeit der Detektierbarkeit von Tropfen einer Durchmesserklasse von deren Position auf der optischen Achse.

verwendeten optischen System abhängig ist [57].

Zusätzlich zur Detektionswahrscheinlichkeit in der Tiefe ist ebenfalls die Wahrscheinlichkeit der Detektion in der Bildebene vom Durchmesser eines Tropfens abhängig [57]. Für größere Tropfen ist die Wahrscheinlichkeit geringer, mit vollem Umfang sich innerhalb des Beobachtungsfensters zu befinden als für Tropfen mit geringerem Durchmesser. Die Wahrscheinlichkeit P_{FoV} , dass sich ein Tropfen mit dem Durchmesser d_D mit vollem Umfang in der Bildebene befindet, lässt sich wie folgt formulieren:

$$P_{FoV} = \frac{(W - d_D)(Z - d_D)}{W * Z}. \quad (4.19)$$

Dabei ist W die Breite und Z die Höhe des Beobachtungsbereichs. Dieser Abhängigkeit der Detektionswahrscheinlichkeit der Tropfen bezüglich des Auftretens in vollem Umfang in der Bildebene wird im Folgenden Rechnung getragen.

Die Positionierung des Messsystems erfolgt in horizontaler Richtung durch eine Traverse und in vertikaler Richtung durch ein verstellbares Hebesystem mit Mikrometeranzeige. Zur Bestimmung der Positioniergenauigkeit der Traverse für die horizontale Ausrichtung des Systems wird das gesamte System auf einer Verfahrwege von 20 mm in Schritten zu je 2 mm in eine Fahrtrichtung und auf der Rückfahrt zum Referenzpunkt ohne Zwischenschritt verfahren. Dabei wurde eine Abweichung vom Sollwert von -0.5 mm festgestellt, was einer Gesamtabweichung von -1.25% entspricht.

Für die vertikale Genauigkeit der Positionierung wurde das System in vertikaler Richtung

um 35 mm in Schrittweiten von 5 mm verfahren. Die Rückfahrt zum Referenzpunkt wurde ohne Zwischenschritt durchgeführt. Dabei ergab sich eine Abweichung von 0.26 mm . Dies führt zu einer Gesamtabweichung in vertikaler Richtung von 0.37% .

5. Zündwahrscheinlichkeit

Die Kenntnis einer Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein Brennstoff/Luft-Gemisch zündet, ist von hohem praktischen Interesse. Dies betrifft unter anderem Gasturbinen in Flugzeugen und Hubschraubern, welche auch bei niedrigen Temperaturen und in großen Höhen zünden müssen, fremdgezündete Verbrennungsmotoren mit stark inhomogener Mischung, industrielle Brenner und auch Sicherheitsbetrachtungen bei Störfällen [7].

Als Einflussfaktoren auf die Zündwahrscheinlichkeit gelten neben dem lokalen Mischungsbruch die chemischen Zeitskalen und die Wahrscheinlichkeit, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Mischungsfeld einen kleineren Wert als die Flammgeschwindigkeit einnimmt [20]. Zur Quantifizierung einer Zündwahrscheinlichkeit lässt sich der Zündfaktor F (*flammability factor*) heranziehen [9]:

$$F = \int_{f_{lean}}^{f_{rich}} P(\eta) d\eta \quad (5.1)$$

Hier geben f_{lean} und f_{rich} die untere und die obere Zündgrenze gemäß dem Mischungsbruch an. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Mischung wird durch $P(\eta)$ angegeben. Dabei schließt F auch Zündvorgänge ein, welche nach kurzer Zeit wieder gelöscht werden. Da diese Betrachtung nicht ausreichend ist, gibt die Zündwahrscheinlichkeit P_{ign} die Wahrscheinlichkeit der Entstehung einer Flamme an, welche nach einer Fremdzündung stabil bleibt und sich durch das Brennstoff/Luft-Gemisch bewegt [8].

Die Struktur der durchgeführten Arbeiten sind in Abb. 5.1 schematisch dargestellt. Dabei sind die Nummern der Kapitel, in welchen die Teilaspekte vorgestellt und diskutiert werden, in den Feldern hinzugefügt.

5.1. Zündwahrscheinlichkeit Mischungsbruch

Eine der Einflussgrößen auf die Wahrscheinlichkeit, ob ein Gemisch zündet, ist der lokale Mischungsbruch. In vorangegangenen Untersuchungen eines instationären Gasfreistrahls wurde mittels Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF) und der Zugabe von Aceton als Tracer nach einer Referenzierung auf einen stationären DME-Freistrahls quantitativ zeit- und orts aufgelöst der Mischungsbruch im Freistrahls bestimmt [40].

In Abb. 5.2 ist für den Zeitschritt $t = 15 \text{ ms}$ nach Beginn der Injektion bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 30 \text{ bar}$ der Molmischungsbruch orts aufgelöst dargestellt. Das weiße Rechteck an der linken Seite repräsentiert den Düsenrohraustritt. In Abb. 5.2(a) ist der Mischungsbruch einer Einzelinjektion sichtbar. Hier sind die turbulenten Strukturen im Mischungsfeld zu erkennen. Diese gilt es in die Erstellung einer Zündwahrscheinlichkeit mit einzubeziehen. In Abb. 5.2(b) ist der gemittelte Molenbruch aus 100 einzelnen Injektionen zum Zeitpunkt $t = 15 \text{ ms}$ dargestellt. Die zugehörigen Schwankungen sind in Abb. 5.2 aufgetragen. Dabei ist zu erkennen, dass die Schwankungen im Kernbereich der Strömung nahe dem Rohraustritt am größten sind.

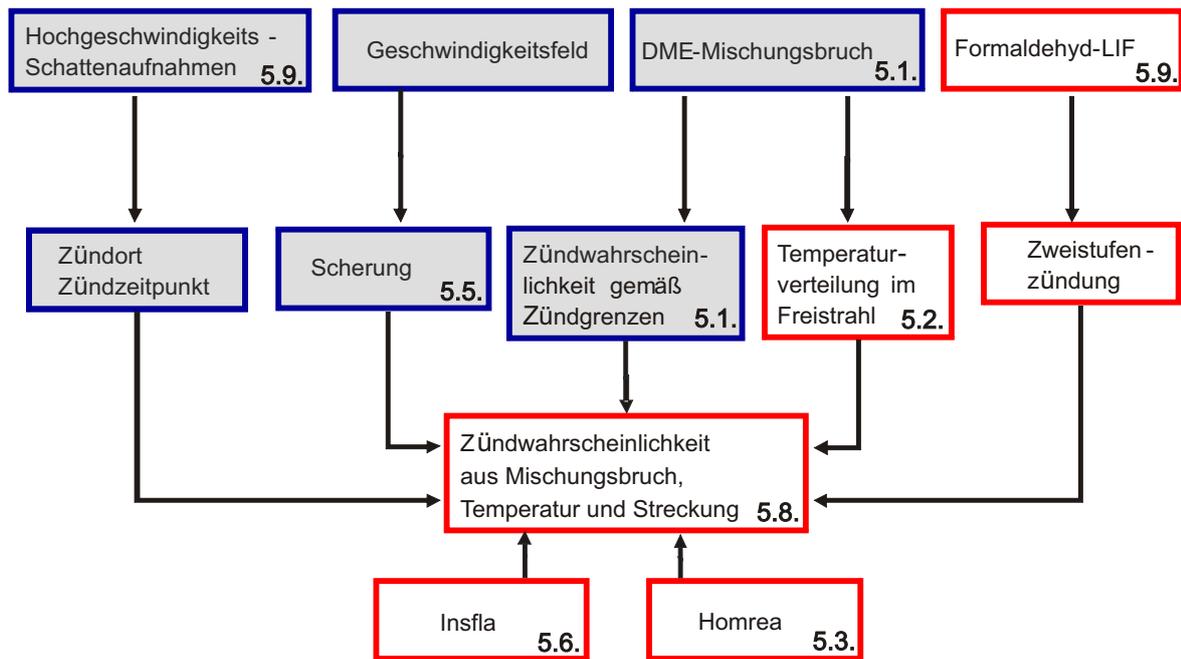


Abbildung 5.1.: Struktur der Untersuchungen zum gasförmigen Freistrah. Blauer Rahmen: Vorangegangene Arbeiten. Roter Rahmen: Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Die Ziffern in den Rahmen weisen auf die Kapitel hin, in welchen die Teilaspekte diskutiert werden.

Aus jeweils 100 Einzelinjektionen pro Zeitschritt wird für jedes Pixel, welches in seinen Abmaßen mit $66\ \mu\text{m}$ Kantenlänge die Grenze der örtlichen Auflösung angibt, zu jedem Zeitschritt die statistische Verteilung des Molenbruchs errechnet. Durch eine Normierung der Einzelwerte auf die Gesamthäufigkeit des gemessenen Molenbruchs ergibt sich für jedes Pixel zu jedem Zeitschritt eine diskrete *PDF* (*probability density function*). Eine Integration über die ort- und zeitaufgelösten *PDFs* in den atmosphärischen Zündgrenzen von $3.0 - 18.6\ \text{vol}\%$ [3] liefert eine Zündwahrscheinlichkeit gemäß des Mischungsbruchs. Durch die Integration über die *PDFs* werden die turbulenten Schwankungen im Mischungsbereich in die Betrachtung mit einbezogen. Das Ergebnis dieser Integration ist in Abb. 5.3 für $p_{inj} = 70\ \text{bar}$ und $p_K = 40\ \text{bar}$ in Form einer orts aufgelösten Zündwahrscheinlichkeit für sechs Zeitschritte aufgeführt. Bereits zu einem sehr frühen Zeitpunkt der Einströmung, bei $t = 16\ \text{ms}$, existiert ein zündwahrscheinliches Gemisch am Düsenrohraustritt. Die räumliche Ausdehnung dessen wächst bis zum Zeitpunkt $t = 18\ \text{ms}$ weiter an. Ab dem Zeitpunkt $t = 19\ \text{ms}$ nimmt diese Zündwahrscheinlichkeit am Austritt ab. Dies lässt sich auf die erhöhte Konzentration an Brenngas zurückführen, welche nun mehrheitlich über der oberen Zündgrenze ist. Zwischen diesem Bereich am Düsenrohraustritt und dem umgebenden Kammergas ist in der Scherschicht eine schmale Linie mit der höchsten Zündwahrscheinlichkeit erkennbar. Dies tritt zum Zeitpunkt $t = 20\ \text{ms}$ noch deutlicher hervor. Rechts unten in Abb. 5.3 ist die Zündwahrscheinlichkeit eines stationären Freistrahls aufgeführt. Ähnlich wie bei den Zeitschritten $t = 19\ \text{ms}$ und $20\ \text{ms}$ sind auch hier schmale linienförmige Bereiche mit der höchsten Zündwahrscheinlichkeit erkennbar, welche sich entlang der Scherschicht des ausgebildeten Freistrahls befinden.

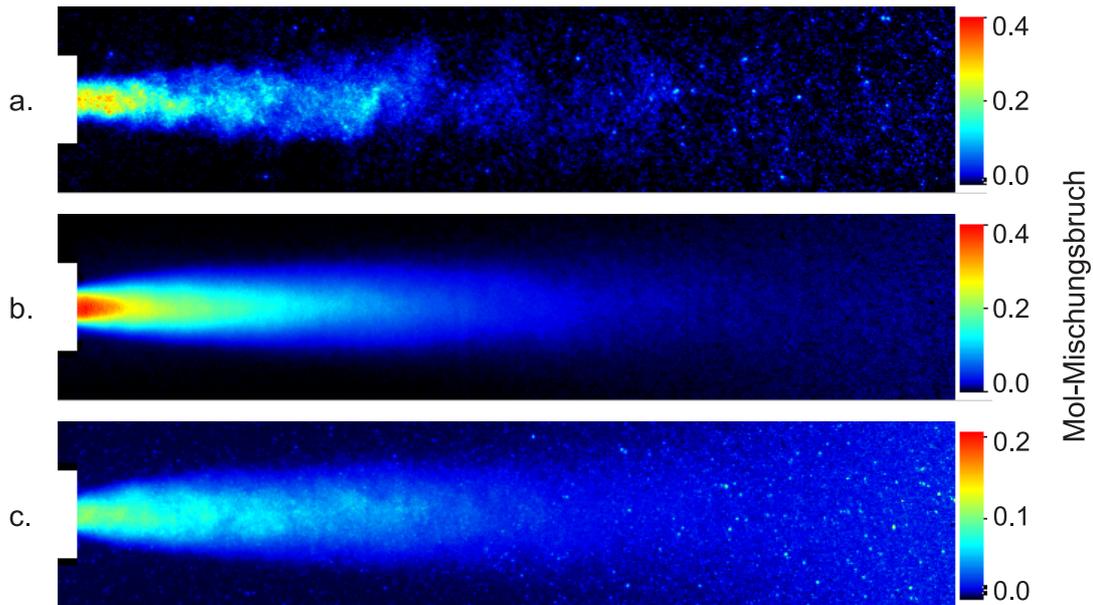


Abbildung 5.2.: Ortsaufgelöster molarer Mischungsbruch von DME ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 30 \text{ bar}$, $t = 15 \text{ ms}$): (a) Einzelinjektion, (b) Mittelwert aus 100 Einzelinjektionen, (c) zugehöriger RMS-Wert [40].

Die hier vorgestellte Zündwahrscheinlichkeit enthält jedoch keine Informationen über weitere Einflussgrößen auf den Zündprozess, denn die Wahrscheinlichkeit der Selbstzündung eines Brennstoff/Luft-Gemisches ist ebenfalls von der Mischungstemperatur und dem Druck abhängig. Daneben haben auch strömungsmechanische Effekte einen Einfluss auf die Zündwahrscheinlichkeit. Zur Erweiterung der Wahrscheinlichkeit einer Selbstzündung müssen diese Faktoren in die Untersuchung mit einfließen.

5.2. Berechnung des Temperaturfeldes

Die Temperatur in einem Mischungsfeld ist entscheidend für den Reaktionsablauf bei der Selbstzündung in einem Brennstoff/Luft-Gemisch. Die Berechnung von Zündverzugszeiten eines DME/Luft-Gemisches in Abhängigkeit der DME- und der Lufttemperatur ergab eine starke nichtlineare Abhängigkeit der Zündverzugszeit von der Temperatur. Dabei stieg die Zündverzugszeit näherungsweise quadratisch mit sinkender Luft- und DME-Temperatur an [41]. Diese Sensitivität ist auf die komplizierte Initialisierung der Selbstzündung im Bereich der Niedertemperaturoxidation zurückzuführen, welche in Kapitel A.2 vorgestellt wird.

Die ortsaufgelöste Bestimmung der Temperatur in einem Strömungsfeld mit optischen Messmethoden ist durch einen komplexen Messaufbau oder durch begrenzte Genauigkeit charakterisiert. Eine etablierte Messmethode zur berührungslosen Temperaturmessung ist die Rayleigh-Streuung. Die Rayleigh-Streuung beruht auf der elastischen Streuung von Photonen an einem Ensemble von Molekülen. Die Intensität des gestreuten Lichts ist dabei proportional zur Anzahldichte der Moleküle und über das ideale Gasgesetz umgekehrt proportional zur Temperatur [64]. Die Temperaturbestimmung mit Rayleigh-Streuung zeichnet sich zwar auf der einen Seite durch einen einfachen Messaufbau aus

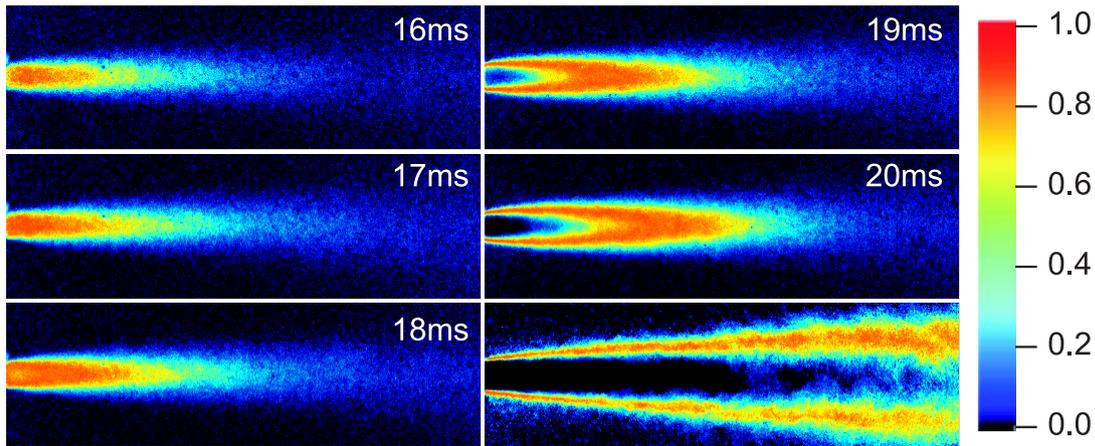


Abbildung 5.3.: Zeit- und orts aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit gemäß dem Mischungsbruch ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$) [40].

[74]. Auf der anderen Seite jedoch zeigt sie sich anfällig für Streulicht [64, 112], was in der Versuchsanlage *TROJA* nicht vollständig zu unterdrücken ist, da die Kammerwände das Licht streuen. Ebenso ist die Signalintensität vom lokalen Druck abhängig. Um dem Rechnung zu tragen, muss das System für jeden eingestellten Kammerdruck kalibriert werden.

Eine weitere Messmethode zur Temperaturbestimmung ist die Raman-Streuung. Sie beruht auf der inelastischen Streuung von Licht und ermöglicht durch die Analyse des Frequenzspektrums des gestreuten Lichts Rückschlüsse auf die Gastemperatur. Diese Methode weist eine höhere Genauigkeit als die Rayleigh-Streuung auf, jedoch ist sie mit hohem experimentellen Aufwand verbunden. Die hohe benötigte Energie stellt hohe Anforderungen an die optischen Komponenten [64].

Eine weitere Methode zur Temperaturmessung ist die Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF). Bei diesem Verfahren wird ein Atom oder Molekül durch die Absorption eines Photons mit einer entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeit angeregt. Die eingebrachte Energie muss dabei exakt der Differenz zwischen dem Ausgangszustand und dem höheren Energieniveau entsprechen. Bei der Rückkehr des Atoms oder Moleküls in den Grundzustand wird ein Photon emittiert. Die Besetzung dieser Molekülzustände ist dabei temperaturabhängig. Durch LIF wird selektiv die Besetzung der einzelnen Zustände gemessen und anhand der Boltzmann-Verteilung auf die Temperatur zurückgerechnet. Die Temperaturbestimmung mittels Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF) ist anfällig gegenüber einem strahlungslosen Übergang (*quenching*) [32]. Da die Wahrscheinlichkeit dieses Vorganges bei erhöhten Drücken sehr groß ist [36, 113], eignet sich diese Messmethode nicht für Temperaturmessungen in der Hochdruckatmosphäre der *TROJA*-Versuchsanlage. Zudem muss mit einem Zwei-Linien-Verfahren gearbeitet werden, welches einen hohen Justageaufwand erfordert.

Um dennoch orts- und zeitaufgelöste Informationen über die Temperatur erhalten zu können, werden die Messungen der zweidimensionalen Mischungsbrüche aus Kapitel 5.1 herangezogen. Die Ortsauflösung bei diesen Messungen wird durch die Kantenlänge der Pixel von $66 \mu\text{m}$ auf dem Kamerachip begrenzt. Zur Berechnung der Temperatur aus Mischungsinformationen wird angenommen, dass jedes einzelne Pixel eine stationär durchströmte Mischkammer ist. In dieser Mischkammer befindet sich DME mit dem molaren

Mischungsbruch x und Luft mit dem molaren Mischungsbruch $1 - x$. Aus den Temperaturen von Brenngas und Kammerluft vor der Injektion und der molaren Mischung lässt sich gemäß dem Ansatz einer durchströmten Mischkammer eine Temperatur berechnen, welche eine Mischung aus den beiden Komponenten lokal zu einem Zeitschritt annimmt. Die Annahme wird dadurch belegt, dass die thermische Relaxationszeit τ_{therm} [115]

$$\tau_{therm} = \left(\frac{d^2}{2}\right) a^{-1}, \quad (5.2)$$

in welcher sich das Temperaturgefälle zwischen Injektionsrohrwand und gasförmigem Brennstoff durch Wärmeleitung abbaut, um zwei Größenordnungen größer ist als die Aufenthaltszeit des Brennstoffes im Injektionsrohr [41]. In Gl. 5.2 gibt a dabei die Temperaturleitfähigkeit für DME und d den Innendurchmesser des Injektionsrohres an. Die thermische Relaxationszeit τ_{therm} lässt sich mit den Stoffwerten von DME für $T_{DME} = 620 \text{ K}$ und einem Druck von $p = 40 \text{ bar}$ $\tau_{therm} = 1.3 \text{ s}$ berechnen [41], womit $\tau_{therm} \gg t_{inj}$ erfüllt ist. Ferner wird angenommen, dass für die ersten Zeitschritte nach Einströmbeginn des Brennstoffgases die Zeitskala der Relaxation weiterhin deutlich größer ist als die der Strömung. Dadurch kann in den ersten Zeitschritten nach Einströmbeginn von der Temperatur zum Zeitpunkt des Injektionsbeginns ausgegangen werden. Zur Temperaturberechnung aus dem Mischungsbruch wird ferner die kinetische und potentielle Energie vernachlässigt. Mit der Annahme, dass $\dot{Q} = 0$, $\dot{P} = 0$ und $\dot{m}_{ein} = \dot{m}_{aus}$ ist, vereinfacht sich der erste Hauptsatz der Thermodynamik für eine stationäre Strömung [15]

$$\dot{Q} + \dot{P} = \sum_{aus} \dot{m}_{aus} \left(h + \frac{c^2}{2} + gz \right)_{aus} - \sum_{ein} \dot{m}_{ein} \left(h + \frac{c^2}{2} + gz \right)_{ein} \quad (5.3)$$

zu

$$0 = \dot{m}_{DME} \cdot (h_{DME,aus} - h_{DME,ein}) + \dot{m}_{Luft} \cdot (h_{Luft,aus} - h_{Luft,ein}), \quad (5.4)$$

wobei h der Enthalpie der Stoffe vor und nach der Mischkammer entsprechen. Entsprechend der Definition von h

$$\Delta h_{1,2} = h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p \, dT, \quad (5.5)$$

und der Division von Gl. 5.4 durch den integralen Massenstrom $\dot{m} = \dot{m}_{DME} + \dot{m}_{Luft}$ ergibt sich

$$0 = \frac{\dot{m}_{DME}}{\dot{m}} \cdot \int_{T_{ein,DME}}^{T_{aus}} c_{p,DME} \, dT + \frac{\dot{m}_{Luft}}{\dot{m}} \cdot \int_{T_{ein,Luft}}^{T_{aus}} c_{p,Luft} \, dT. \quad (5.6)$$

In dem hier beschriebenen System befinden sich Luft und DME im Mischungsraum. Durch die Einführung des Massenbruchs von DME w_{DME} vereinfacht sich Gl. 5.6 zu

$$0 = w_{DME} \int_{T_{DME}}^{T_{aus}} c_{p,DME} \, dT + (1 - w_{DME}) \int_{T_{Luft}}^{T_{aus}} c_{p,Luft} \, dT. \quad (5.7)$$

Der Massenbruch von DME w_{DME} ist dabei wie folgt definiert:

$$w_{DME} = \frac{XM_{DME}}{(XM_{DME}) + ((1 - X)M_{Luft})}. \quad (5.8)$$

Dabei ist X der Molenbruch von DME, M_{DME} die molare Masse von DME und M_{Luft} die molare Masse von Luft.

Die spezifische Wärme von Luft $c_{p,Luft}$ zeigt im interessierenden Temperaturbereich von 600 K bis 700 K eine Temperaturabhängigkeit von 1% [5], sodass hier mit einer konstanten spezifischen Wärme weiter verfahren wird. Dadurch vereinfacht sich Gl. 5.7 zu

$$0 = w \int_{T_{DME}}^{T_{aus}} c_{p,DME} dT + (1 - w)c_{p,Luft}(T_{aus} - T_{Luft}). \quad (5.9)$$

Für die isobare spezifische Wärme von DME $c_{p,DME}$ wird die Korrelation für ideales Gas von Ihmels und Lemmon [52] herangezogen. In Abb. 5.4 ist der aus dieser Korrelation errechnete Verlauf von $c_{p,DME}$ über der Temperatur aufgetragen. Es ist ein annähernd linearer Anstieg der spezifischen Wärme mit steigender Temperatur erkennbar.

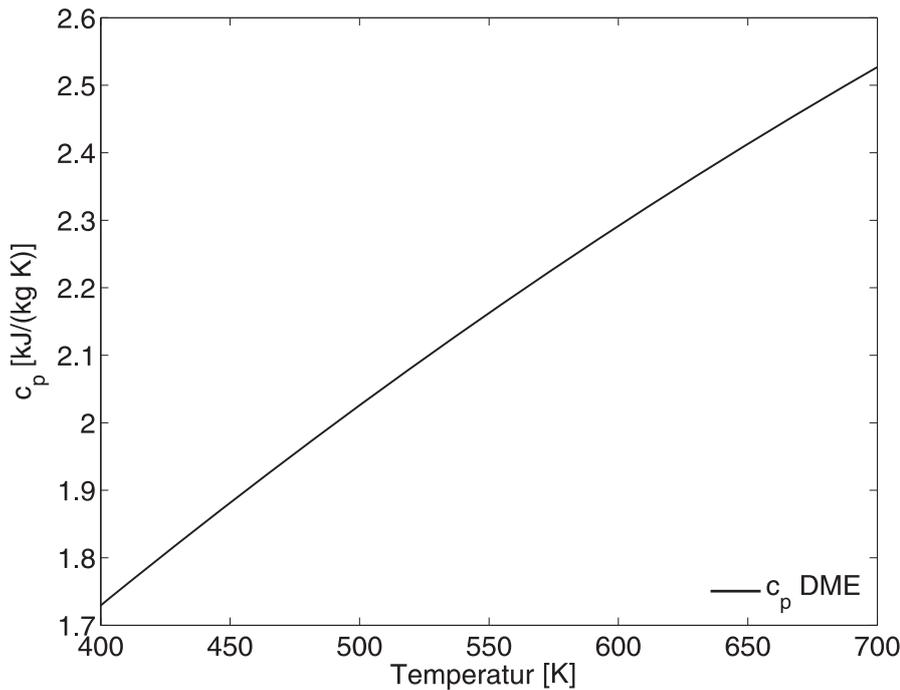


Abbildung 5.4.: Spezifische Wärme von DME im interessanten Temperaturbereich von 400 K bis 700 K nach der Korrelation von [52].

Als Datengrundlage zur orts- und zeitaufgelösten Temperaturberechnung dienen zwei-dimensionale Messungen des molaren Mischungsbruchs, welche in [41] mithilfe der Laser-induzierten Fluoreszenz gewonnen wurden. Die Verteilung des mittleren Mischungsbruchs einer Injektion ist in Abb. 5.5 für $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 40 \text{ bar}$ zum Zeitpunkt $t = 19 \text{ ms}$ lokal aufgelöst dargestellt. Der mittlere Zeitpunkt des Einströmbeginns bei den hier gewählten Drücken ist 16.19 ms [41]. Dies geht aus Untersuchungen mit einem Hochgeschwindigkeitsschattenverfahren bei der Injektion von gasförmigem Brennstoff hervor.

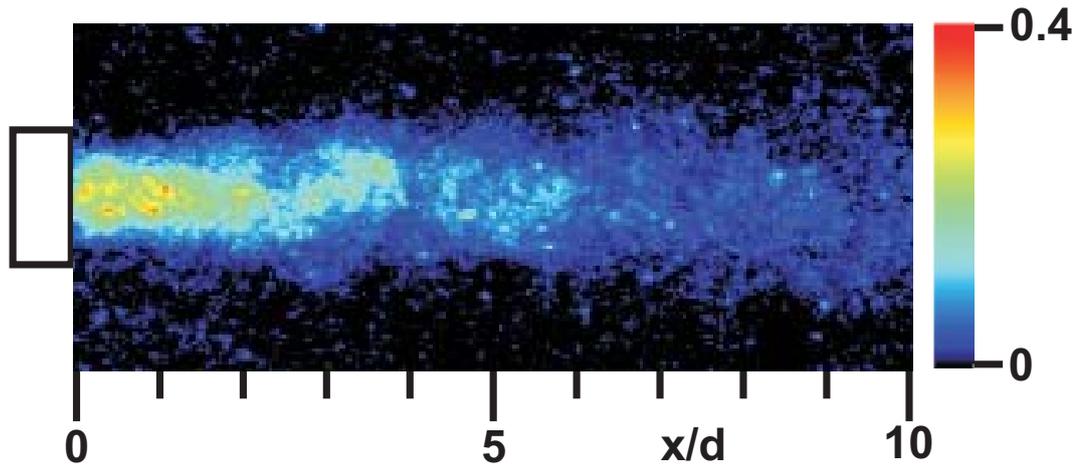


Abbildung 5.5.: Ortsaufgelöster molarer Mischungsbruch einer Einzelinjektion ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $t = 19 \text{ ms}$).

Gemäß Gl. 5.9 und den spezifischen Stoffdaten ist in Abb. 5.6 die Temperaturverteilung für den ortsaufgelösten molaren Mischungsbruch aus Abb. 5.5 angegeben. Als Randbedingungen gelten $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$, wobei nach Gl. 5.5 neben den spezifischen Wärmen und dem molaren Mischungsbruch die Ausgangstemperaturen der beiden Gase vor der Brennstoffinjektion in die Berechnung einfließen. Diese werden vor der Brennstoffinjektion, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, bestimmt.

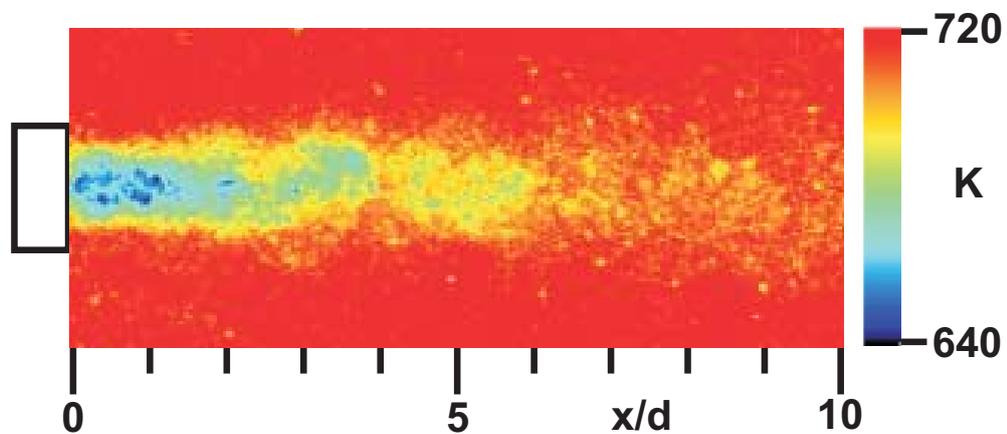


Abbildung 5.6.: Ortsaufgelöste Mischungstemperatur einer Einzelinjektion, welche mit dem Ansatz einer stationär durchströmten Mischkammer berechnet wird. Als Eingangsrandbedingungen gelten: $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$.

Die mit diesem Ansatz berechneten Mischungstemperaturen werden mit lokalen Messungen mittels eines sehr schnellen Thermoelements in Anhang B verglichen. Dabei zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Temperatur. Die gemessene Temperatur bezieht sich auf eine punktuelle Messung in der Freistrahlmittle. Tendenziell ist davon auszugehen, dass die Temperatur in der Scherschicht durch die turbulente Diffusion einen etwas geringeren Wert aufweist.

5.3. Simulation der temperaturabhängigen Zündverzugszeit

Ebenso wie bei der Bestimmung einer Zündwahrscheinlichkeit gemäß der Mischung wird auch für eine Zündwahrscheinlichkeit anhand der Gemischtemperatur ein Grenzwert benötigt, gemäß dessen festzumachen ist, ob es zu einer Zündung kommt oder nicht. Um eine Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Temperatur bestimmen zu können, wird die Temperatur benötigt, bei welcher das Brennstoff/Luft-Gemisch spätestens zündet. Zur Bestimmung dieser Grenztemperatur T_{Grenz} wird mit dem Simulationsprogramm *HOM-REA* die Zündverzugszeit eines stöchiometrischen DME/Luft-Gemisches in Abhängigkeit der Temperatur und des Drucks berechnet. Das Softwarepaket *HOMREA* [73] führt eine 0D-Rechnung mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus [31, 42] für DME aus (Tabelle C.1). Dadurch ist *HOMREA* in der Lage, zeitabhängig homogene Reaktionssysteme zu berechnen. Die implementierten Gleichungen leiten sich von den Navier-Stokes-Gleichungen mit den folgenden Annahmen ab:

- Das Gas verhält sich ideal.
- Wärmeströme durch Strahlung der Gase sind vernachlässigbar.

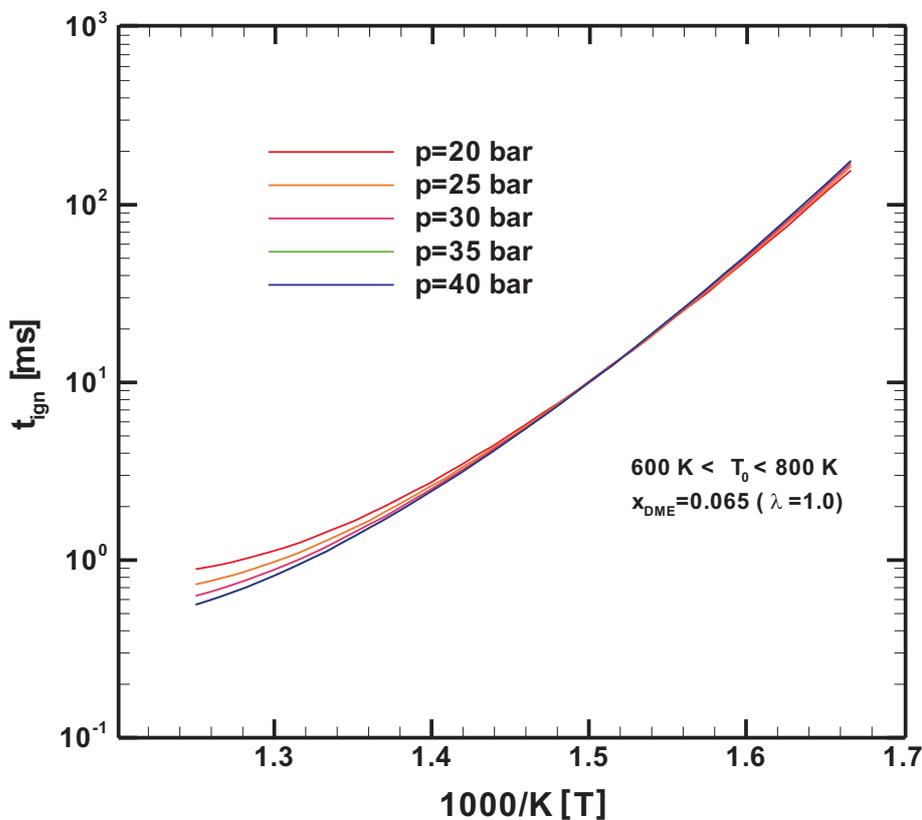


Abbildung 5.7.: Mit HOMREA berechnete Zündverzugszeit von DME als Funktion der Temperatur für fünf Drücke. Das stöchiometrische Gemisch hat dabei eine Temperatur von 600 K bis 800 K.

In Abb. 5.7 sind für einen homogenen Reaktor, in welchem sich ein stöchiometrisches DME/Luft-Gemisch befindet, für fünf Drücke als Funktion der Temperatur die Zündverzugszeiten berechnet. Mit steigender Temperatur verkürzen sich die Zündverzugszeiten nichtlinear. Mit steigendem Druck ergibt sich für eine ansteigende Mischungstemperatur eine sich weiter verkürzende Zündverzugszeit. Dies ist auf die erhöhte Anzahl an Stoßpartnern bei höheren Drücken zurückzuführen, was sich besonders bei erhöhter Temperatur bemerkbar macht.

5.4. Zündwahrscheinlichkeit Temperatur

Durch die direkte Kopplung der Grenztemperatur mit einer Zündverzugszeit kann nur für einen einzelnen Zeitschritt die orts aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit angegeben werden. Durch eine Verkürzung der Zündverzugszeit muss die Gemischtemperatur höher sein und deshalb eine höhere Grenztemperatur angenommen werden. Als Nullpunkt für die Bestimmung der Zündverzugszeit ist der Zeitpunkt $t = 16 \text{ ms}$ festgesetzt. In Untersuchungen mit einem Hochgeschwindigkeits-Videoverfahren wird zu diesem Zeitpunkt nach Beginn der Injektion das Einströmen des DME in die Kammer detektiert [41]. Um eine Gemischzündung aufgrund der Temperatur im Freistrahlfeld nach einer Millisekunde einleiten zu können, ist nach der HOMREA-Rechnung eine Grenztemperatur und damit eine lokale Gemischtemperatur von $T_{Grenz} = 750 \text{ K}$ notwendig. Diese Temperatur wird im Experiment am Injektionsrohraustritt nicht zuverlässig erreicht, weshalb, um reproduzierbare Daten gewinnen zu können, die Temperatur in der Kammer auf $T_K = 720 \text{ K}$ geregelt wird.

Entsprechend des Einströmbeginns des Brennstofffreistrahls bei $t = 16 \text{ ms}$ ergibt sich für eine Zündung zum Zeitpunkt $t = 19 \text{ ms}$ eine Zündverzugszeit von drei Millisekunden. Das führt gemäß der berechneten Zündverzugszeit in Abb. 5.7 zu einer Grenztemperatur von $T_{Grenz} = 680 \text{ K}$. Diese Temperatur muss das Gemisch mindestens haben, um innerhalb von drei Millisekunden zünden zu können. Für das berechnete Temperaturfeld in Abb. 5.6 ergibt sich die in Abb. 5.8 orts aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit. In Bereich nahe dem Injektionsrohraustritt ist die Wahrscheinlichkeit einer Zündung zu diesem Zeitpunkt 0, da das einströmende DME die lokale Mischungstemperatur heruntersetzt und diese dann unterhalb der Grenztemperatur ist.

Um die Streuung der Temperatur im Mischungsfeld aufgrund der turbulenten Schwankungen abbilden zu können, wird für jedes Pixel eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Temperatur aus 100 Einzelinjektionen berechnet. Durch die Kenntnis der lokalen Temperaturverteilung in der Mischung liefert eine Integration der PDFs oberhalb der Grenztemperatur für jedes Pixel ein Maß für die Zündwahrscheinlichkeit der Mischung aufgrund der Temperatur. Die Grenztemperatur für eine Zündverzugszeit von zwei Millisekunden lässt sich aus der HOMREA-Rechnung zu $T_{Grenz} = 709 \text{ K}$ entnehmen. Für diese Zündverzugszeit, welche einer absoluten Zündverzugszeit von $t = 18 \text{ ms}$ entspricht, ist die Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Temperatur in Abb. 5.9 aufgetragen. Aufgrund der geringen Differenz zwischen T_{Grenz} und T_K von $\Delta T = 11 \text{ K}$ ist schon bei einem kleinen Betrag des Mischungsmolenbruchs von DME die lokale Temperatur unterhalb von T_{Grenz} . Dadurch ergibt sich im Kern des Freistrahls ein großflächiger Bereich, in welchem die Wahrscheinlichkeit einer Zündung 0 ist. Die Streuung der Wahrscheinlichkeit in der Scherschicht spiegelt die Turbulenz in diesem Bereich wider.

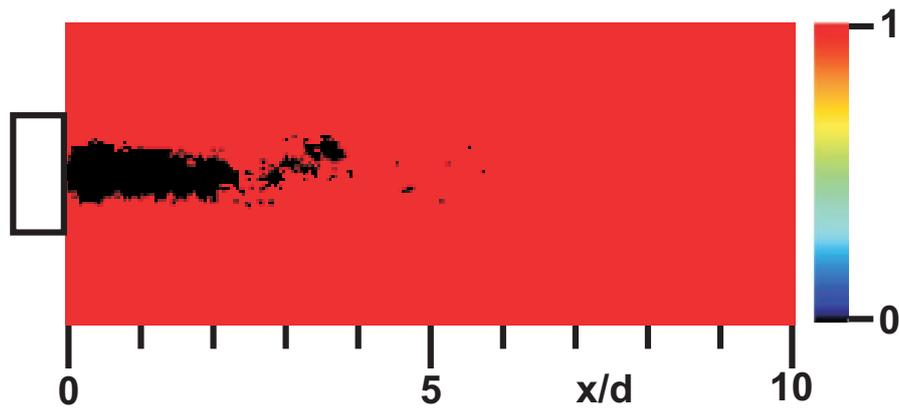


Abbildung 5.8.: Ortsaufgelöste Zündwahrscheinlichkeit einer Einzelinjektion gemäß der Mischungstemperatur bei $t = 19 \text{ ms}$ ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$, $T_{Grenz} = 680 \text{ K}$).

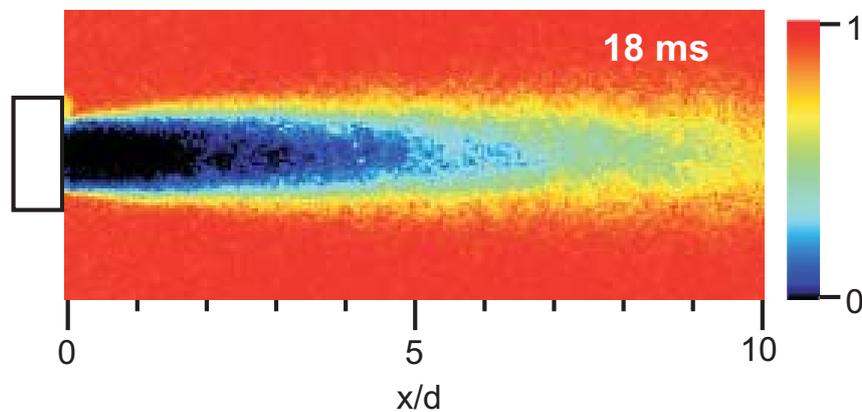


Abbildung 5.9.: Örtlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Temperatur für $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$ und einer Grenztemperatur von $T_{Grenz} = 709 \text{ K}$ zum Zeitschritt $t = 18 \text{ ms}$ aus 100 Einzelinjektionen.

Für den Zeitschritt $t = 19 \text{ ms}$ ist die Zündwahrscheinlichkeit gemäß der Temperatur aus 100 Einzelinjektionen in Abb. 5.10 dargestellt. Hier gilt die Grenztemperatur $T_{Grenz} = 680 \text{ K}$. Im Vergleich zu Abb. 5.9 ist in Abb. 5.10 zu erkennen, dass für die hier gewählten Parameter der zündfähige Bereich größer geworden ist.

Die Entwicklung der Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Mischungstemperatur von einem Zeitschritt zum darauf folgenden ist durch zwei gegenläufige Effekte gekennzeichnet.

Zum einen erhöht sich entsprechend der instationären Ausbreitung des Freistrahls der Molenbruch von DME im Mischungsfeld. Das führt gemäß dem Modell einer durchströmten Mischkammer zur lokalen Abkühlung. Dies würde bedeuten, dass die Zündwahrscheinlichkeit gemäß der Temperatur mit zunehmendem DME-Anteil in der Mischung lokal absinken würde und der zündunwahrscheinliche Bereich in Abb. 5.10 qualitativ größer werden muss.

Dem entgegen wirkt die verlängerte Zündverzugszeit, da sich die dazugehörige Grenztemperatur mit fortlaufenden Zeitschritten absenkt. Dadurch ergibt sich ein größerer Bereich, in welchem es entsprechend der Zündwahrscheinlichkeit zur Zündung kommen

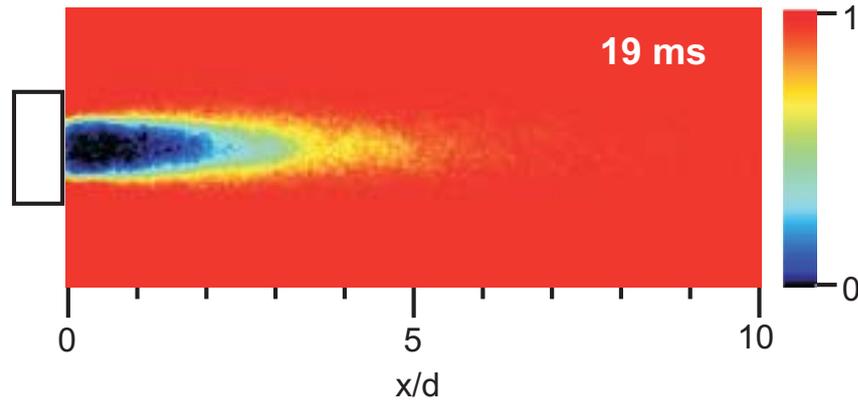


Abbildung 5.10.: Örtlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Temperatur für $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$ und einer Grenztemperatur von $T_{Grenz} = 680 \text{ K}$ zum Zeitschritt $t = 19 \text{ ms}$ aus 100 Einzelinjektionen.

kann. Falls der zweite Effekt dominant ist, bedeutet das für den motorischen Bereich, dass eine längere Zündverzugszeit die Möglichkeit einer großflächigen Zündung eröffnet, was vorteilhaft für den Wirkungsgrad und die Vermeidung von Schadstoffen ist. Entsprechend der chemischen Zeitskalen, welche temperaturabhängig durch die HOMREA-Rechnung in die Rechnung einfließen, wäre somit durch eine Einstellbarkeit der Mischungstemperatur auch eine Einflussnahme auf die räumliche Ausbreitung des Zündungsbereiches möglich.

5.5. Berechnung der orts aufgelösten Scherrate

Neben dem Einfluss der lokalen Mischung und der chemischen Zeitskalen durch die Einführung einer Grenztemperatur hat auch die Strömung einen Einfluss auf die Zündfähigkeit [83]. Diese wirkt sich bereits in der räumlichen Entwicklung des Mischungsmolenbruchs und dadurch auch in der Temperaturverteilung aus. Daneben hat aber auch die turbulente Streckrate einen Einfluss auf die Zündfähigkeit [9]. Dieser Einfluss wird vor allem in der Scherschicht zwischen einströmendem DME und der Kammerluft auftreten. Zum Verständnis der Streckung hilft die Vorstellung eines Flächenelements, welches eine laminare Flamme repräsentiert. Wärme- und Stofftransport erfolgen senkrecht zu dieser Fläche. Die Fläche kann sich bewegen oder ortsfest sein. Durch den Einfluss von Streckung kann die Fläche tangential gedehnt werden, sodass sich die Oberfläche vergrößert. Dieser Streckvorgang kann durch die räumliche Ableitung einer Geschwindigkeitskomponente in tangentialer Richtung bei einer Staupunktströmung oder durch die Bewegung der Fläche im Raum erfolgen. Dieser Vorgang verringert lokal die Energiedichte durch konvektive Wärmeableitung und den Abtransport von Radikalen, was sich zündhemmend auswirken kann. Die allgemeine Definition der Streckung eines Flächenelements mit der Fläche A lautet [85]

$$S_F = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (5.10)$$

Die Streckrate in einem dreidimensionalen Strömungsfeld kann über den Streckraten-

tensor [79]

$$S_{ij} \equiv \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.11)$$

angegeben werden. Dabei gibt u die Geschwindigkeit und x die Koordinaten der Richtung i und j an. Zur Untersuchung des instationären Strömungsfeldes wurde in vorhergehenden Arbeiten mittels *Particle Image Velocimetry (PIV)* der transiente Brenngasfreistrahler untersucht [40]. Dabei wurden orts- und zeitaufgelöst die Strömungsgeschwindigkeit und deren Schwankungen erfasst. Aus diesen Messungen ist es des Weiteren möglich, mittlere Geschwindigkeitsgradienten zu berechnen. Daraus wiederum kann die Streckrate ortsaufgelöst abgeschätzt werden.

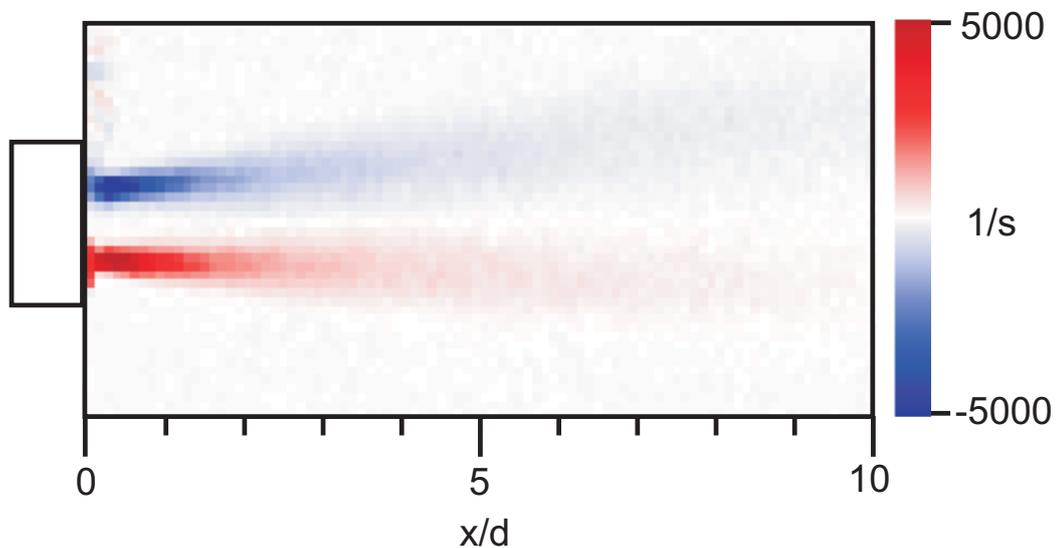


Abbildung 5.11.: Ortsaufgelöste Ableitung der Axialgeschwindigkeit in Querrichtung zur Freistrahlausbreitungsrichtung du/dy als Mittelwert aus 2000 Einzelmessungen mittels PIV bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$ im Bereich von $-5000 \text{ s}^{-1} < S < 5000 \text{ s}^{-1}$ zum Zeitpunkt $t = 20 \text{ ms}$.

Die Untersuchungen erfolgten mittels PIV mithilfe eines Lichtschnittes, wodurch zweidimensionale Informationen gewonnen werden. Daher stehen für den Streckratentensor in Gl. 5.11 vier Informationen zu Verfügung. Als dominierende Ableitung der Geschwindigkeit stellte sich die Änderung der Axialgeschwindigkeit in Querrichtung zur Freistrahlausbreitungsrichtung du/dy heraus [40]. Diese ist in Abb. 5.11 dargestellt. Es handelt sich hier um die mittlere Ableitung der Geschwindigkeit aus 2000 Einzelbildern zum Zeitpunkt $t = 20 \text{ ms}$ nach Injektionsbeginn bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 40 \text{ bar}$. Aus Beobachtungen der Entwicklung des mittleren Geschwindigkeitsprofils folgt, dass bereits 8 ms nach Injektionsbeginn das Profil am Injektionsrohraustritt einen stationären Charakter hat. Da sich der Geschwindigkeitsgradient an dieser Position über die Dauer des Einströmvorgangs nicht mehr ändert und an der Stelle seinen maximalen Wert hat, wird der Einfluss der Streckung auf die Zündwahrscheinlichkeit aus der Ableitung der mittleren Geschwindigkeitskomponenten nur aus diesem Zeitpunkt berechnet. Da die Kenntnis der Richtung der Gradienten für die Wahrscheinlichkeit einer Zündung nicht notwendig ist,

ist es ausreichend, den Betrag des Geschwindigkeitsgradienten du/dy zu kennen. Dieser ist in Abb. 5.12 orts aufgelöst dargestellt.

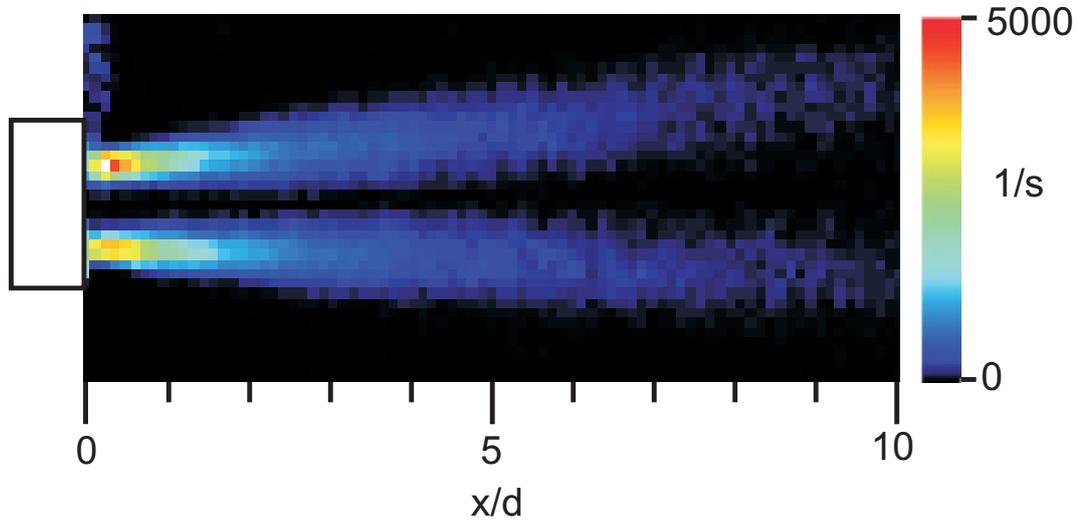


Abbildung 5.12.: Betrag der orts aufgelösten Ableitung der Axialgeschwindigkeit in Querrichtung zur Freistrahlausbreitungsrichtung du/dy bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$ im Bereich von $0 < S < 5000 \text{ s}^{-1}$ zum Zeitpunkt $t = 20 \text{ ms}$.

5.6. Simulation der streckungsabhängigen Zündverzugszeit

Wie bei den bereits berechneten Zündwahrscheinlichkeiten gemäß der Zündgrenzen und der Mischungstemperatur wird auch für die Zündwahrscheinlichkeit aufgrund von Streckung ein Grenzwert benötigt, oberhalb dessen es nicht zur Zündung kommen kann. Eine kritische Streckrate kann mit dem Programm INSFLA berechnet werden [73]. Mit diesem Programm ist es möglich, instationäre Zündprozesse für laminare Strömungen zu berechnen. Gleichzeitig liefert es zeit- und ortsabhängig Lösungen für Spezies-Konzentrationen, Geschwindigkeiten, Druck, Temperatur und Dichte unter Verwendung eines detaillierten Reaktionsmechanismus von DME [31, 42] (Tabelle C.1). Dabei löst es vollständig alle Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls in einem eindimensionalen Rechengebiet. Für die vorliegende Betrachtung entspricht dieses Rechengebiet einem Flächenelement aus Gl. 5.10. Das Flächenelement ist als Strömungselement zu verstehen, in welchem die Zündung erfolgt und welches durch die Strömung eine Streckung erfährt. Durch die Streckung wird lokal die Energiedichte verringert und werden Radikale abtransportiert, was zu einer Verzögerung der Zündung bis hin zum Ausbleiben der Zündung führen kann. In Abb. 5.13 ist die Entwicklung der Zündverzugszeit für ein DME/Luft-Gemisch ($T_{inj} = 620 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$, $p = 40 \text{ bar}$) in Abhängigkeit der Streckrate aufgetragen. Die blauen Vierecke stehen dabei jeweils für die Zeitpunkte der ersten und der zweiten Zündung bei der jeweiligen Streckrate gemäß der Reaktionspfade in der Niedertemperaturoxidation. In der Abbildung ist zu erkennen, dass sich die Zündverzugszeit bis zu einer Streckrate von 500 s^{-1} annähernd nicht ändert. Danach steigt die Zündverzugszeit

bis zu einer Streckrate von 1000s^{-1} deutlich an. Oberhalb dieser Streckrate erfolgt keine Zündung. Als kritische Streckrate wird aus dieser Berechnung 500s^{-1} entnommen, da erst oberhalb dieser Streckrate ein deutlicher Einfluss auf die Zündverzugszeit erkennbar ist.

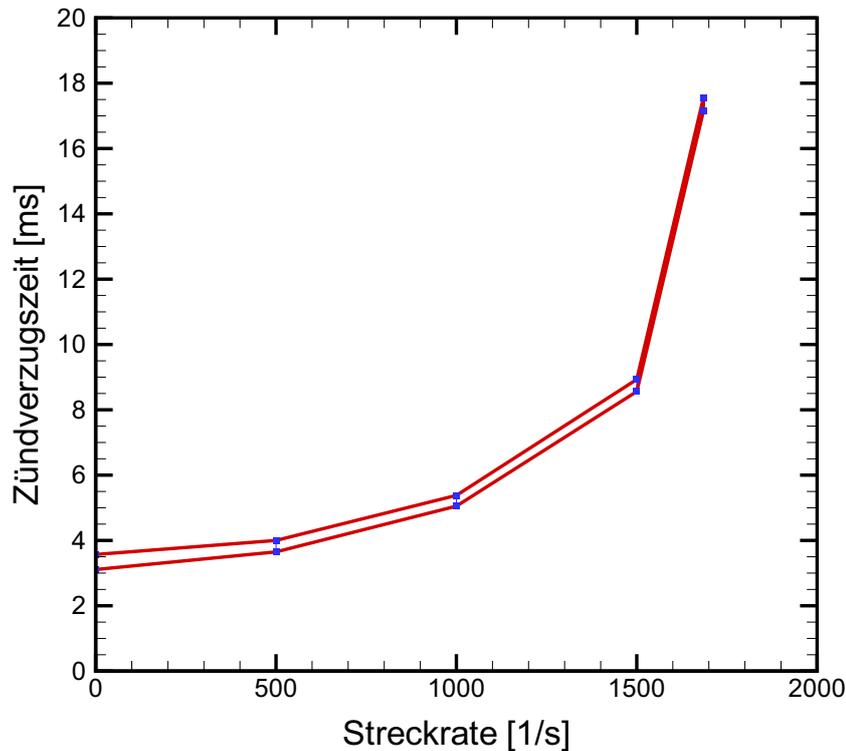


Abbildung 5.13.: Zusammenhang zwischen Streckrate und Zündverzugszeit ($T_{inj} = 620\text{ K}$, $T_K = 720\text{ K}$, $p = 40\text{ bar}$) [41]. Oberhalb einer Streckrate von 500s^{-1} ist eine Zündverzugszeit von weniger als 4 ms nicht möglich.

5.7. Zündwahrscheinlichkeit Scherung

Zur Berechnung einer Zündwahrscheinlichkeit wird für jedes Pixel des zweidimensional aufgelösten Gradientenfeldes eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Scherrate aufgestellt. Unter der Annahme, dass die lokale Scherung gleich der Streckung ist, ist das Ergebnis der Integration über den Streckratenbereich unterhalb von 500s^{-1} für das gesamte Strömungsfeld in Abb. 5.14 dargestellt. Dabei sind zwei Punkte hervorzuheben:

- Die Zündwahrscheinlichkeit hat ihren geringsten Betrag in der Scherschicht direkt am Düsenrohraustritt. In diesem Bereich besitzt die Strömung den höchsten Turbulenzgrad [40]. Die Zündwahrscheinlichkeit in der Scherschicht des Freistrahls steigt von $x/d = 1 - 5$ von 0.7 auf 0.9 an. Im Strahlkern ist kein Einfluss der Streckung erkennbar.

- Die Zündwahrscheinlichkeit nimmt an keiner Stelle im Freistrahle den Wert 0 an, obwohl die mittlere Scherung in Abb. 5.11 am Düsenrohraustritt einen hohen Betrag annimmt. Dass die Wahrscheinlichkeit an dieser Stelle dennoch nicht auf 0 geht, liegt an der einfachen Mittelwertbildung. Dabei fallen einzelne Gradienten mit einer hohen Scherrate stärker ins Gewicht. Jedoch liegen in den Einzelmessungen die lokalen Scherraten häufig unter dem Grenzwert. Das tritt bei der Integration über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Scherrate hervor. Somit ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit > 0 , nach der es zur Zündung kommen kann.

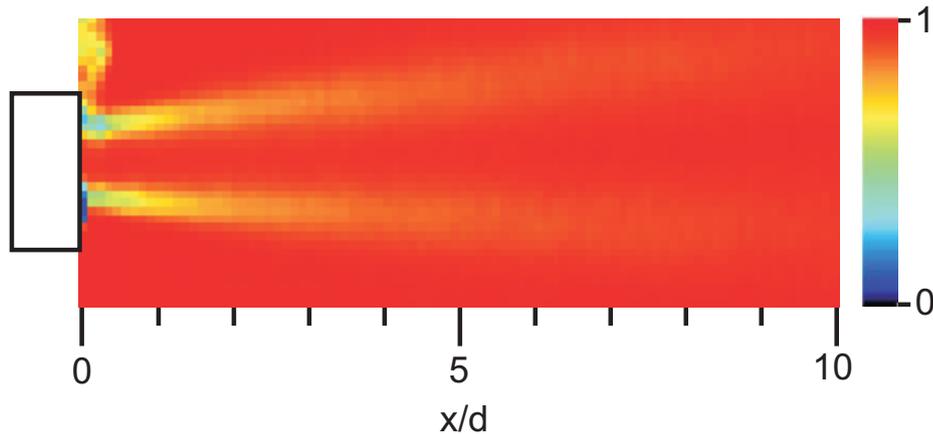


Abbildung 5.14.: Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Streckrate bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$ zum Zeitpunkt $t = 20 \text{ ms}$. Die geringste Wahrscheinlichkeit existiert in der Scherschicht am Düsenrohraustritt.

Die Genauigkeit der zugrunde liegenden Messdaten ist von der zeitlichen und örtlichen Auflösung des Erfassungssystems abhängig. Der zeitliche Verzug, welcher durch die Signalweitergabe in der Kamerasteuerung und im Beleuchtungslaser verursacht wird, ist mit 10 ns drei Größenordnungen kleiner als der Pulsabstand des Lasers mit $10 \mu\text{s}$ und dadurch zu vernachlässigen. Die örtliche Auflösung ist durch eine Pixelgröße von $438 \mu\text{m}$ begrenzt. Diese wird weiter durch eine Überlappung von 50 % auf $219 \mu\text{m}$ erhöht. Bei einer konservativen Abschätzung von einer Ungenauigkeit von 0.5 Pixeln kann der Fehler bei einem Einzelvektor bei 25 % liegen, was sich jedoch bei einer Mittelwertbildung von 2000 Einzelaufnahmen nur auf die Momente höherer Ordnung auswirkt [41].

5.8. Kombinierte Zündwahrscheinlichkeit

Da die Datengrundlage zur Berechnung der Zündwahrscheinlichkeit laut des Mischungsbruchs und der Gemischtemperatur identisch ist und beide damit ideal korreliert sind, liefert eine kombinierte Betrachtung der Wahrscheinlichkeiten direkt gekoppelte Erkenntnisse über die Einflüsse der einzelnen Wahrscheinlichkeiten auf eine Gesamtzündwahrscheinlichkeit.

In Abb. 5.15 ist zunächst die kombinierte Zündwahrscheinlichkeit P_{ign} aus der Temperatur und dem Mischungsmolenbruch aufgetragen. Dafür wurde pixelweise die Zündwahrscheinlichkeit der Temperatur P_T mit der der Mischung P_X aus Abb. 5.3 multipliziert.

$$P_{ign} = P_T \cdot P_X \quad (5.12)$$

Es ist zu erkennen, dass die Wahrscheinlichkeit aufgrund der hohen Grenztemperatur zu diesem Zeitpunkt im düsenahen Bereich gegen 0 läuft. Für den Bereich zwischen $x/d = 5 - 10$ ist dagegen ein leichter Anstieg der Wahrscheinlichkeit erkennbar. Aufgrund der großen Streuung ist dieser nicht scharf begrenzt und nimmt einen flächigen Bereich ein. Die Wahrscheinlichkeit einer Zündung liegt hier zwischen 0.2 und 0.25 (Abb. 5.15). Die Wahrscheinlichkeit einer Zündung ist deshalb zum Zeitpunkt $t = 18 \text{ ms}$ gering, jedoch ist es möglich, dass Prozesse, welche die Zündung einleiten, in diesem Bereich einsetzen.

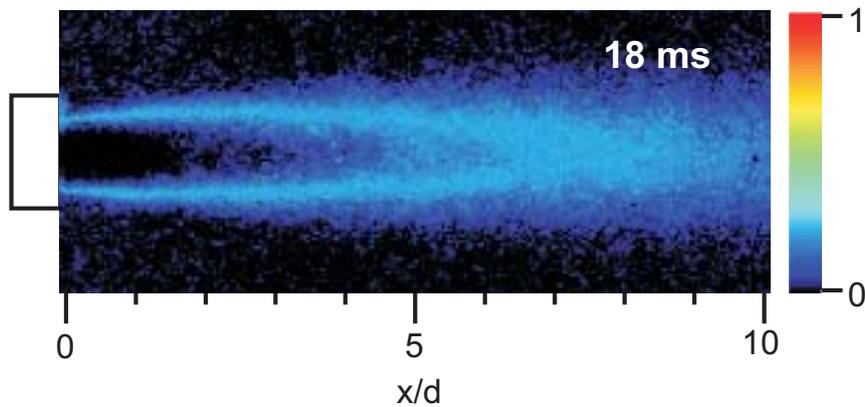


Abbildung 5.15.: Kombinierte örtlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Temperatur und des Mischungsmolenbruchs für $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$ und einer Grenztemperatur von $T_{Grenz} = 709 \text{ K}$ zum Zeitschritt $t = 18 \text{ ms}$.

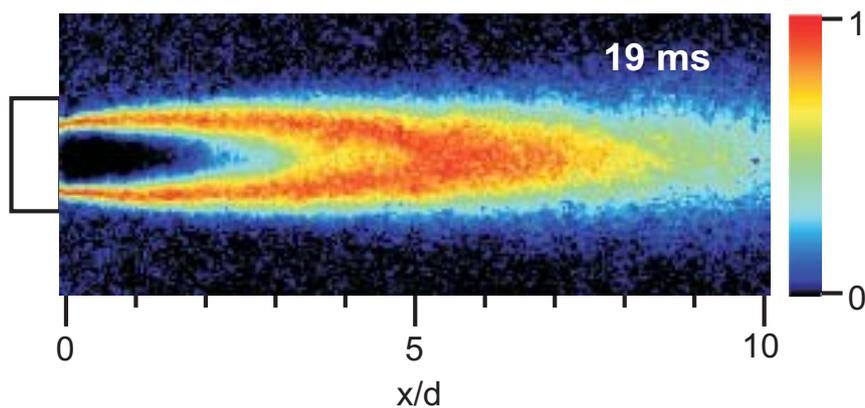


Abbildung 5.16.: Kombinierte örtlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Temperatur und des Mischungsmolenbruchs für $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$ und einer Grenztemperatur von $T_{Grenz} = 680 \text{ K}$ zum Zeitschritt $t = 19 \text{ ms}$.

Die kombinierte Wahrscheinlichkeit aus Mischungsmolenbruch und der Temperatur zum Zeitschritt $t = 19 \text{ ms}$ ist in Abb. 5.16 aufgeführt. Die Codierung der Farbskala ist

identisch mit der in Abb. 5.15. Eine deutliche Steigerung der Zündwahrscheinlichkeit auf den Wert 1 ist auf der Freistrahlachse im Bereich $x/d = 3 - 7$ zu erkennen. Es ist festzustellen, dass der Bereich mit der relativ höchsten kombinierten Zündwahrscheinlichkeit in Abb. 5.15 annähernd deckungsgleich mit dem Bereich der höchsten kombinierten Zündwahrscheinlichkeit in Abb. 5.16 ist. Dies unterstützt die Vermutung, dass bereits zum Zeitpunkt $t = 18 \text{ ms}$ in Abb. 5.9 erste Schritte der chemischen Reaktion eingeleitet werden und der Bereich der Zündung ortsfest bleibt. Ein Vergleich der orts aufgelösten Zündwahrscheinlichkeit gemäß Mischungsmolenbruch aus Abb. 5.3 und der kombinierten Zündwahrscheinlichkeit in Abb. 5.16 zum Zeitpunkt $t = 19 \text{ ms}$ lässt erkennen, dass die Temperatur vor allem im Freistrahlkern am Düsenrohr Austritt die lokale Zündwahrscheinlichkeit herabsetzt.

Durch die Betrachtung des Anstieges der kombinierten Zündwahrscheinlichkeit zwischen den Zeitschritten $t = 18$ und 19 ms ist festzuhalten, dass zwischen diesen beiden Zeitschritten die Zündung einsetzt. Aufgrund des turbulenten Mischungsfeldes liegt die Vermutung nahe, dass sich durch die Streuung in einzelnen isolierten Bereichen zwischen den Zeitschritten $t = 18$ und 19 ms eine kombinierte Zündwahrscheinlichkeit von 1 ergibt und das Gemisch somit an einzelnen Zündkeimen im Mischungsfeld zündet.

Durch die hohe örtliche Zündwahrscheinlichkeit zum Zeitpunkt $t = 19 \text{ ms}$ kann weiterhin davon ausgegangen werden, dass die Zündung zu diesem Zeitpunkt bereits über einen großen räumlichen Bereich eingesetzt hat. Daher liefert eine Untersuchung der Zündwahrscheinlichkeit zu späteren Zeitschritten keine Erkenntnisse zur Zündung unter den vorgegebenen Randbedingungen.

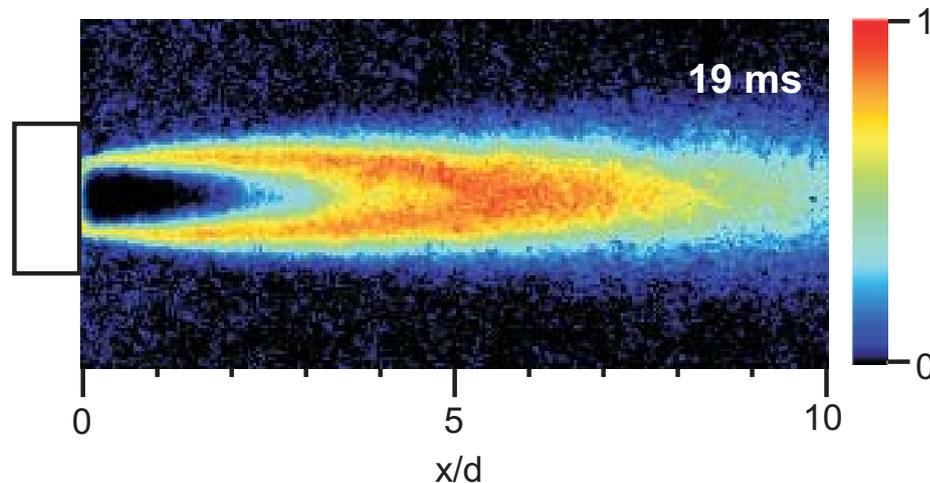


Abbildung 5.17.: Kombinierte örtlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Temperatur, des Mischungsmolenbruchs und der Streckung für $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 600 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$ und einer Grenztemperatur von $T_{Grenz} = 680 \text{ K}$ zum Zeitschritt $t = 19 \text{ ms}$.

Eine Erweiterung der kombinierten Zündwahrscheinlichkeit um den Einfluss der Streckung P_{Strain} wird in Abb. 5.17 vorgestellt. Die kombinierte Wahrscheinlichkeit ergibt sich für jedes Pixel aus dem folgenden Zusammenhang:

$$P_{ign} = P_T \cdot P_X \cdot P_{Strain}. \quad (5.13)$$

In der resultierenden orts aufgelösten Gesamtwahrscheinlichkeit ist zu erkennen, dass die Streckung sich hauptsächlich im Bereich des Düsenrohraustritts in der Scherschicht zwischen einströmendem Brennstoff und Kammergas auswirkt. Die Wahrscheinlichkeit, welche sich aus P_T und P_X an dieser Stelle ergibt, fällt durch die Hinzunahme des Streckungseinflusses nicht auf 0. Dies liegt an der geringen Auftretenswahrscheinlichkeit von Streckraten über dem kritischen Wert. Dadurch wird die Gesamtwahrscheinlichkeit zwischen $x/d = 0$ und 1 in der Scherschicht auf 0.5 abgesenkt. Ein Einfluss der Streckung in der Scherschicht ab $x/d = 1$ auf die Gesamtzündwahrscheinlichkeit ist nicht festzustellen. Zur Validierung der kombinierten Zündwahrscheinlichkeit werden Ergebnisse von Zündversuchen im nächsten Abschnitt herangezogen.

5.9. Experimentelle Untersuchung der Selbstzündung

Zur Visualisierung der Selbstzündung des gasförmigen instationären Brenngasfreistrahls wurden Untersuchungen mit einem Hochgeschwindigkeitsschattenverfahren durchgeführt, welches in Kapitel 4.1 beschrieben ist. Die Aufnahmen wurden im Durchlichtverfahren mit einer zeitlichen Diskretisierung von 1 ms angefertigt. In Abb. 5.18 ist eine Bildsequenz des Injektions- und Zündungsvorgangs dargestellt ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 620 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$). Der Referenzzeitpunkt ist hier der Einströmbeginn und definiert den Zeitpunkt $t = 0 \text{ ms}$. Aufgrund des Dichteunterschiedes zwischen der heißen Kammerluft und dem kälteren DME ergeben sich Dichtegradienten, welche durch einen lokal veränderten optischen Brechungsindex sichtbar werden. Diese sind zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ms}$ im Bereich $x/d = 0 - 1$ in der Scherschicht zwischen Kammergas und Brenngasfreistrahle erkennbar. Die Strukturen wachsen zu den Zeitschritten $t = 1 \text{ ms}$ und 2 ms weiter an. Zum Zeitpunkt $t = 3 \text{ ms}$ sind Strukturen im Bereich von $x/d = 3 - 5$ erkennbar. Die spontane Bildung lässt auf die Zündung des DME/Luft-Gemisches in dem Bereich des Freistrahls schließen [40]. Durch den Temperaturanstieg in diesem Bereich, verursacht durch den Beginn der chemischen Reaktion, kommt es ebenfalls zu lokalen Dichteänderungen. Anhand der Strukturen ist jedoch nicht zu erkennen, ob sie durch einströmendes DME oder eine lokale Erwärmung durch die Zündung verursacht werden. Es ist zu erkennen, dass die Bildung der Strukturen über einen räumlichen Bereich gleichzeitig erfolgt. Das bedeutet, dass die Mischung entweder homogen zündet oder an vielen Stellen im Mischungsfeld simultan zündet und sich nicht von einem Punkt aus eine Flamme durch das Mischungsfeld bewegt [41].

Die Zündverzugszeit lässt sich aus den Aufnahmen zu $t_{delay} = 3 \text{ ms}$ bestimmen.

Zur Charakterisierung von Selbstzündungsprozessen eignet sich zudem die Untersuchung von reaktiven Spezies, welche als Marker für einzelne Phasen des Selbstzündungsprozesses gelten. Zur Untersuchung der Zündung von kohlenwasserstoffhaltigen Brennstoffen eignet sich Formaldehyd (CH_2O), da es im Regime der Niedertemperaturoxidation während der Zündung gebildet wird und beim Umschlag in die Hochtemperaturoxidation verbraucht wird [70]. In der Niedertemperaturoxidation von DME entsteht Formaldehyd in der internen Wasserstoff-Atom-Abstraktion (Reaktion A.22). Als Messmethode eignet sich die Laser-induzierte Fluoreszenz [36]. Mit einer Anregungswellenlänge von 355 nm ist es möglich, Formaldehyd mit der hohen Laserenergie der dritten Harmonischen eines Nd:YAG-Lasers anregen zu können [47]. Der Laserstrahl wird dazu zu einem Lichtschnitt

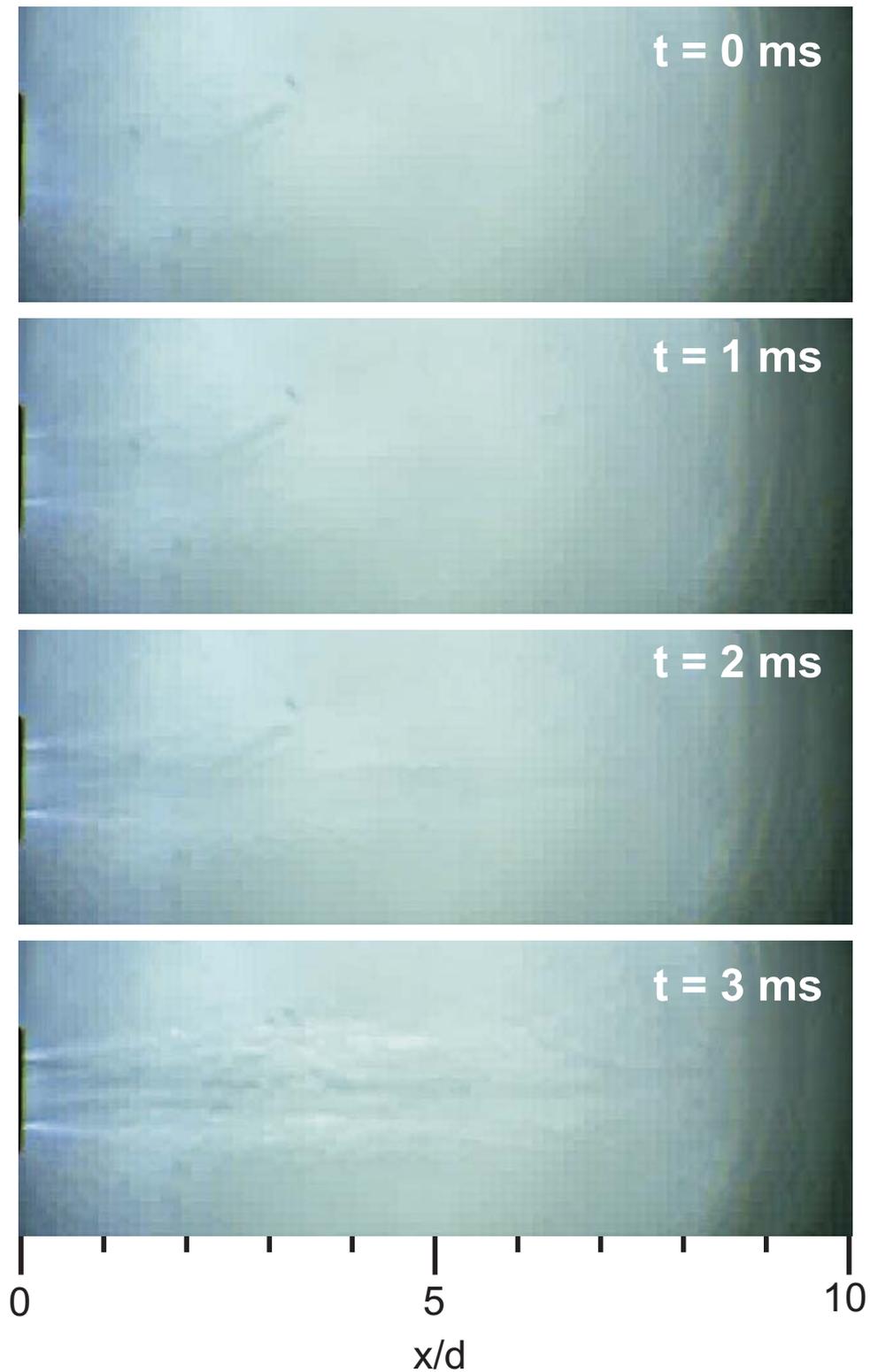


Abbildung 5.18.: Sequenz einer Hochgeschwindigkeitsschattenaufnahme. Der Referenzzeitpunkt ist hier der Einströmbeginn und definiert den Zeitpunkt $t = 0 \text{ ms}$. Die Zündung erfolgt bei $t = 3 \text{ ms}$ ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 40 \text{ bar}$, $T_{inj} = 620 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$).

geformt und phasengekoppelt zum Beginn der Brennstoffinjektion in die Brennkammer durch die Rotationsachse des Freistrahls geleitet. Die zeitliche Entwicklung des Formaldehyds ist in Abb. 5.19 orts aufgelöst dargestellt ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 500 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$). Für jeden Zeitschritt wurden 100 Einzelinjektionen gemittelt. Bei einem Kammerdruck von $p_K = 20 \text{ bar}$ ist der Beginn der Einströmung bei 8 ms [41]. Ab dem Zeitschritt $t = 9.0 \text{ ms}$ ist ein schwaches Signal auf der Freistrahlachse zwischen $x/d = 0-6$ zu erkennen, welches sich bis $t = 10.8 \text{ ms}$ weiter verstärkt. Vermutlich handelt es sich hier um ein Zwischenprodukt, welches kurzzeitig während der Niedertemperaturoxidation entsteht und bei 355 nm eine Absorptionslinie hat [25]. Ein sich davon deutlich abhebendes Signal kann zum Zeitpunkt $t = 11.1 \text{ ms}$ und 11.4 ms erkannt werden, was Formaldehyd zugeordnet wird. Das Signal tritt dabei auf der Freistrahlachse zwischen $x/d = 2-6$ auf. Die Intensität aller gemittelten Aufnahmen ist auf die maximal auftretende Intensität bei $t = 11.4 \text{ ms}$ normiert. In den darauf folgenden Zeitschritten schwächt sich das Signal ab, was darauf schließen lässt, dass die Reaktion in die Hochtemperaturoxidation umschlägt. Aus der Betrachtung der Intensität ergibt sich aus den Untersuchungen des Formaldehyds eine Zündverzugszeit von $t_{ign} = 3.1 \text{ ms}$. Die Übertragbarkeit der Formaldehyd-LIF-Messungen zur Validierung der Zündwahrscheinlichkeit ist gegeben:

- Der geringere Kammerdruck von $p_K = 20 \text{ bar}$ bei der Untersuchung des Formaldehyds bewirkt eine höhere Einströmgeschwindigkeit als bei $p_K = 40 \text{ bar}$. Der Einfluss der Einströmgeschwindigkeit hat jedoch nur eine geringe Auswirkung auf die Position der Selbstzündung und keine Auswirkung auf die Zündverzugszeit, da die Reaktion durch die Zeitskala der Chemie dominiert wird, welche langsamer als die der Strömung ist [41]. Durch den höheren Differenzdruck ist der Einfluss auf die Scherung und dadurch auf die Zündwahrscheinlichkeit gemäß der Streckung größer, sodass Informationen aus dem Bereich der Scherschicht nahe dem Injektionsrohr Austritt der Formaldehyd-Messungen nicht herangezogen werden können.
- Die Temperatur des Brennstoffes liegt in der Untersuchung des Formaldehyds 100 K unterhalb der Brennstofftemperatur in der berechneten Zündwahrscheinlichkeit. Gemäß einer Sensitivitätsanalyse bezüglich des Einflusses der Brennstofftemperatur bei konstanter Lufttemperatur auf die Zündverzugszeit mit dem Programm INS-FLA bewirkt diese Temperaturabsenkung eine Verlängerung der Zündverzugszeit um 0.4 ms [41]. Das bedeutet, dass die gemessene Zündverzugszeit zur Validierung unter Berücksichtigung der Abweichung durch die niedrigere Brennstofftemperatur herangezogen werden kann. Eine niedrigere Brennstofftemperatur bewirkt zudem eine Verkleinerung des zündfähigen Bereiches (Kapitel 5.2).

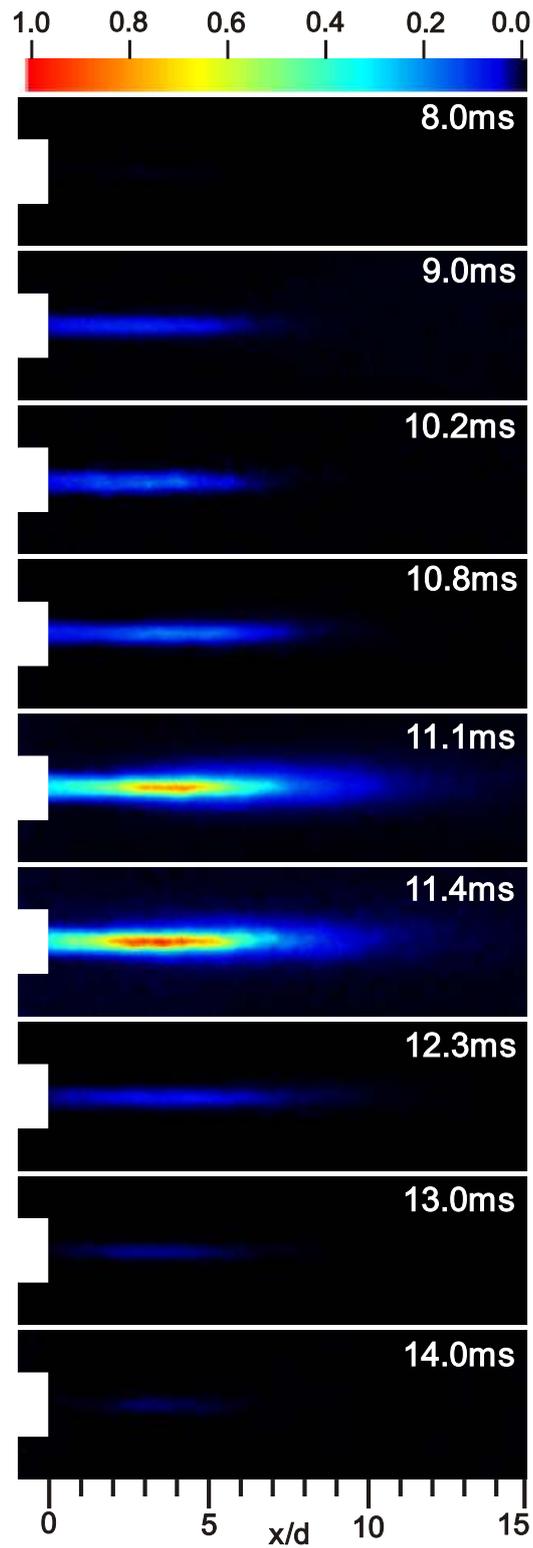


Abbildung 5.19.: Phasengemittelte Entwicklung von Formaldehyd im reaktiven Brenngasfreistrahler ($p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 500 \text{ K}$, $T_K = 720 \text{ K}$). Die Intensität ist auf die maximal auftretende Intensität bei $t = 11.4 \text{ ms}$ normiert.

5.10. Bewertung der Zündwahrscheinlichkeit

Die Ergebnisse der Berechnung einer gekoppelten Zündwahrscheinlichkeit P_{ign} bei gleichwertiger Einflussnahme der Größen lassen sich wie folgt zusammenfassen und bewerten:

- Die gekoppelte Wahrscheinlichkeit aus Temperatur und Mol-Mischungsbruch springt in einem großen räumlichen Bereich von 0.2 bei $t = 18\text{ ms}$ auf 1 bei $t = 19\text{ ms}$, was bedeutet, dass zwischen diesen beiden Zeitschritten die Zündung simultan über einen großen räumlichen Bereich erfolgt. Dieser Zündablauf ist so ebenfalls in seiner räumlichen und zeitlichen Entwicklung in der High-Speed-Videsequenz und den Formaldehyd-Aufnahmen erkennbar und wird somit durch die berechnete Zündwahrscheinlichkeit sehr gut wiedergegeben.
- Die gekoppelte Zündwahrscheinlichkeit beim Zeitschritt $t = 18\text{ ms}$ ist zwar an keiner Stelle 1, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit einer Zündung im Mischungsfeld über einen großen Bereich bei 0.25. Dies lässt darauf schließen, dass über ebendiesen Bereich einleitende Reaktionen der Zündung stattfinden. Das wird durch die Deckungsgleichheit der Fläche bei $t = 18\text{ ms}$ und der zündwahrscheinlichen Fläche bei $t = 19\text{ ms}$ bestätigt.
- Die Streckung hat nur in der Scherschicht am Düsenrohraustritt auf die Zündwahrscheinlichkeit einen Einfluss.
- Die Untersuchung des Formaldehyds ergibt, dass in der Scherschicht am Düsenrohraustritt keine Zündung erfolgt. Da diese Untersuchungen bei einer höheren Einströmgeschwindigkeit durchgeführt wurden, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, dass bei höheren Streckraten die Zündwahrscheinlichkeit in der Scherschicht am Düsenrohr absinkt und dadurch die Streckung an Einfluss gewinnt.

6. Untersuchung der Injektion von flüssigem Brennstoff

In technischen Anwendungen spielt der Einsatz von flüssigem Brennstoff eine erhebliche Rolle. Um Brennverfahren weiter optimieren zu können, ist es notwendig, numerische Modelle der Sprayverbrennung zu validieren. Dafür muss eine entsprechende Datenbasis geschaffen werden. Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen stehen einer solchen Validierung zur Verfügung.

In diesem Kapitel wird die Untersuchung des Brennstoffsprays vorgestellt. Die Struktur der durchgeführten Arbeiten ist in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Dabei sind die Nummern der Kapitel, in welchen die Teilaspekte vorgestellt und diskutiert werden, in den Feldern hinzugefügt.

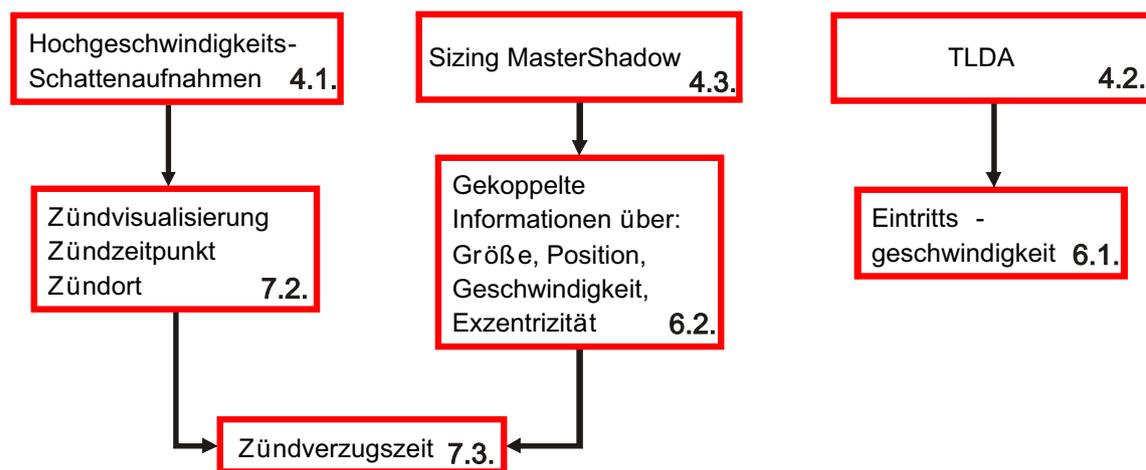


Abbildung 6.1.: Struktur der Untersuchungen zum flüssigen Freistrahler. Die Ziffern in den Rahmen weisen auf die Kapitel hin, in welchen die Teilaspekte diskutiert werden.

6.1. Eintrittsgeschwindigkeit der Brennstofftropfen

Zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit am Düsenrohraustritt werden Untersuchungen mit der tomografischen Laser-Doppler-Anemometrie durchgeführt (TLDA). Mit diesem Verfahren, welches in Kapitel 4.2 vorgestellt wird, ist es möglich, Tropfen, die in einem aufgeweiteten Messvolumen der Laser-Doppler-Anemometrie erfasst werden, örtlich zuzuordnen. Mithilfe der tomografischen Rekonstruktion liefert dieses Verfahren das Tropfengeschwindigkeitsfeld und das Tropfenanzahlfeld mit erhöhter örtlicher Auflösung. Die detaillierten Informationen dienen der Numerik als Eingangsrandbedingung für die numerische Simulation des Einströmvorgangs.

6.1.1. Durchführung der Messung

Um das Brennstoffspray beim Einströmen in die Kammer charakterisieren zu können, wird die Brennstoftropfengeschwindigkeit am Austritt des Düsenrohrs gemessen. Zur Messung der axialen Geschwindigkeit der Tropfen kommt die LDA zum Einsatz. Durch die baulichen Abmaße der Hochdruckkammer beträgt der Abstand zwischen Injektionsrohrauslass und Außenseite der Quarzglasscheibe 300 mm (Abb. 4.4). Um das Messvolumen der LDA durch das Spray traversieren zu können, wird eine Sammellinse mit einer Brennweite von $f_f = 405\text{ mm}$ gewählt. Durch diese Brennweite ergibt sich bei der eingesetzten Sammellinse eine Messvolumenlänge von $l = 4.4\text{ mm}$. Dieses Messvolumen überspannt dadurch den gesamten Düsenrohraustritt ($d_i = 2\text{ mm}$). Um dennoch ortsaufgelöste Informationen über Tropfengeschwindigkeiten zu erhalten, werden an jeder Stelle des Querschnitts integral alle Tropfen und deren Geschwindigkeit erfasst (siehe Abb. 4.6). Anschließend werden das Geschwindigkeitsfeld und das Tropfenfeld tomografisch rekonstruiert.

Um zu vermeiden, dass sich Flüssigbrennstoff an der Injektionsrohrinnenwand ansammelt, wird das flüssige DME in eine Trägerströmung injiziert (siehe Abb. 3.8). Dies hat den Vorteil, dass aus dem Injektionsrohr nach wiederholter Injektion kein im Injektionsrohr verbliebener Brennstoff der vorherigen Injektion in die Kammer einströmt. Dies hätte zur Folge, dass die einströmende Brennstoffmenge variiert und eine Reproduzierbarkeit nicht gewährleistet wäre. Als Gas für die Trägerströmung wird Stickstoff eingedüst. Anders als bei Luft bildet sich so kein zündfähiges Gemisch im Injektionsrohr. Das Schaltschema der Ventile ist in Abb. 6.2 skizziert. Zunächst wird das Stickstoffventil geöffnet, welches eine Stickstoffträgerströmung etabliert. Fünf Millisekunden nach Öffnen des Stickstoffventils wird das flüssige DME injiziert. Das Brennstoffventil wird für 6 ms geöffnet. Nach dem Schließen des Brennstoffventils schiebt die fortlaufende Stickstoffströmung den verbleibenden Restbrennstoff aus dem Injektionsrohr aus. Der Stickstoff für die Trägerströmung hat dabei jeweils denselben Hinterdruck wie der Flüssigbrennstoff. Um die Tropfengeschwindigkeit ohne chemische Reaktion zu messen, wird die Kammer mit Stickstoff gespült. Die Tropfengeschwindigkeiten werden währenddessen kontinuierlich mit der LDA erfasst.



Abbildung 6.2.: Synchronisation der Ventile und der Messtechnik. Die Brennstoffinjektion erfolgt in eine bereits etablierte Trägerströmung aus Stickstoff, welche in ihrem weiteren Verlauf verbleibenden Flüssigbrennstoff aus dem Injektionsrohr auschiebt. Die Messtechnik erfasst währenddessen kontinuierlich jeden ausströmenden Tropfen.

In Abb. 6.3 ist die Überlagerung der zeitlichen Geschwindigkeitsverläufe von 60 Einzelinjektionen an der Stelle $r = 0$ dargestellt. Der Injektionsdruck beträgt dabei 70 bar bei einem Kammerdruck von 20 bar . Die Temperatur des Kammergases und des flüssigen DME sowie die des Stickstoffs für die Trägerströmung beträgt $T = 300 \text{ K}$. Der zeitliche Nullpunkt für jede Injektion wurde auf den Zeitpunkt gelegt, an welchem die Tropfengeschwindigkeit Null ist und der Einströmvorgang der Tropfen beendet ist. Von diesem Moment an wird die Zeit rückwärts gezählt. Zum Zeitpunkt -32 ms ist ein Geschwindigkeitsminimum erkennbar, von welchem die Geschwindigkeit wieder ansteigt und bei -25 ms einen stationären Charakter bis zum Zeitschritt -6 ms annimmt. Diese zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit bei $r = 0$ wurde bereits bei Geschwindigkeitsuntersuchungen der reinen Gasphase detektiert und einer stehenden Welle zugeordnet, welche sich zu Beginn der Injektion in der Kammer bildet [41]. Bei der gasförmigen Injektion wurde nach dem Geschwindigkeitsminimum eine Beschleunigung der Strömung detektiert. Die Beschleunigung ist in diesen Messungen nicht detektierbar. Das lässt sich auf ein geringeres Folgevermögen der Tropfen aufgrund eines größeren Tropfendurchmessers zurückführen (siehe Kapitel 2.5). Im stationären Teil der Injektion zwischen den Zeitpunkten $\tau_1 = -25 \text{ ms}$ und $\tau_2 = -6 \text{ ms}$ hat ein Großteil der registrierten Tropfen eine hohe Geschwindigkeit. Der Mittelwert der Geschwindigkeit liegt in diesem Bereich bei 27 m/s . Parallel dazu haben einige Tropfen auch eine geringe Geschwindigkeit. Aus dieser Messung ist eine örtliche Zuordnung der Tropfen zu einer Position im Querschnitt des Freistrahls nicht möglich. Es lässt jedoch den Schluss zu, dass aufgrund der Wandreibung im Rohr und der Scherkräfte im Randbereich des Düsenaustritts, die Tropfen mit dem geringen Geschwindigkeitsbeitrag aus dem Randbereich der Strömung stammen.

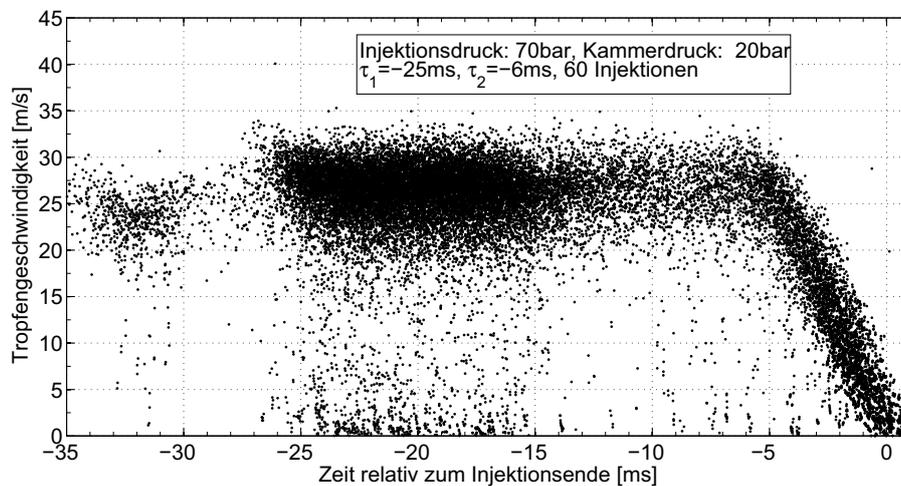


Abbildung 6.3.: Zeitaufgelöste Überlagerung aller Tropfen integral über die Strahlmitte ($y/d = 0$) mit $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$. Die Zeitskala bezieht sich hier auf den Endpunkt der Injektion. Als stationärer Teil der Injektion wird der Zeitbereich zwischen $\tau_1 = -25 \text{ ms}$ und $\tau_2 = -6 \text{ ms}$ identifiziert.

Dieselben Informationen wie in Abb. 6.3 sind in Abb. 6.4 als Histogramm dargestellt. Es ist auch hier zu erkennen, dass ein Großteil der Tropfen eine hohe Geschwindigkeit aufweist. Der Peak liegt hier bei 27 m/s . Daneben treten aber auch Tropfen mit einem geringeren Geschwindigkeitsbeitrag hervor. Aus den Abbildungen wird ersichtlich, dass

eine örtliche Zuordnung der einzelnen Tropfen nicht möglich ist. Die Parametrisierung der Geschwindigkeiten in Geschwindigkeitsklassen entspricht der Form der linken Seite von Gl. 4.16. Mithilfe der inversen Radon-Transformation ist daraus dann eine örtliche Zuordnung möglich.

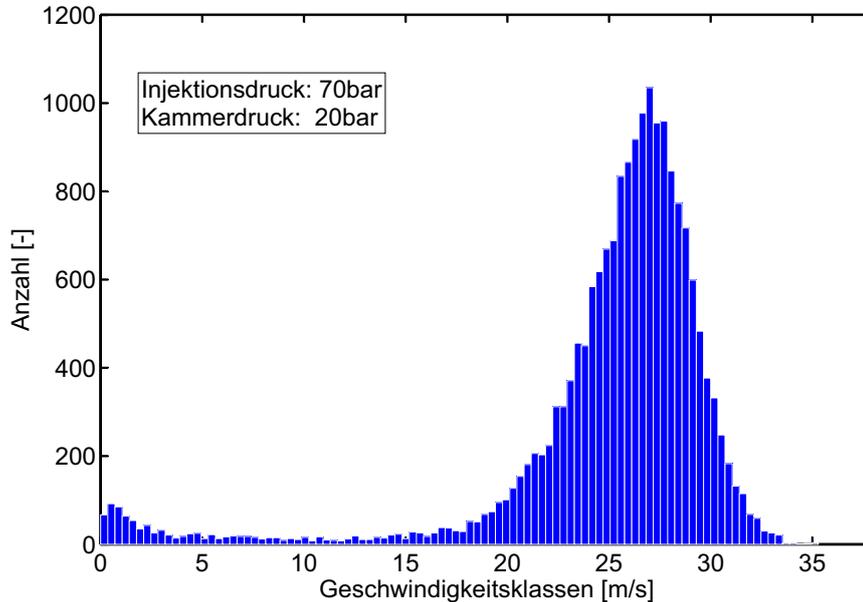


Abbildung 6.4.: Histogramm der registrierten Tropfengeschwindigkeiten integral über die Strahlmitte im stationären Teil des Injektionsvorgangs bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$. Der Peak der Verteilung liegt hier bei 27 m/s .

6.1.2. Tomografische Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfeldes

Um die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffspray aus den integralen Daten rekonstruieren zu können, ist es notwendig, eine über den Querschnitt inhomogene Tropfenverteilung zu berücksichtigen. Eine einfache Mittelwertbildung würde hier nicht die genaue Geschwindigkeit an einem Ort im Spray wiedergeben. Deshalb muss die Tropfenverteilung gesondert rekonstruiert werden (Kapitel 4.2.3).

Zur Erstellung einer Projektion aus Einzelmessungen an diskreten Traversierpositionen t_j wird der LDA-Messkopf in Schritten von 0.1 mm unterhalb des Injektionsrohraustritts traversiert (siehe Abb. 4.4 und 4.6). Bei einer Messvolumenbreite von $d_m = 0.2 \text{ mm}$ ergibt sich hier eine Überschneidung der Messvolumina. Nach der Gauß'schen Intensitätsverteilung verringert sich die Intensität des Laserstrahls jedoch zu seinem Rand hin [94]. Durch diese Wahl der Positionsabstände wird demnach eine annähernd gleichbleibende Intensität für die Ausleuchtung des Messbereiches erreicht.

Aus den integralen Informationen an den Positionen t_j wird eine Parallelprojektion aus der Summe der Tropfenanzahl und der gebundenen Informationen aus Tropfenanzahl und Tropfengeschwindigkeit aus 60 Einzelinjektionen an jedem t_j über den gesamten Injektionsrohrquerschnitt erstellt. In Abb. 6.5a ist die Projektion der Tropfenanzahl, welche integral über die Länge des Messvolumens an der Stelle t_j erfasst wurde, aus sechzig

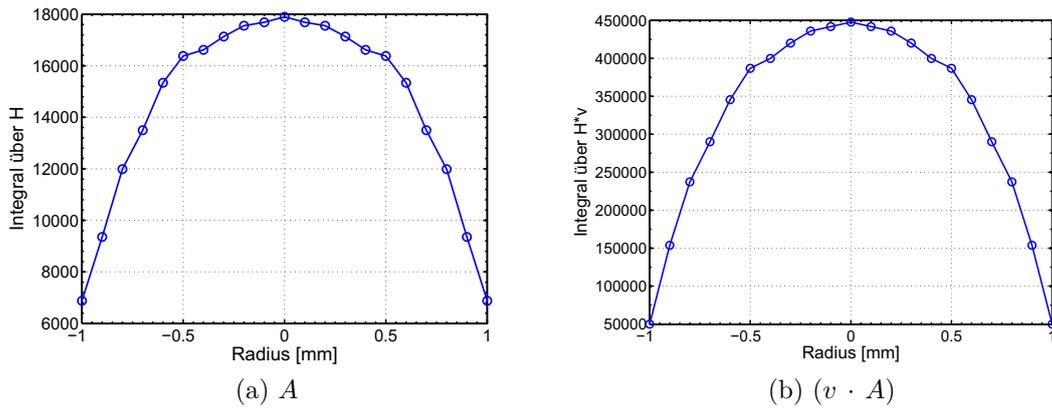


Abbildung 6.5.: Aus den integralen Messungen an der Position t_j erstelle Projektion aus 60 Injektionen pro Position bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$: a) Tropfenanzahl b) Produkt aus der Tropfenanzahl und der Tropfengeschwindigkeit

Einzelinjektionen für alle Traversierpositionen aufgetragen. Das Produkt $[v \cdot A]$ ist in Abb. 6.5b orts aufgelöst aufgetragen. Die blauen Punkte stellen die integralen Informationen aus 60 Injektionen an den Positionen im Spray dar (Abb. 6.6). Die Auflösung richtet sich nach der Diskretisierung bei der Datenerfassung. Entsprechend einer Traversierschrittweite von 0.1 mm ergibt sich eine Gesamtschrittanzahl von 21 Schritten, um das Spray am Düsenaustritt erfassen zu können. Diese beiden Projektionen werden im Folgenden mithilfe der inversen Radon-Transformation zu den Feldern $[v \cdot A](x, y)$ und $A(x, y)$ rekonstruiert.

In Abb. 6.6b ist ein Radialschnitt durch die rekonstruierte Tropfenverteilung abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die Tropfenanzahl zum Rand des Sprays hin zunimmt. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass im Zentrum des Sprays die destabilisierenden Kräfte geringer sind als im Randbereich der Rohrströmung. Aus Untersuchung des gasförmigen Freistrahls geht hervor, dass bereits kurz nach Beginn der Einströmung ein voll ausgebildetes turbulentes Rohrströmungsprofil messbar ist [41]. Dies bedeutet, dass der Geschwindigkeitsgradient im Randbereich am steilsten ist und gemäß Gl. 2.1 die destabili-

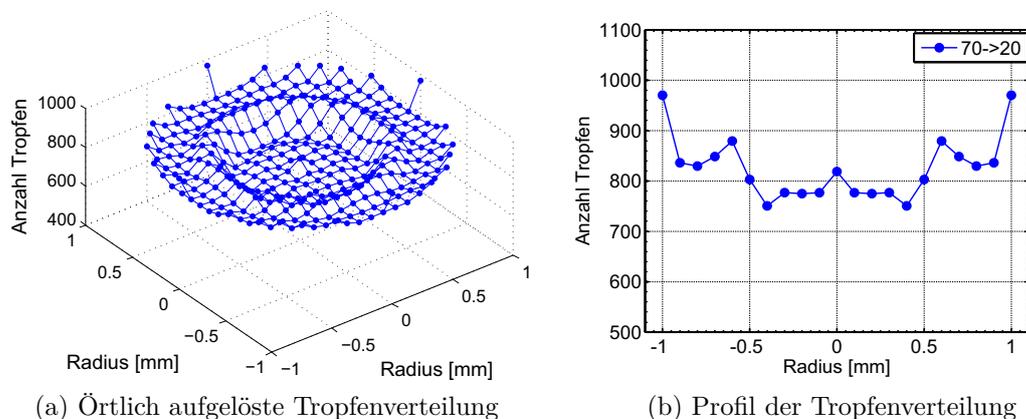


Abbildung 6.6.: Rekonstruiertes Tropfenfeld ($p_k = 20 \text{ bar}, p_{inj} = 70 \text{ bar}$) aus 60 Injektionen: a) Ortsausgelöst b) Profilansicht

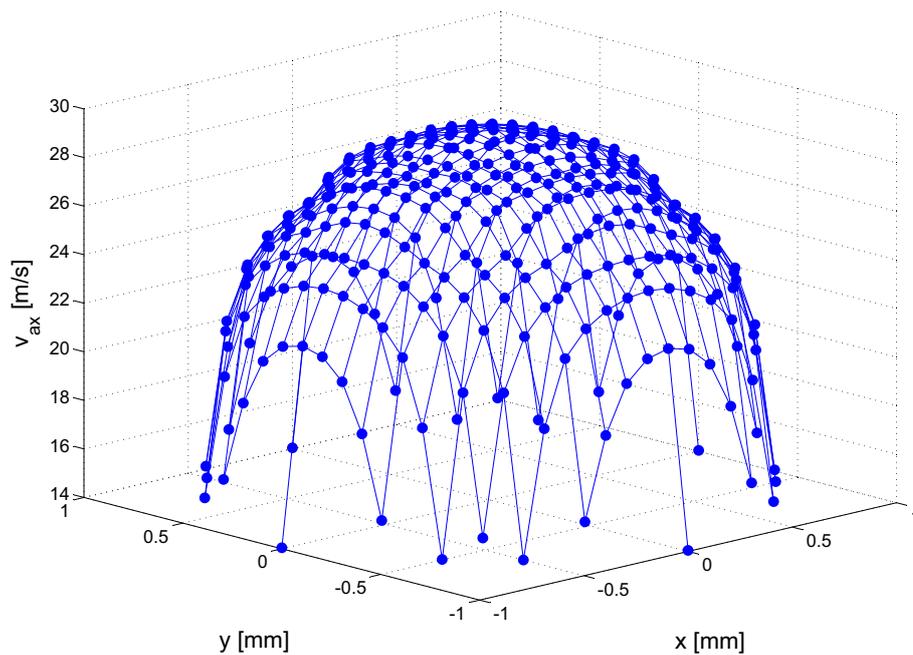


Abbildung 6.7.: Rekonstruiertes Geschwindigkeitsfeld ($p_K = 20\text{bar}$, $p_{inj} = 70\text{bar}$). Die blauen Punkte repräsentieren entsprechend der Ortsauflösung einen rekonstruierten Geschwindigkeitswert.

sierenden Kräfte aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebenden Gas zum Zerfall des Tropfens führen. Eine weitere Ursache für die erhöhte Tropfenanzahl im Randbereich ist die Möglichkeit eines Flüssigfilmabrisses von der Innenseite des Injektionsrohraustritts. Tropfen, welche auf die Innenwand des Injektionsrohres treffen,

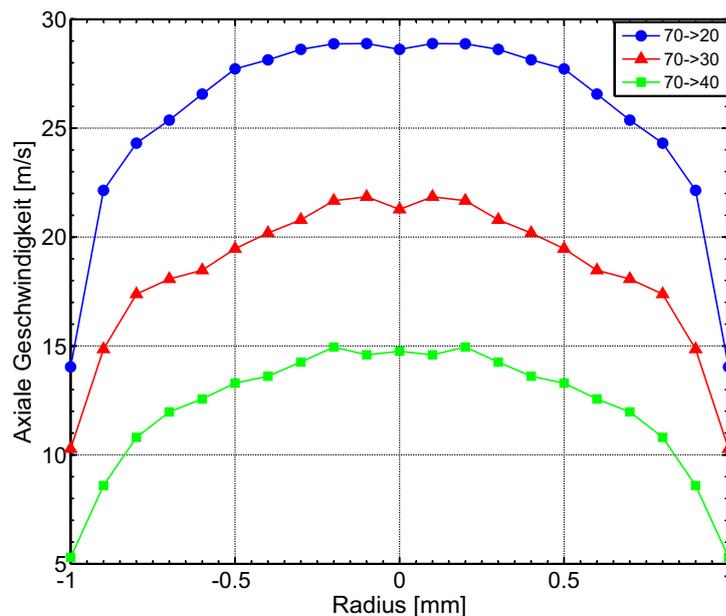


Abbildung 6.8.: Rekonstruierte Geschwindigkeitsprofile bei $p_K = 20\text{bar}$, 30bar und 40bar mit $p_{inj} = 70\text{bar}$.

bilden einen Brennstofffilm, welcher durch die Trägerströmung zum Austritt des Injektionsrohres geschoben wird. An der Kante reißt dieser Brennstofffilm ab und bildet kleine Tropfen. Diese beiden Effekte sind die Ursache für die zunehmende Tropfenanzahl mit zunehmendem Abstand vom Mittelpunkt des Injektionsrohres. Die punktweise Division von $(v \cdot A)(x, y)$ durch $A(x, y)$ nach Gl. 4.18 liefert das orts aufgelöste Geschwindigkeitsfeld $v(x, y)$ (Abb. 6.7). Die Form des Geschwindigkeitsfeldes zeigt Ähnlichkeit mit der einer turbulenten Rohrströmung. Jedoch muss bedacht werden, dass die Tropfen in Abhängigkeit ihrer Größe nicht optimal der Trägerströmung folgen. Die beiden Ströme müssten dafür getrennt betrachtet werden, wobei in dieser Untersuchung nur die Flüssigphase zugänglich ist. In Abb. 6.8 ist der Radialschnitt des Geschwindigkeitsfeldes aus Abb. 6.7 dargestellt. Zudem sind Radialschnitte der rekonstruierten Geschwindigkeitsfelder bei 30 bar und 40 bar Kammerdruck dargestellt. Im Randbereich der Radialschnitte ist bei jedem dargestellten Druckverhältnis zu erkennen, dass die Tropfengeschwindigkeit nicht auf einen Betrag von Null oder annähernd Null zurückgeht.

Dies hat zwei Ursachen:

- Das Messvolumen hat durch den Durchmesser des Laserstrahls eine radiale Ausdehnung. Um Streuungen an der Unterkante des Injektionsrohres zu vermeiden, befindet sich die Stahlachse 0.8 mm unterhalb der Kante. Dies führt dazu, dass die Verbreiterung des Freistrahls am Düsenrohraustritt bereits erfasst wird und an der Position der Injektionsrohrkante bei $r = -1 \text{ mm}$ und 1 mm Geschwindigkeiten registriert werden.
- Durch die Verlängerung des Messvolumens zur integralen Messung wird das Messvolumen auch verbreitert. Die Positionsangaben des Messvolumens am Düsenrohraustritt beziehen sich jedoch auf die Position der Laserstrahlachse. Dies bedeutet, dass sich das Messvolumen bei den Positionen $r = -1 \text{ mm}$ und 1 mm zur Hälfte noch im Spray befindet und Tropfen registriert.

6.2. Messung charakteristischer Größen des Sprays

Die charakteristischen Kenngrößen eines Spray werden maßgeblich von der Differenz zwischen Injektionsdruck und Umgebungsdruck beeinflusst. Die Untersuchung dieses Einflusses auf den Spraycharakter ist Gegenstand dieses Kapitels. Mit dem Schattenverfahren, welches in Abschnitt 4.3.2 vorgestellt wird, werden gekoppelte Informationen über die Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung in der gesamten räumlichen Ausdehnung des Sprays zeitaufgelöst gewonnen. Zudem stehen durch dieses bildgebende Verfahren Informationen über die Exzentrizität der Tropfen zur Verfügung. Die Untersuchungen der tropfenmechanischen Größen finden unter nicht-reaktiven Bedingungen statt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden mit den Zündverzugszeiten in Kapitel 7 verglichen und der Einfluss des Spraycharakters auf die Zündung herausgestellt.

6.2.1. Ventilschaltzeiten

Zur Untersuchung der Tropfengrößenverteilung, Tropfengeschwindigkeitsverteilung sowie der Exzentrizität wurde das Ventilschaltschema wie in Abb. 6.9 gewählt. Zunächst öffnet das Brennstoffventil für 6 ms . Die Brennstoffinjektion erfolgt ohne Trägerströmung. Mit einem Verzug von 5 ms erfolgt das Öffnen des Stickstoffventils. Dadurch wird im Rohr verbliebener Brennstoff ausgeschoben, was die Vergleichbarkeit der einzelnen Injektionen gewährleistet. Der Verzug zwischen Brennstoff- und Stickstoffinjektion ermöglicht die Bildung eines Brennstoff/Luft-Gemisches und die Zündung unter motornahen Bedingungen.



Abbildung 6.9.: Synchronisation der Ventile für das Schattenverfahren. Die Tropfen strömen ohne Trägerströmung in die Kammer ein. Erst nach erfolgter Zündung strömt der Stickstoff zum Ausschieben des verbliebenen Brennstoffes in die Kammer ein. Der Laser und die Kamera lösen je zweimal aus. Aus dem Doppelbild wird die Tropfengeschwindigkeit berechnet.

6.2.2. Datenerfassung

Neben einer hohen örtlichen Auflösung ist auch eine hohe zeitliche Auflösung erforderlich, da die Tropfengrößenverteilung eine Zeitabhängigkeit aufweisen kann und dieses sich wiederum auf die Verbrennung und damit im Speziellen auf die Schadstoffbildung auswirken kann. In Abb. 6.9 ist neben dem Schaltschema der Ventile auch das Schaltschema

des Lasers und der Kamera aufgeführt. Als Referenzzeitpunkt für die Datenerfassung gilt der Start der Brennstoffinjektion. Die Aufnahme eines Doppelbildes erfolgt in diskreten Zeitschritten im Abstand von 1 ms . Der zeitliche Abstand zwischen den beiden Aufnahmen des Doppelbildes ist zu $\Delta t = 10\ \mu\text{s}$ festgesetzt. In Abb. 6.10 ist das Rohbild einer Schattenaufnahme zum Zeitpunkt $t = 22\text{ ms}$ bei $p_{inj} = 80\text{ bar}$ und $p_K = 20\text{ bar}$ am Austritt des Injektionsrohrs dargestellt. Darin sind sowohl Tropfen mit scharfer als auch mit unscharfer Berandung zu erkennen. Letztere befinden sich außerhalb des Bereiches, in welchem Tropfen ihres Durchmessers scharf abgebildet werden können.

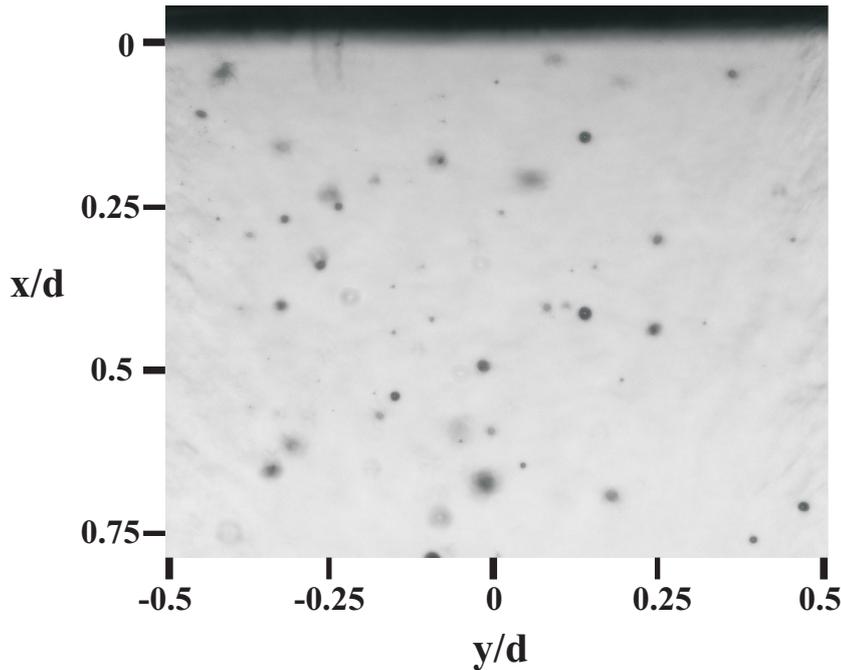


Abbildung 6.10.: Einzelschattenaufnahme am Düsenrohraustritt ($p_{inj} = 80\text{ bar}$, $p_K = 20\text{ bar}$) zum Zeitpunkt $t = 22\text{ ms}$ nach Start der Brennstoffinjektion. Es sind sowohl Tropfen mit scharf abgebildeter Berandung zu erkennen, als auch unscharfe Tropfen, welche sich außerhalb des Bereiches der Tiefenschärfe befinden. Der dunkle Bereich oberhalb von $x/d = 0$ ist die Kante des Injektionsrohrs.

Die Begrenzung des Bildbereichs auf Abmessungen von $2.11\text{ mm} \times 1.68\text{ mm}$ erlaubt es nicht, das komplette Spray in einem einzelnen Bildausschnitt zu erfassen. Zur detaillierten Untersuchung der Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung wird das Messsystem mithilfe der Positioniereinheit in x- und y-Richtung bewegt. Als Referenzpunkt für die Messungen wird der Mittelpunkt des Injektionsrohraustrittes gewählt. Das Fernfeldmikroskop wird auf die Messebene unterhalb der Düse fokussiert. Der erste Messpunkt befindet sich zentral unterhalb des Injektionsrohraustrittes und wird komplett im Bildausschnitt erfasst (Abb. 6.10). Die weiteren Positionen entlang der Strahlachse werden in Abständen von jeweils 5 mm angefahren. Das Spray wird in seiner axialen Entwicklung bis zu einer Entfernung von $x/d = 17.5$ untersucht. Bis zu dieser Position kann eine homogene Ausleuchtung des Hintergrunds gewährleistet werden. An jeder Position werden zu jedem diskreten Zeitschritt 100 Doppelbilder aufgenommen. Die Messpositionen sind in Abb. 6.11 aufgeführt.

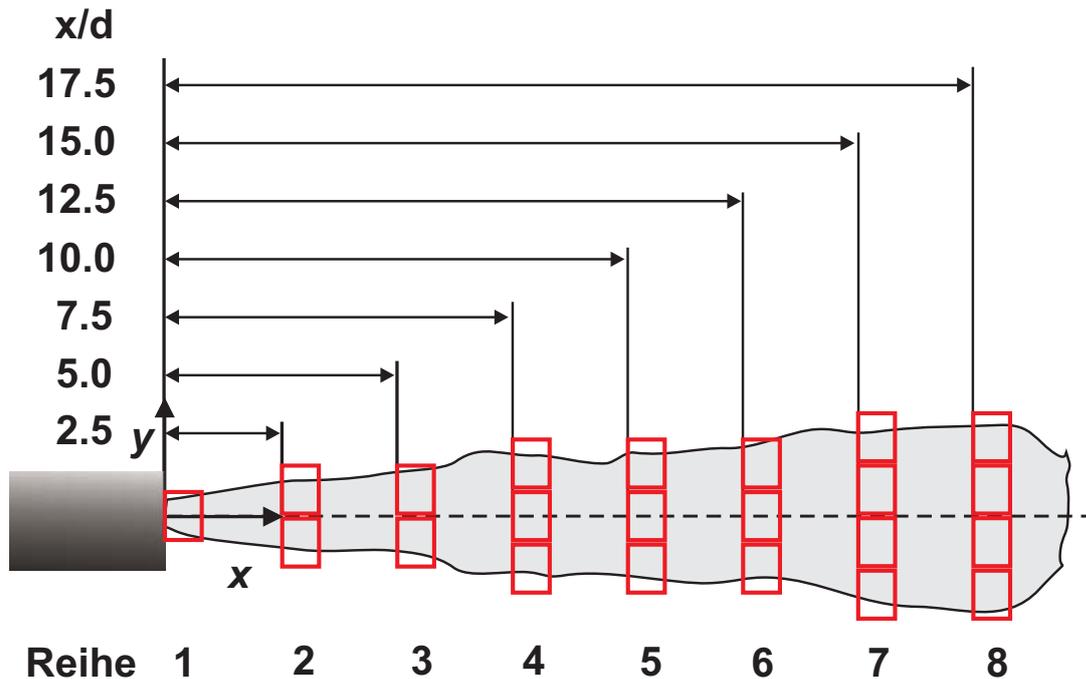


Abbildung 6.11.: Messpositionen im Spray. Die Vierecke stellen die Positionen des Bildbereichs dar. Der Mittelpunkt des Injektionsrohraustritts wird als absoluter Referenzpunkt herangezogen.

6.2.3. Datenverarbeitung

Gemäß der beschriebenen Vorgehensweise in Kapitel 4.3.3 wird im Rohdatenbild nach der Invertierung und dem Abzug des Hintergrunds nach Intensitätsgradienten gesucht, welche oberhalb des globalen Grenzwertes liegen (siehe Abb. 6.12). Diese Bereiche (hier grün dargestellt) werden im Folgenden einzeln untersucht. Zunächst werden die Aufnahmen mit einem 3×3 median Filter gefiltert. Dieser dient der Reduzierung von Rauschen und der Verstärkung der Intensitätsgradienten von Objekt und Hintergrund [55]. Der globale Grenzwert (*global threshold*) beträgt für alle Aufnahmen 15%.

Nach der Identifizierung von Objekten oberhalb des globalen Grenzwertes wird jedes einzelne Objekt separat untersucht. Für diese Auswertung wurde der obere Grenzwert zu 70% und der untere Grenzwert zu 40% gewählt. Die Auswertung der Objekte mit diesen lokalen Grenzwerten ist in Abb. 6.13 dargestellt. Für jeden detektierten Tropfen stehen somit gebundene Informationen aus Größe, Position, Form und der Geschwindigkeit zur Verfügung. Entsprechend der gewählten Grenzwerte sind Tropfen mit unscharfem Rand nicht in die Auswertung mit eingeflossen. Dies senkt zwar die Datenrate, jedoch erhöht sich die Genauigkeit bei der Vermessung der projizierten Fläche der Tropfen durch eine scharfe Kontur.

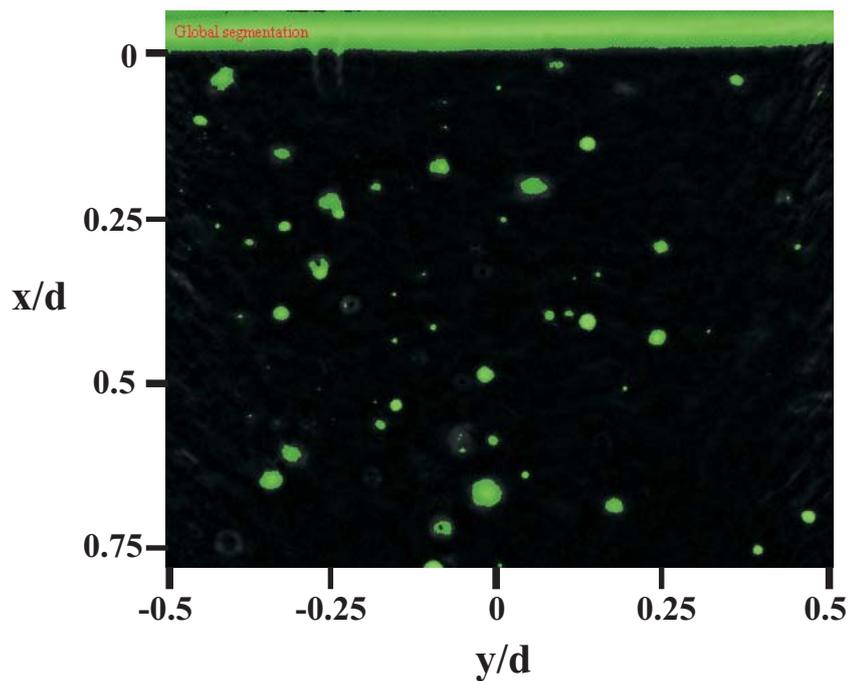


Abbildung 6.12.: Segmentierung von Objekten oberhalb des globalen Grenzwertes. Die Unterkante des Injektionsrohrs wird in diesem Schritt aufgrund des Intensitätsgradienten ebenfalls identifiziert.

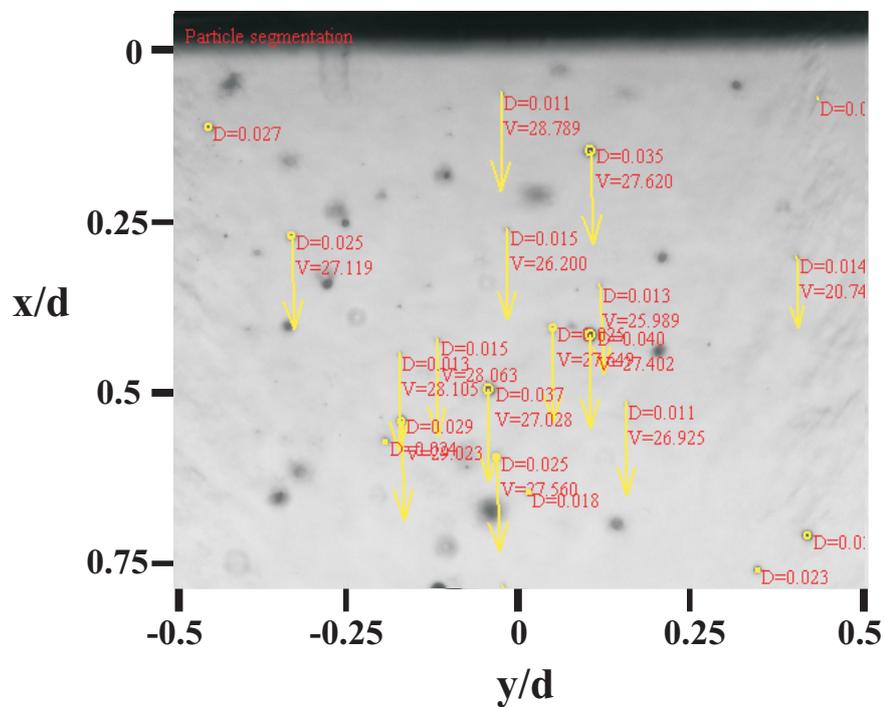


Abbildung 6.13.: Ergebnis der separaten Analyse der einzelner Objekte. Für jeden validierten Tropfen ist die Tropfengeschwindigkeit vermerkt, sofern im zweiten Doppelbild ein korrespondierender Tropfen gefunden wird.

6.2.4. Tropfengeschwindigkeitsverteilung

Für den Injektionsdruck von $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ bei einem Kammerdruck von $p_K = 20 \text{ bar}$ sind Axialgeschwindigkeiten von jeweils drei charakteristischen Zeitschritten über den Düsenquerschnitt in Abb. 6.14 aufgetragen. Für die Untersuchungen ist die Kammer mit Stickstoff gefüllt. Die Temperatur des Stickstoffs beträgt $T_K = 298 \text{ K}$. Die Temperatur des flüssigen Brennstoffs beträgt ebenfalls $T_{inj} = 298 \text{ K}$. Die Kurven repräsentieren dabei den Mittelwert der orts aufgelösten Geschwindigkeit. Die umgebenden Flächen stellen die Standardabweichung um den Mittelwert dar. Gemäß des geringeren Differenzdrucks bei einem Injektionsdruck von $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ in eine Kammeratmosphäre von $p_K = 20 \text{ bar}$ ergibt sich eine geringere Eintrittsgeschwindigkeit der Tropfen im Vergleich zum Injektionsdruck von $p_{inj} = 80 \text{ bar}$. Bei beiden Injektionsdrücken zeigt sich eine gleichbleibende Geschwindigkeitsverteilung bei den dargestellten Zeitschritten. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Impuls der Tropfen bei der Einströmung über die Injektionsdauer am Düsenaustritt konstant bleibt. Dies rührt daher, dass die Brennstoffinjektion zunächst den Stickstoff, der sich im Injektionsrohr befindet, ausschleibt. Beim Einströmen des Stickstoffs in die ruhende Kammeratmosphäre entstehen im düsen nahen Bereich ein Kopfwirbel und ein zugehöriges Rückstromgebiet [41]. Diese instationären Strömungseffekte werden nicht aufgelöst, da die Entwicklung des gasförmigen Freistahls mit dem Schattenverfahren nicht erfasst werden kann. Ebenso wird durch den Gasfreistahl zusätzlich Gas aus der Umgebung angesaugt. Ein stationäres Geschwindigkeitsfeld bildet sich bei einer rein gasförmigen Brennstoffinjektion bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 30 \text{ bar}$ bereits 8 ms nach Beginn der Injektion am Düsenrohraustritt aus [41]. Dies bedeutet, dass die ersten Tropfen, welche registriert wurden, in eine stationäre Strömung einströmen. Dies erklärt die annähernde Deckungsgleichheit der Geschwindigkeitsprofile bei beiden vorgestellten Injektionsdrücken. Die mittlere Geschwindigkeit zeigt bei beiden Injektionsdrücken am linken Rand einen geringeren Wert als beim rechten Rand. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Flüssigbrennstoff auf dieser Seite einen Wandfilm auf der

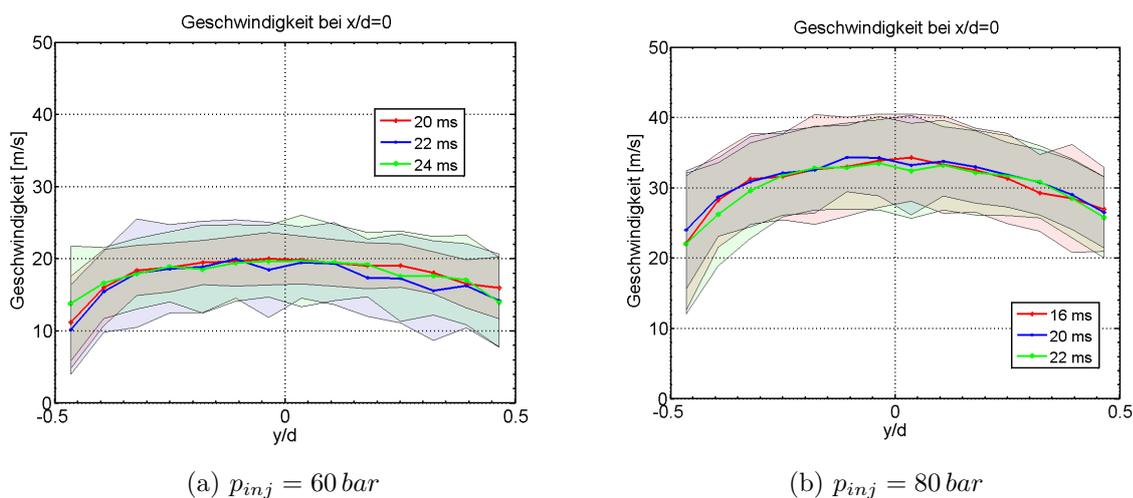


Abbildung 6.14.: Geschwindigkeitsprofile am Düsenrohraustritt zu drei Zeitpunkten bei $p_K = 20 \text{ bar}$: a) $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ b) $p_{inj} = 80 \text{ bar}$. Die Flächen um die Geschwindigkeitskurven geben die Standardabweichung der Geschwindigkeit zum jeweiligen Zeitpunkt an.

Innenseite des Injektionsrohrs bildet, welcher an der Düsenrohrkante abreißt und kleine Tropfen bildet. Diese Tropfen, die erst am Düsenrohraustritt entstehen, nehmen maximal die Geschwindigkeit der Gasströmung an dieser Stelle an, welche im Randbereich des Freistrahls ihren geringsten Betrag hat. Die Entwicklung der mittleren Axialgeschwindigkeit auf der Freistrahlachse ($y/d = 0$) ist für $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ in Abb. 6.15 zeitaufgelöst dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die mittlere Tropfengeschwindigkeit zwischen $x/d = 0$ und $x/d = 5$ deckungsgleich ist. Die Tropfen befinden sich in diesem Bereich noch in der stationären Strömung und erfahren keine Verzögerung. Der Anstieg der Geschwindigkeit ab dem Zeitpunkt 27 ms an der Stelle $x/d = 0$ und dem Zeitpunkt 28 ms an der Stelle $x/d = 2.5$ ist darauf zurückzuführen, dass die Tropfengröße zu diesem Zeitpunkt sehr klein ist. Dies ist aus der Massenstromdichte in Kapitel 7 ersichtlich. Demnach folgen die Tropfen der Stickstoffnacheindüsung sehr gut und heben dadurch den Mittelwert an. Für eine Korrelation mit der Selbstzündung ist dieser Bereich nicht von Interesse, da die Selbstzündung zwischen $t_{ign} = 21 - 22 \text{ ms}$ auftritt.

Zwischen den Positionen $x/d = 0$ und $x/d = 10$ treten die ersten Tropfen beim Zeitpunkt 17 ms auf. Dies bedeutet, dass der Beginn der Einströmung zwischen den Zeitschritten 16 und 17 ms erfolgt. Durch die zeitliche Diskretisierung der Aufnahmezeitpunkte von einer Millisekunde kann keine höhere zeitliche Auflösung erfolgen. An der nächsten Position werden die ersten Tropfen eine Millisekunde später ausgemacht. An den Positionen $x/d = 15$ und 17.5 werden die Tropfen wiederum eine Millisekunde später detektiert. Die Geschwindigkeitsentwicklung an diesen beiden Positionen ist beinahe deckungsgleich. Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass im Bereich von $x/d = 10$ die Tropfen die größte Verzögerung erfahren.

Dies wird durch die Betrachtung der Geschwindigkeit an den jeweiligen Orten gestützt. An den axialen Positionen $x/d = 0$ bis 5 sind die Geschwindigkeiten im interessanten Zeitbereich nahezu deckungsgleich, was auf den Einfluss der stationären Strömung durch das angesaugte Kammergas und den Impuls der Tropfen zurückzuführen ist. Die Geschwindigkeit bei $x/d = 7.5$ weist bereits eine Verzögerung auf, welche sich bei $x/d = 10$ noch einmal vergrößert. Weiter entfernt auf der Freistrahlachse zwischen $x/d = 12.5$ und 15 ist die Verzögerung der Tropfen wieder geringer und zwischen $x/d = 15$ und 17.5 nicht mehr detektierbar, da hier die Geschwindigkeitsverläufe deckungsgleich sind. Dies lässt darauf schließen, dass die Verzögerung der Tropfen zwischen $x/d = 9$ und $x/d = 12.5$ am größten ist.

Die Entwicklung der mittleren Axialgeschwindigkeit auf der Freistrahlachse ($y/d = 0$) für $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ ist in Abb. 6.16 zeitaufgelöst dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die mittlere Geschwindigkeit der Tropfen bereits bei $x/d = 2.5$ eine Verzögerung erfährt. Die Tropfen haben hier zunächst eine höhere Eintrittsgeschwindigkeit als beim Injektionsdruck $p_{inj} = 60 \text{ bar}$. Durch den höheren Injektionsdruck erfahren die Tropfen höhere destabilisierende Kräfte und haben bei $x/d = 0$ bereits einen geringeren Durchmesser als bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ (Kapitel 6.2.5). Entsprechend Gl. 2.23 verringert sich die Relaxationszeit eines Tropfens quadratisch mit der Durchmesserabnahme. Dies bedeutet, dass der geringere Impuls bei Tropfen mit kleinerem Durchmesser zu einer schnelleren Verzögerung als bei den Tropfen mit größerem Durchmesser bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ führt. Dadurch setzt bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ die Verzögerung der Tropfen nach einer kürzeren Weglänge als bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ ein. Diese Verzögerung ist zwischen $x/d = 0$ und 2.5 erkennbar. Zwischen $x/d = 2.5$ und 7.5 sind die Geschwindigkeiten wiederum vergleichbar. Eine weitere Verzögerung erfahren die Tropfen bei $x/d = 10$. Anders als bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ stellt

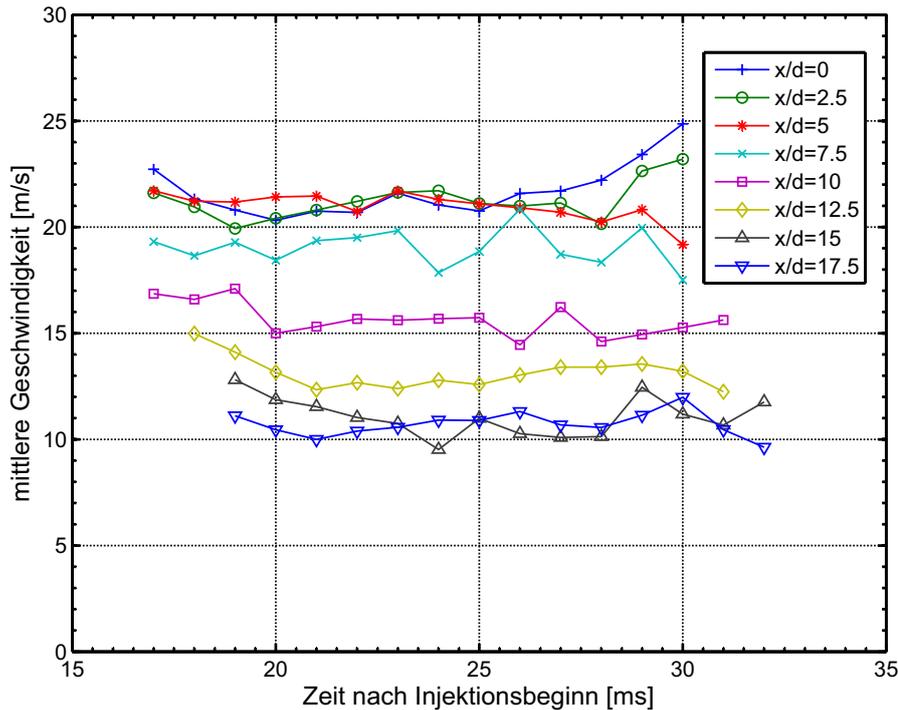


Abbildung 6.15.: Zeit- und orts aufgelöste Entwicklung der mittleren Axialgeschwindigkeit auf der Freistrahllachse ($p_{inj} = 60 \text{ bar}$, $p_k = 20 \text{ bar}$). Eine Verringerung der Tropfengeschwindigkeit ist erst bei $x/d = 10$ erkennbar.

sich keine gleichbleibende Geschwindigkeit an den weiteren Messpositionen ein, sondern die Geschwindigkeit fällt kontinuierlich weiter ab. Dies resultiert aus dem höheren Anfangsimpuls der Tropfen, welcher über eine längere Strecke in die Umgebung übergeht. Die einzelnen Phasen der Verzögerung können auch am Zeitpunkt der ersten Tropfendetektion am Messort aufgezeigt werden. An den Messpositionen zwischen $x/d = 0$ und 10 werden im selben Zeitfenster zwischen 13 und 14 ms die ersten Tropfen detektiert. Ab der Position $x/d = 10$ treten die ersten Tropfen zwischen 14 und 15 ms auf. Diese geringe zeitliche Verzögerung bei der Detektion der ersten Tropfen belegt die geringere Verzögerung, die die Tropfen bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ erfahren.

Aus Abb. 6.15 und Abb. 6.16 kann eine Aussage über den Tropfenzerfall bzw. die Tropfenverdampfung gemacht werden. Bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ sind Tropfen an fast allen Position über einen Zeitraum von dreizehn Millisekunden detektierbar. Das lässt darauf schließen, dass die Tropfendurchmesser- und -verteilung breiter ist als bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$. Hier verkürzt sich der Zeitraum, in welchem Tropfen detektiert werden können, mit zunehmendem Abstand vom Düsenaustritt. Dies lässt darauf schließen, dass die Tropfen aufgrund der höheren Eintrittsgeschwindigkeit eher zum sekundären Zerfall neigen, und dass der Brennstoff mit größer werdender Entfernung vom Austritt durch Zerfall und Verdampfung komplett in den gasförmigen Zustand übergegangen ist oder die Brennstofftropfen aufgrund eines geringen Durchmessers nicht mehr detektiert werden können.

In Abb. 6.17 sind für zwei der charakteristischen Zeitschritte aus Abb. 6.14 die Geschwindigkeitsfelder im gesamten erfassten Spray aufgetragen. Neben der Geschwindigkeitskomponente in Freistrahllrichtung v_x sind in dieser Abbildung die Geschwindigkeit quer zur Strahlrichtung v_y überlagert dargestellt. Es ist für beide Injektionsdrücke zu

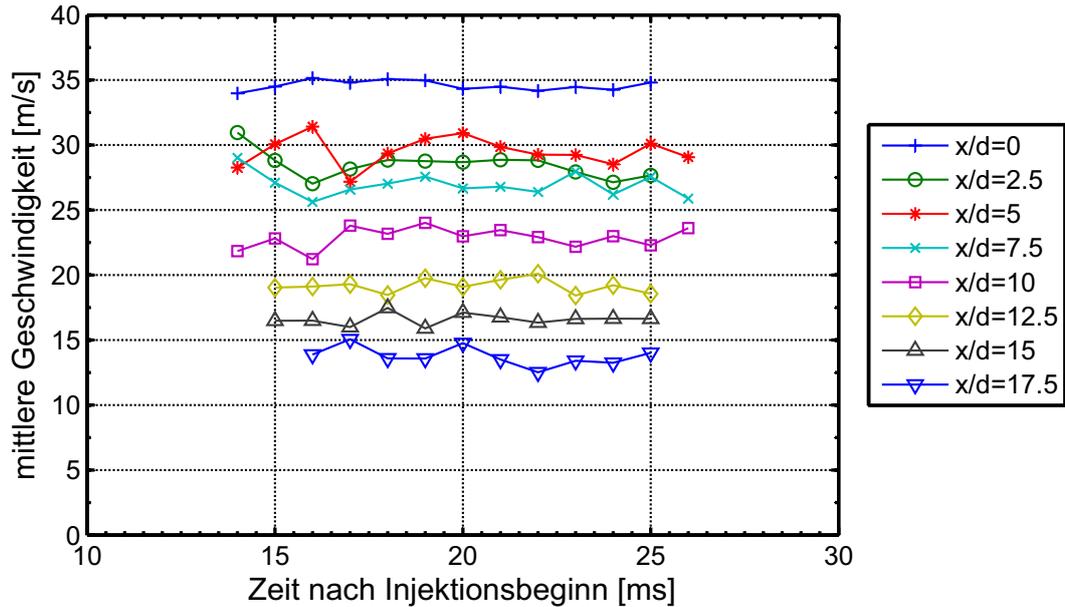


Abbildung 6.16.: Zeit- und orts aufgelöste Entwicklung der Axialgeschwindigkeit auf der Freistrahachse ($p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $p_k = 20 \text{ bar}$). Eine Verringerung der Tropfengeschwindigkeit ist hier bereits bei $x/d = 2.5$ erkennbar.

erkennen, dass v_y fast keinen Einfluss auf die resultierende Geschwindigkeit hat. Bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ ist im Randbereich bei $x/d = 7.5$ und 10 erkennbar, dass die Querkomponente der resultierenden Geschwindigkeit eine geringe Auswirkung hat. Dies ist auf den generell geringeren Impuls und die Tatsache zurückzuführen, dass die Tropfen am Strahlrand den höchsten Scherkräften im Spray ausgesetzt sind und dadurch einen geringeren Durchmesser als im Spraykern annehmen. Dadurch folgen sie der Gasströmung besser, welche in der Scherschicht Randwirbel ausbildet [41]. Diese tragen die Tropfen nach außen und induzieren dadurch eine Querkomponente in der registrierten Geschwindigkeit. Neben der bereits beschriebenen Geschwindigkeitsabnahme entlang der Freistrahachse

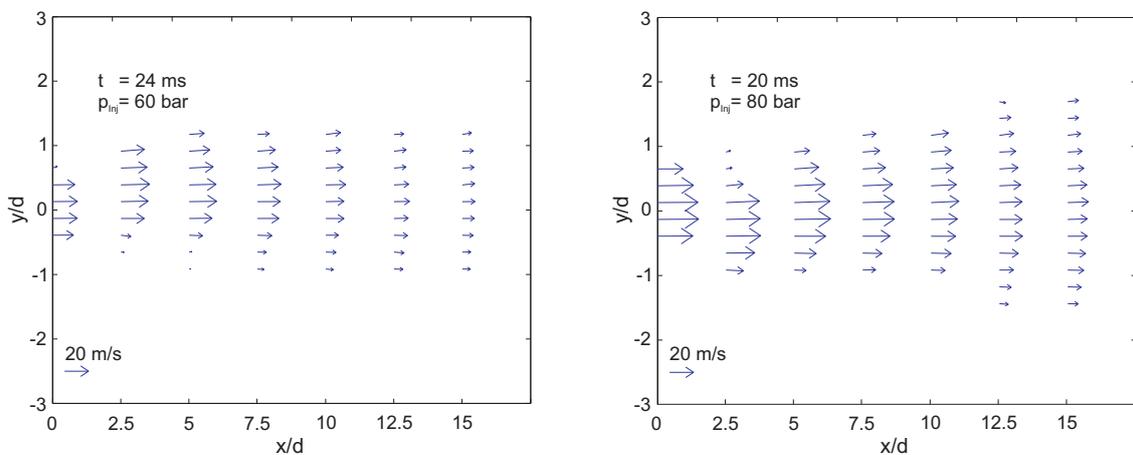


Abbildung 6.17.: Die Vektoren bilden das mittlere Geschwindigkeitsfeld ab (links: $p_{inj} = 60 \text{ bar}$, $t = 24 \text{ ms}$, rechts: $p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $t = 20 \text{ ms}$, $p_K = 20 \text{ bar}$)

ist in Abb. 6.17 zusätzlich zu erkennen, dass die Sprayaufweitung bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ größer ist als bei einem Injektionsdruck von $p_{inj} = 60 \text{ bar}$. Durch den höheren Injektionsdruck bilden sich in der Scherschicht des stationären Strahls größere Wirbel, welche die Tropfen nach außen tragen. Durch den größeren Impuls der Tropfen bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ ist dieser Effekt jedoch erst ab $x/d = 12.5$ sichtbar. Dieser Effekt ist für die motorische Verbrennung von Vorteil. Durch eine größere räumliche Ausdehnung des Sprays vergrößert sich das Luft-/Brennstoff-Verhältnis. Dadurch steht zum einen mehr Luft und damit mehr Sauerstoff für die Verbrennung zur Verfügung und zum anderen wird durch einen höheren Anteil erwärmter Luft die Energie zur Verdampfung der Tropfen bereitgestellt bei gleichzeitig geringerer Abkühlung der Umgebung. Aufgrund der Ortsauflösung ist die in Abb. 6.14a beobachtete geringere Geschwindigkeit bei $y/d = -0.5$ im Vergleich zur Geschwindigkeit bei $y/d = 0.5$ in Abb. 6.17 an der Stelle $x/d = 0$ nicht auflösbar.

6.2.5. Tropfengrößenverteilung

Aus den Messungen mit dem ShadowSizing-Master-Verfahren wird neben der Geschwindigkeit auch die Tropfengröße berechnet. Grundlage hierfür sind die Tropfenschatten aus dem ersten Bild der Doppelbildsequenz (Abb. 6.13). In Abb. 6.18 ist der mittlere Durchmesser D_{10} und dessen Standardabweichung RMS (*Root Mean Square*) für drei Zeitschritte dargestellt. Der Messbereich erstreckt sich bei $x/d = 0$ von $y/d = -0.5$ bis 0.5 . Der Injektionsdruck beträgt $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ bei einem Kammerdruck von $p_K = 20 \text{ bar}$. Der mittlere Durchmesser in Abb. 6.18a weist in den Randbereichen einen geringeren Wert als in der Freistrahlmittle auf. Dies ist auf zwei Ursachen zurückzuführen. Zum einen sind die Tropfen im Randbereich der Strömung einem größeren Geschwindigkeitsgradienten ausgesetzt, was zu schnellerem Zerfall und zur Verdampfung führt und zum anderen kann sich vom Rand ein Brennstofffilm lösen, welcher kleine Tropfen entstehen lässt. Dies deckt sich mit den Beobachtungen bei der Geschwindigkeitsuntersuchung in Abb. 6.14. Ebenso ist auch hier zu erkennen, dass die mittlere Geschwindigkeit am linken Rand ($y/d = -0.5$) geringer ist als auf der gegenüberliegenden Seite des Injektionsrohraustritts. Die breite Streuung in Abb. 6.18b lässt den Schluss zu, dass neben den Tropfen, welche sich aus dem primären und sekundären Zerfall im Injektionsrohr gebildet haben, auch Tropfen aus mehreren Einzeltropfen in Kollisionen und Verschmelzung gebildet haben müssen.

Die zeitliche Entwicklung des mittleren Durchmessers D_{10} für $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ ist für vier Messpositionen $x/d = 0, 5, 10$ und 15 in Abb. 6.19 dargestellt. An der Stelle $x/d = 0$ ist zu Beginn der Injektion ein mittlerer Durchmesser von etwa $80 \mu\text{m}$ erkennbar. Dieser fällt ab dem Zeitpunkt 21 ms zunächst stark ab und weist im Weiteren eine Abnahme auf etwa $40 \mu\text{m}$ auf. Im weiteren Verlauf der Einströmung am Injektionsrohraustritt sinkt der mittlere Durchmesser weiter ab. Die Tropfen werden dabei auch von der nachfolgenden Stickstoffinjektion ausgeschoben. Dieser Vorgang bewirkt einen weiteren sekundären Zerfall und eine beschleunigte Verdunstung der Tropfen, was sich im sinkenden mittleren Durchmesser äußert. Das Resultat dieser beiden Vorgänge wird durch die verringerten mittleren Durchmesser bei $x/d = 5$ und 10 dargestellt. Im weiteren räumlichen Verlauf bei $x/d = 15$ zeigt sich, dass der mittlere Durchmesser wieder zunimmt. Dies resultiert auf der einen Seite aus der weiter fortlaufenden Verdunstung und dem Zerfall kleiner Tropfen. Diese gehen entweder komplett in die Gasphase über oder erreichen einen so kleinen Durchmesser, dass sie vom Messsystem nicht mehr erfasst werden können. Auf der anderen Seite befinden sich auch noch größere Tropfen im Spray, welche einen längeren

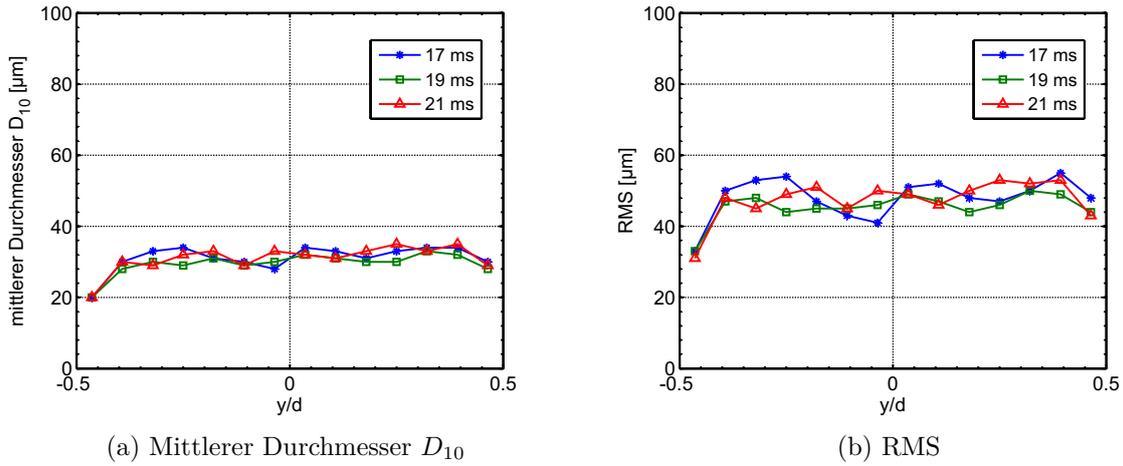


Abbildung 6.18.: Durchmesserprofile am Düsenrohraustritt zu drei Zeitpunkten bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$

Zeitraum zum Verdampfen als die kleinen Tropfen brauchen und zudem noch nicht gänzlich zerfallen sind. Als Resultat werden nur noch diese Tropfen erfasst und der mittlere Durchmesser steigt an.

Das lässt sich auch anhand des registrierten Tropfengrößenspektrums an den Positionen auf der Sprayachse erklären. In Abb. 6.20 sind jeweils die Tropfengrößenverteilungen an denselben Messpositionen wie in Abb. 6.19 aufgeführt. Dabei ist die Anzahl der registrierten Tropfen einer Tropfengrößenklasse mit der Gesamtzahl der registrierten Tropfen an dieser Stelle normiert. Diese Normierung liefert die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tropfen aus einer Größenklasse auftritt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tropfen irgendeinen Durchmesser d aufweist, ist 1. Daraus ergibt sich die Normierungsbedingung [87]

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(d) dd = 1. \quad (6.1)$$

In Abb. 6.20a ist die Tropfenverteilung am Düsenrohraustritt dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung breit ist und keinen ausgeprägten Peak besitzt. Vor allem bis zu einem Durchmesser von $125 \mu\text{m}$ sind die Auftretenswahrscheinlichkeiten vergleichbar. An der Stelle $x/d = 5$ entsteht ein Schwerpunkt in der Verteilung um die Größenklasse $d = 20 \mu\text{m}$. Dadurch nimmt entsprechend der Normierungsbedingung in Gl. 6.1 die Auftretenswahrscheinlichkeit für größere Durchmesser ab. Die Ursache dafür ist der sekundäre Zerfall und die Verdunstung der Tropfen. An der Stelle $x/d = 10$ ist der Peak bei $d = 20 \mu\text{m}$ ebenfalls erkennbar und die Auftretenswahrscheinlichkeit für $d > 100 \mu\text{m}$ hat sich noch weiter verringert. Dieses Verhalten ändert sich an der Stelle $x/d = 15$ (Abb. 6.20d). Durch die Verdunstung und den Zerfall der kleinen Tropfen in einen Durchmesserbereich, der nicht mehr aufgelöst werden kann, fällt deren Auftretenswahrscheinlichkeit. Nach dem D^2 -Model in Gl. 2.27 nimmt die Lebenszeit eines Tropfens durch Verdampfung quadratisch mit dessen Durchmesser ab. Dies begründet den rapiden Abfall der Auftretenswahrscheinlichkeit von Tropfen mit geringem Durchmesser.

In Abb. 6.21 ist der mittlere Durchmesser bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ mit zeitlicher und örtlicher Auflösung dargestellt. Der Messort in radialer Richtung befindet sich bei $y/d = 0$. Direkt am Düsenaustritt ($x/d = 0$) ist die deutliche Abnahme des mittleren Durchmessers

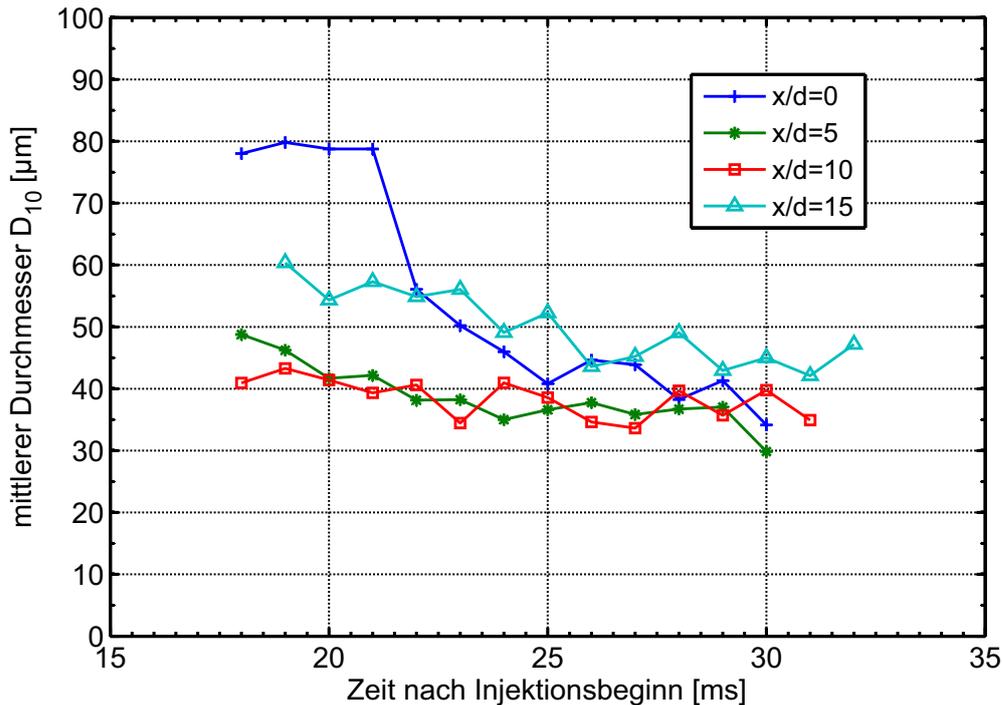


Abbildung 6.19.: Zeitliche und örtliche Auflösung des mittleren Durchmessers D_{10} bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$

über die Zeit erkennbar. Dies resultiert aus der Bildung größerer Tropfen durch Kollision und Verschmelzung beim Durchströmen des Injektionsrohrs. Ab dem Zeitpunkt 16 ms stellt sich am Düsenrohraustritt ein konstanter mittlerer Durchmesser von $30 \mu\text{m}$ ein. Diese Tropfen werden von der Stickstoffnacheindüsung aus dem Injektionsrohr geschoben und dort auch zum Zerfall angeregt. An der Stelle $x/d = 5$ ist bei den ersten erfassten Tropfen ein Abfall des mittleren Durchmessers erkennbar. Dies ist auf die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Kammergas beim Einströmen zurückzuführen. Dadurch verlieren die ersten Tropfen durch Zerfall und Verdampfung beim Zeitpunkt $t = 14 \text{ ms}$ 26% ihres Durchmessers. Ab dem Zeitpunkt $t = 16 \text{ ms}$ sind die Durchmesserprofile der axialen Positionen deckungsgleich. Die Stickstoffnacheindüsung und die angesaugte Luft aus der Kammeratmosphäre bilden einen stationären Freistrahls in welchem sich die Tropfen bewegen und nur noch geringe äußere Kräfte erfahren. Deshalb kann ein Ansteigen des mittleren Durchmessers ab $x/d = 7.5$ hier nicht registriert werden.

In Abb. 6.22 ist die Tropfengrößenverteilung für einen Druck von $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$ von vier Positionen auf der Freistrahlsachse zu einem diskreten Zeitpunkt dargestellt. Durch die höhere Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Atmosphäre zeigt sich an jeder Position im Spray ein Schwerpunkt in der Verteilung bei $d = 20 \mu\text{m}$. Dieser tritt auch bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ in Abb. 6.20b und 6.20c auf. Jedoch ist bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ die Auftretenswahrscheinlichkeit von Tropfen mit $d > 100 \mu\text{m}$ nahe bei Null für alle Positionen.

In Abb. 6.23 ist für beide Injektionsdrücke der mittlere Durchmesser im Spray ortsdiskret zu denselben Zeitpunkten wie an Abb. 6.17 aufgetragen. Zur quantitativen Einordnung der Kreise, welche den mittleren Durchmesser des jeweiligen Bereiches repräsentieren, ist ein Kreis mit einem Durchmesser von $d = 50 \mu\text{m}$ im Diagramm eingefügt.

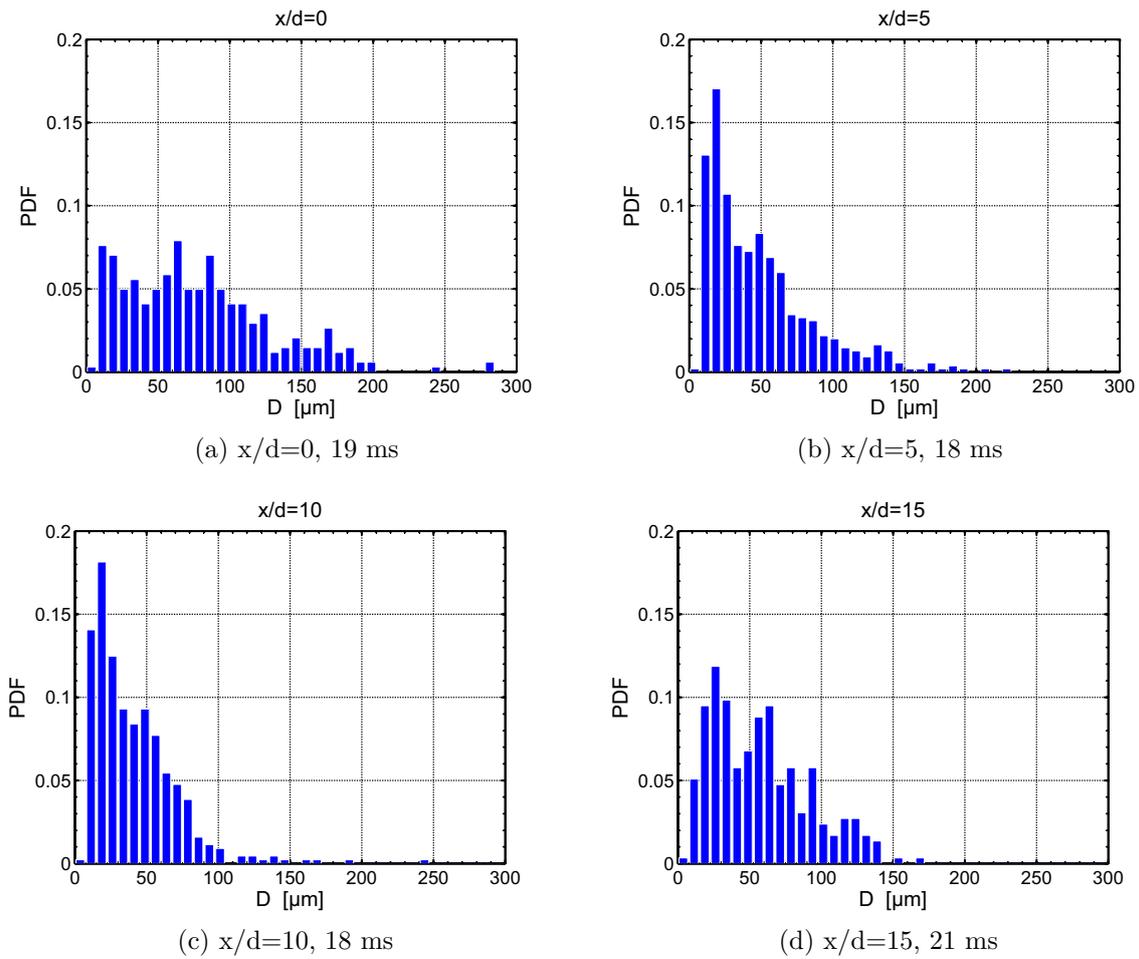


Abbildung 6.20.: Ausgewählte Histogramme der Tropfengrößerverteilung auf der Sprayachse ($y/d=0$) bei $p_K = 20 \text{ bar}$ und $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ zu verschiedenen Zeitpunkten. Die Tropfengrößenklassen sind über ihrer Auftretenswahrscheinlichkeit aufgetragen.

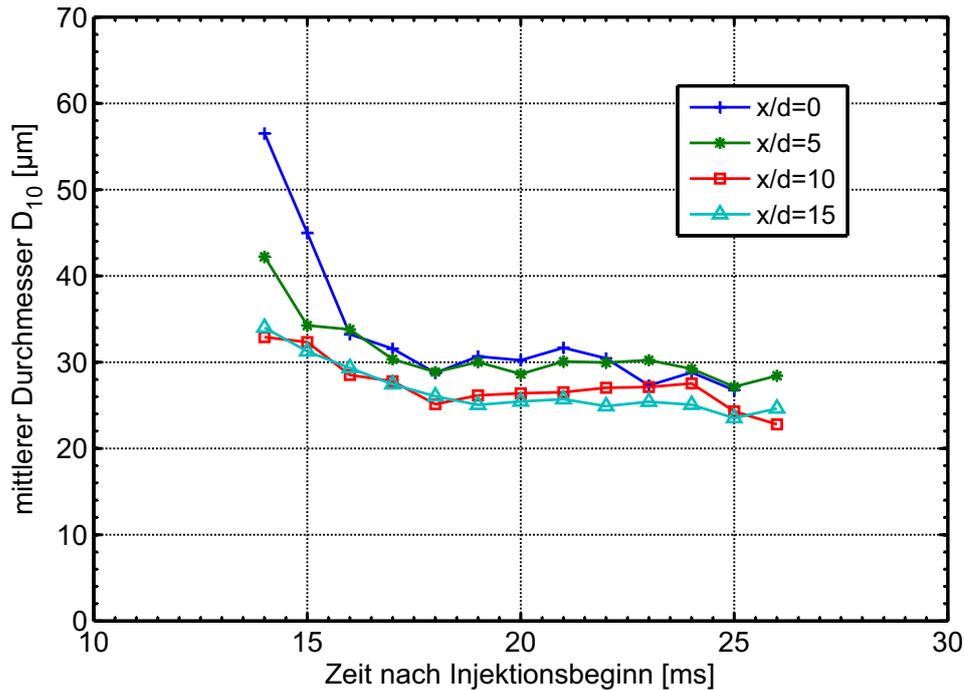


Abbildung 6.21.: Zeitliche und örtliche Auflösung des mittleren Durchmessers D_{10} bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$

Es ist im Tropfengrößenfeld von $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ zu erkennen, dass die Tropfengrößenverteilung im Vergleich zu $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ größere Durchmesser aufweist, wobei die Werte am Düsenrohraustritt und bei $x/d = 15$ den größten Wert haben. Der mittlere Durchmesser fällt bis zur Positionen $x/d = 7.5$ ab. Bei den sich weiter abwärts befindlichen Positionen steigt der mittlere Durchmesser wieder an. Dies ist durch die breite Verteilung der Tropfendurchmesser zu erklären. Während die größeren Tropfen im detektierten Größenspektrum vergleichsweise langsam verdampfen, verlieren die kleinen Tropfen im weitaus größeren Maße an Masse und sind entweder komplett verdampft oder können nicht mehr detektiert werden, was zu einer wiederholten Anhebung des mittleren Durchmessers führt. Für $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ zeigt die mittlere Durchmesserverteilung ab $x/d = 5$ keine signifikante Änderung. Im Randbereich bei $x/d = 2.5$ ist bereits eine Abnahme des mittleren Durchmessers erkennbar, was wiederum auf die erhöht einwirkenden Kräfte in der Scherschicht zurückzuführen ist. Der mittlere Durchmesser im Kernbereich des Sprays gleicht sich im weiteren Verlauf dem Durchmesser im Randbereich an, bis bei $x/d = 12.5$ und 15 der mittlere Tropfendurchmesser über den Querschnitt von vergleichbarer Größe ist.

Der Sauter-Mean-Diameter (Gl. 2.25) ist in Abb. 6.24 für $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ zeit- und orts aufgelöst dargestellt. Der in Abb. 6.19 erkennbare Anstieg des mittleren Durchmessers bei $x/d = 15$ ist hier nicht so ausgeprägt, besitzt aber dennoch denselben qualitativen Verlauf. Zunächst ist ein hoher SMD am Austritt erkennbar, was auf Tropfenkoaleszenz im Injektionsrohr zurückzuführen ist. Der SMD hat bereits an der Position $x/d = 5$ 30% an Länge abgenommen. Die Ursache dafür ist hauptsächlich der sekundäre Tropfenzerfall, da die Zeit zur vollständigen Verdampfung quadratisch mit dem Durchmesser gemäß Gl. 2.28 steigt. Eine homogene Verteilung des SMD über die räumliche Ausbreitung des Sprays ist ab $t = 26 \text{ ms}$ erreicht, da hier die Verläufe des SMD annähernd deckungsgleich sind. Dies lässt darauf schließen, dass der sekundäre Zerfall beendet ist.

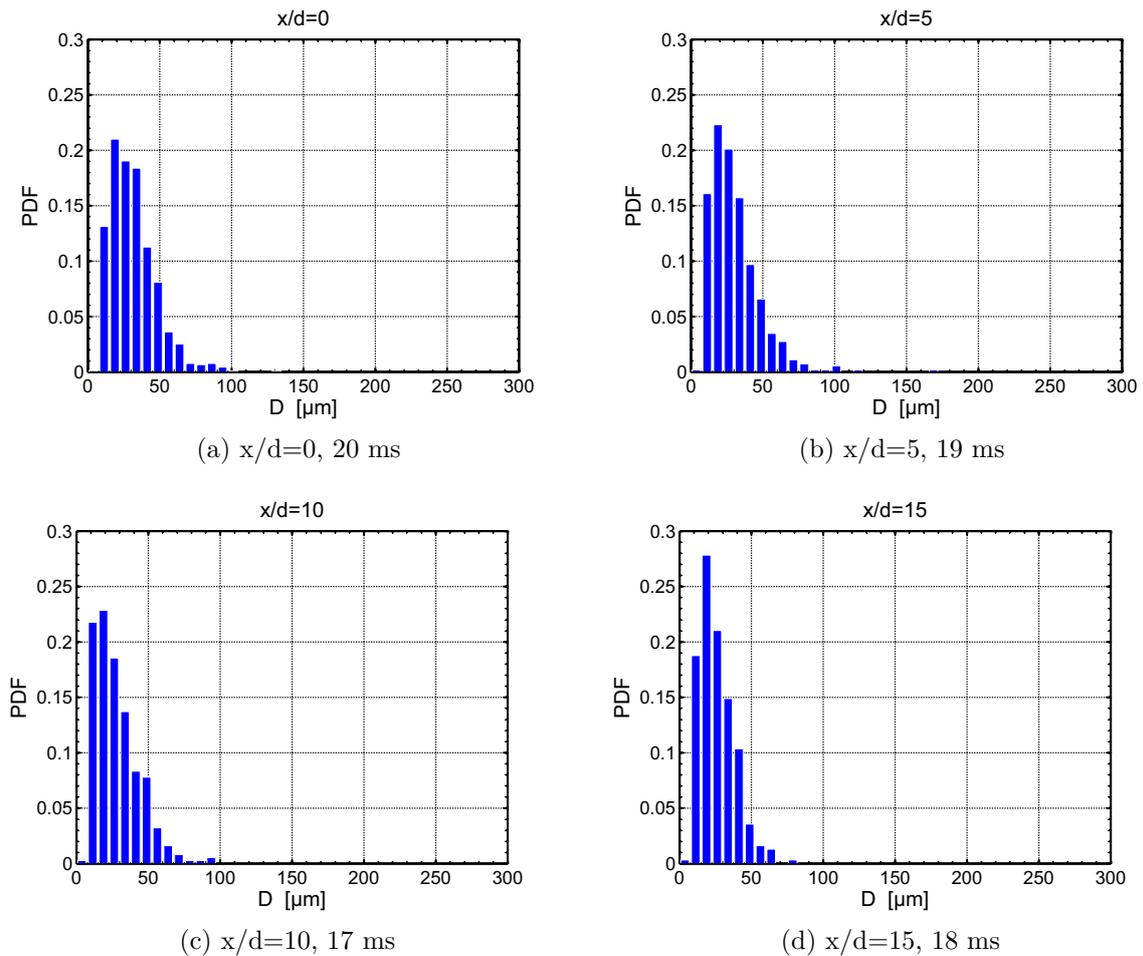


Abbildung 6.22.: Ausgewählte Histogramme der Tropfengrößerverteilung auf der Sprayachse ($y/d=0$) bei $p_K = 20 \text{ bar}$ und $p_{inj} = 80 \text{ bar}$. Die Tropfengrößenklassen sind über ihrer Auftretenswahrscheinlichkeit aufgetragen.

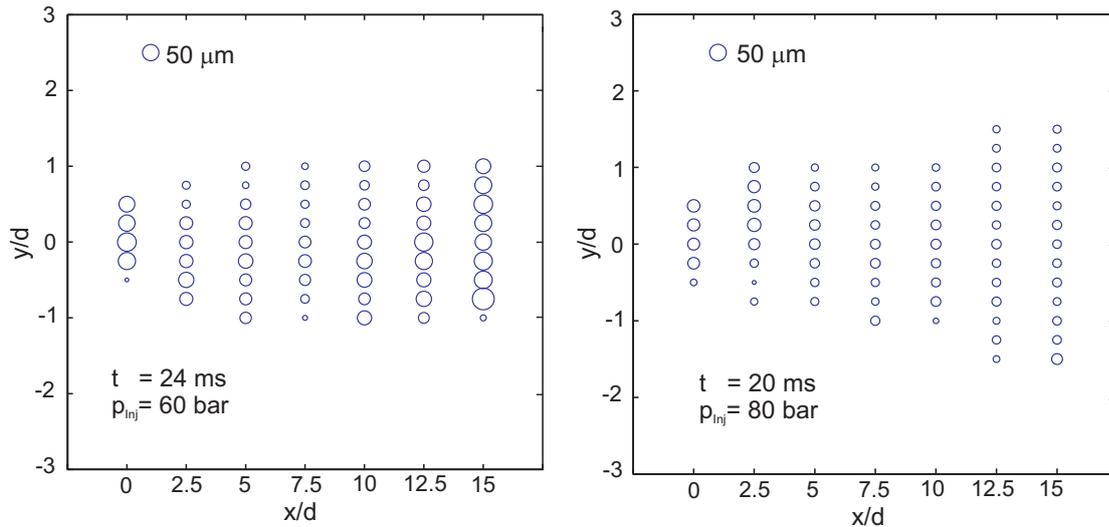


Abbildung 6.23.: Ortsaufgelöste Verteilung des mittleren Tropfendurchmessers für $p_{inj} = 60$ und 80 bar bei $p_K = 20 \text{ bar}$

Für einen Injektionsdruck von $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ ist der SMD in Abb. 6.25 aufgetragen. Hier wird keine Überlagerung der zeitlichen Entwicklung des SMD an den Messpositionen im Spray wie bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ erreicht. Dies bedeutet, dass die Tropfen mit zunehmendem Abstand von Injektionsrohraustritt an Durchmesser abnehmen. Dies ist auf die höhere Tropfengeschwindigkeit zurückzuführen.

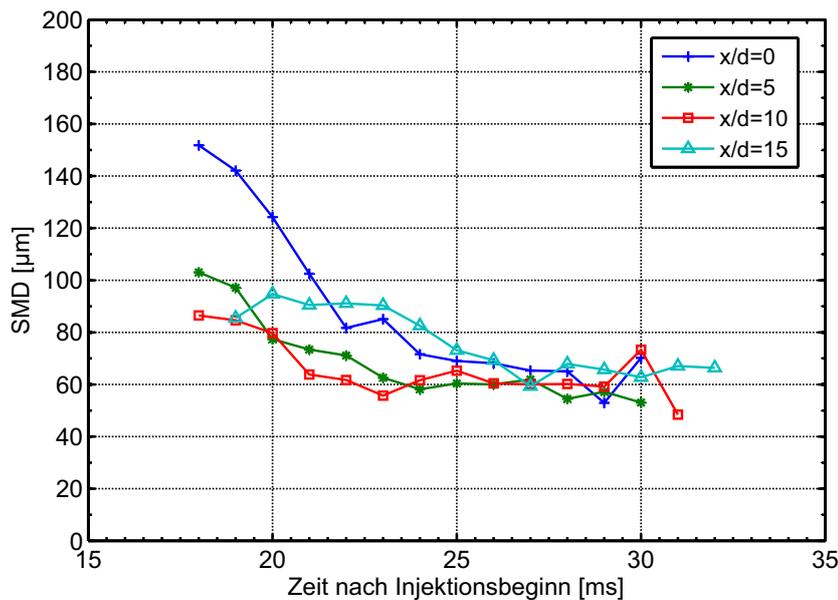


Abbildung 6.24.: Der ortsaufgelöste SMD bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$ an vier Positionen auf der Sprayachse.

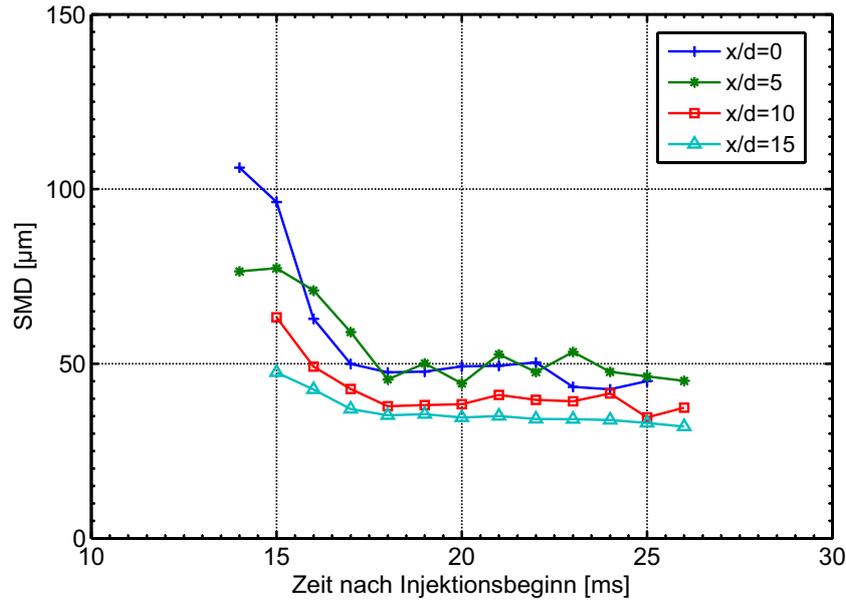


Abbildung 6.25.: Der orts aufgelöste SMD bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$ an vier Positionen auf der Sprayachse.

6.2.6. Gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

Um die Beziehung zwischen Tropfengrößenverteilung und Tropfengeschwindigkeitsverteilung ort- und zeitaufgelöst darzustellen, eignet sich die gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*Joint Probability Density Function, JPDF*). Aus einer solchen JPDF kann die Wahrscheinlichkeit entnommen werden, mit welcher ein Tropfen mit dem Durchmesser d das Messvolumen mit der instantanen Geschwindigkeit v durchtritt. Die Wahrscheinlichkeit, womit ein Tropfen mit beliebiger Geschwindigkeit v und beliebigem Durchmesser d auftritt, liegt bei 1, was zur folgenden Normierungsbedingung führt [86]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(d, v) \, dd \, dv = 1. \quad (6.2)$$

In Abb. 6.26 sind gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für zwei Bereiche in radialer Richtung unterhalb des Injektionsrohrendes ($x/d = 0$) dargestellt. Der Injektionsdruck dabei ist $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ bei $p_K = 20 \text{ bar}$ zum Zeitschritt $t = 19 \text{ ms}$. In Abb. 6.26a ist die gebundene Wahrscheinlichkeit auf der Strahlachse ($y/d = 0$) aufgetragen. Aus der Verteilung ist zu entnehmen, dass die Tropfenverteilung an dieser Stelle sehr breit ist. Ebenso kann festgestellt werden, dass die Tropfengeschwindigkeitsverteilung im Vergleich sehr schmal ist. Das lässt darauf schließen, dass die Tropfen sich nur mit geringer Relativgeschwindigkeit in der Gasströmung bewegen. In Abb. 6.26b erstreckt sich der Auswertebereich über den gesamten Düsenaustritt. Neben den Informationen aus Abb. 6.26a enthält diese Darstellung zusätzlich Informationen über die Auftretenswahrscheinlichkeit in der Scherschicht der Strömung. Der Unterschied macht sich in der hinzugekommenen Auftretenswahrscheinlichkeit von Tropfen mit geringem Durchmesser und verringerter Geschwindigkeit bemerkbar. Da diese Wahrscheinlichkeit aber nur einen geringen Betrag hat und der Schwerpunkt der Wahrscheinlichkeitsverteilung keine deutliche Änderung gegenüber Abb. 6.26a aufweist, ist davon auszugehen, dass fast über den gesamten Querschnitt die Verteilung der Tropfengröße und -geschwindigkeit gleich ist.

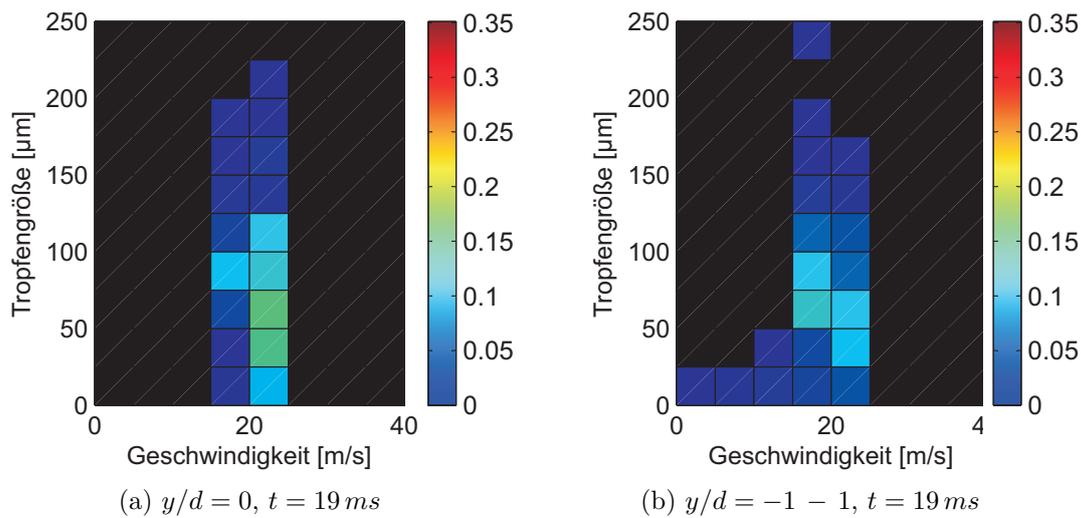


Abbildung 6.26.: Gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ und $x/d = 0$

Für die Abstände $x/d = 5$ und $x/d = 10$ vom Injektionsrohraustritt sind in Abb. 6.27 je zwei gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ aufgetragen. In Abb. 6.27a ist die JPDF im Abstand $x/d = 5$ auf der Strahlachse $y/d = 0$ zum Zeitpunkt $t = 19 \text{ ms}$ dargestellt. Im Vergleich zu Abb. 6.26a ist hier die Verteilung der Geschwindigkeiten verbreitert, was sich zum einen auf die Verzögerung durch die Kammeratmosphäre zurückführen lässt. Zum anderen ist eine Auftretenswahrscheinlichkeit von Tropfen mit einer Geschwindigkeit von mehr als 25 m/s erkennbar. Dies ist darauf zurückzuführen, dass durch den Tropfenaufbruch kleinere Tropfen entstanden sind, welche der Strömung der angesaugten Luft besser folgen. Die Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung hat keinen Einfluss auf die mittlere Geschwindigkeit, wie in Abb. 6.15 zu erkennen ist. Ebenso fällt die Wahrscheinlichkeit des Auftretens großer Tropfen mit $d > 150 \mu\text{m}$ auf 0. In Abb. 6.27c bewegt sich der Schwerpunkt der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion auf der Mittelachse hin zu geringeren Geschwindigkeiten und kleineren Durchmessern. Die gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion im Randbereich des Sprays ist in Abb. 6.27b für den Abstand $x/d = 5$ und den Bereich $y/d = 0.5 - 1$ zum Zeitpunkt $t = 19 \text{ ms}$ dargestellt. Daraus geht hervor, dass die Auftretenswahrscheinlichkeit für einen Tropfen mit sehr kleinem Durchmesser und geringer Geschwindigkeit am größten ist. In einer Entfernung von $x/d = 10$ im selben Bereich bewegt sich der Schwerpunkt der Verteilung wieder hin zu Tropfen mit größerer Geschwindigkeit. Daraus lässt sich schließen, dass Tropfen mit geringem Durchmesser im Randbereich des Sprays zwischen $x/d = 5$ und 10 verdampft sind oder soweit zerfallen, dass sie nicht mehr detektiert werden können. Eine weitere Ursache für die Verlagerung des Schwerpunkts in der Wahrscheinlichkeit zwischen $x/d = 5$ und 10 hin zu größeren Tropfen mit größerer Geschwindigkeit im Randbereich des Sprays ist der Tropfenimpuls. Aufgrund der geringen Geschwindigkeit der kleinen Tropfen bei $x/d = 5$ reicht deren Impuls nicht aus, zur Position $x/d = 10$ strömen. Tropfen mit einer größeren Masse hingegen haben einen größeren Impuls und werden an der Stelle $x/d = 10$ erfasst. Dies verursacht auch die Verlagerung des Schwerpunktes hin zu Tropfen mit größerem Durchmesser an der Stelle $x/d = 10$ (Abb. 6.27d).

Gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$

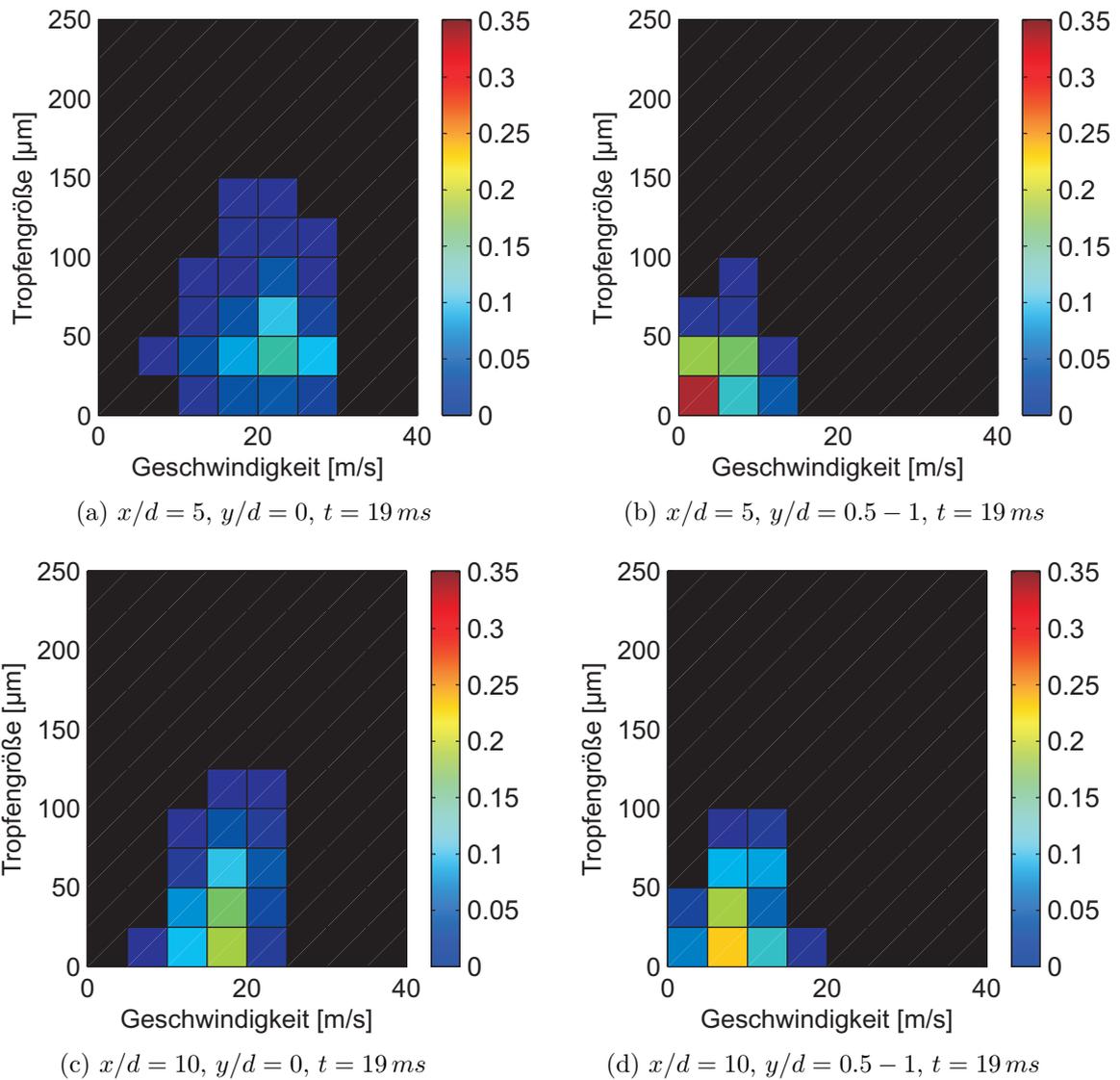


Abbildung 6.27.: Ausgewählte gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Tropfengrößenverteilung und der Tropfengeschwindigkeitsverteilung bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$.

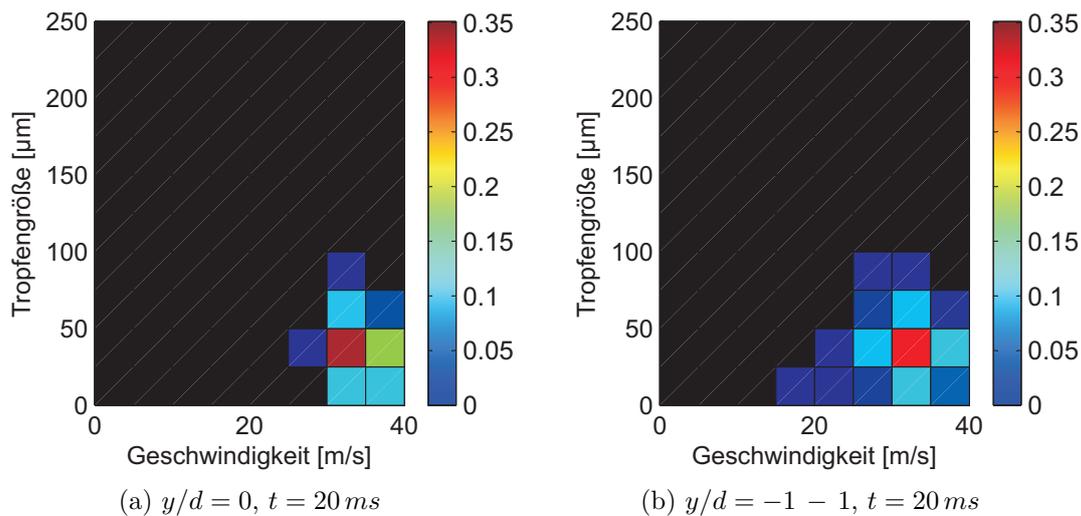


Abbildung 6.28.: Gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ und $x/d = 0$

sind in Abb. 6.28 für $t = 20 \text{ ms}$ aufgetragen. In Abb. 6.28a ist die Verteilung auf der Mittelachse zu sehen. Dabei ist zu erkennen, dass es einen deutlichen Peak bei Geschwindigkeiten zwischen 30 und 35 m/s und einen Tropfengrößenbereich zwischen 25 und $50 \mu\text{m}$ gibt. Die Verteilung auf der Strahlachse ist bei der Tropfengrößenverteilung schmäler als bei $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ (Abb. 6.26a). Das lässt sich auf den schon weiter fortgeschrittenen sekundären Zerfall bei der höheren Strömungsgeschwindigkeit zurückführen. Bei der Betrachtung der Auftretenswahrscheinlichkeiten über den kompletten Querschnitt werden die Information aus Abb. 6.28a um Auftretenswahrscheinlichkeiten hin zu kleineren Durchmessern und Geschwindigkeiten ergänzt (Abb. 6.28b).

6.2.7. Exzentrizität

Die Morphologie eines Tropfens liefert Informationen, ob sich der Tropfen augenblicklich in einem stabilen Zustand befindet (Abb. 2.7). Während äußerlich wirkende aerodynamische Kräfte den Tropfen deformieren, wirken dem die Oberflächenspannung und die Viskosität entgegen. In Abb. 6.29 ist die örtlich gemittelte Exzentrizität an vier Messpositionen quer zu Ausbreitungsrichtung des Sprays für je drei charakteristische Zeitpunkte aufgelöst dargestellt. An der Einströmposition $x/d = 0$ stellt sich in der Scherschicht ein deutlicher Gradient in der Exzentrizität ein. Das hat seine Ursache in der Relativgeschwindigkeit an dieser Stelle, welcher die Tropfen ausgesetzt sind, und wird durch das Geschwindigkeitsprofil an dieser Stelle in Abb. 6.14b bestätigt. Die Scherkräfte deformieren die Tropfen am Rande, während sich im Spraykern eine gleichbleibende Exzentrizität einstellt. Bereits an der Stelle $x/d = 5$ stellt sich ein konstanter Mittelwert für die Exzentrizität ein, während im Randbereich die Standardabweichung zunimmt. Dies rührt daher, dass, wie bereits am Düsenrohr Austritt beobachtet, im Randbereich die Tropfen den größten äußeren Kräften ausgesetzt sind und sich entsprechend am meisten verformen. Es existieren aber bereits auch Tropfen, welche einen stabilen Zustand erreicht haben. Diese beiden Extremfälle verursachen die breitere Streuung an Werten der Exzentrizität im Randbereich. Durch weiteren Zerfall und durch Verdampfung steigt die

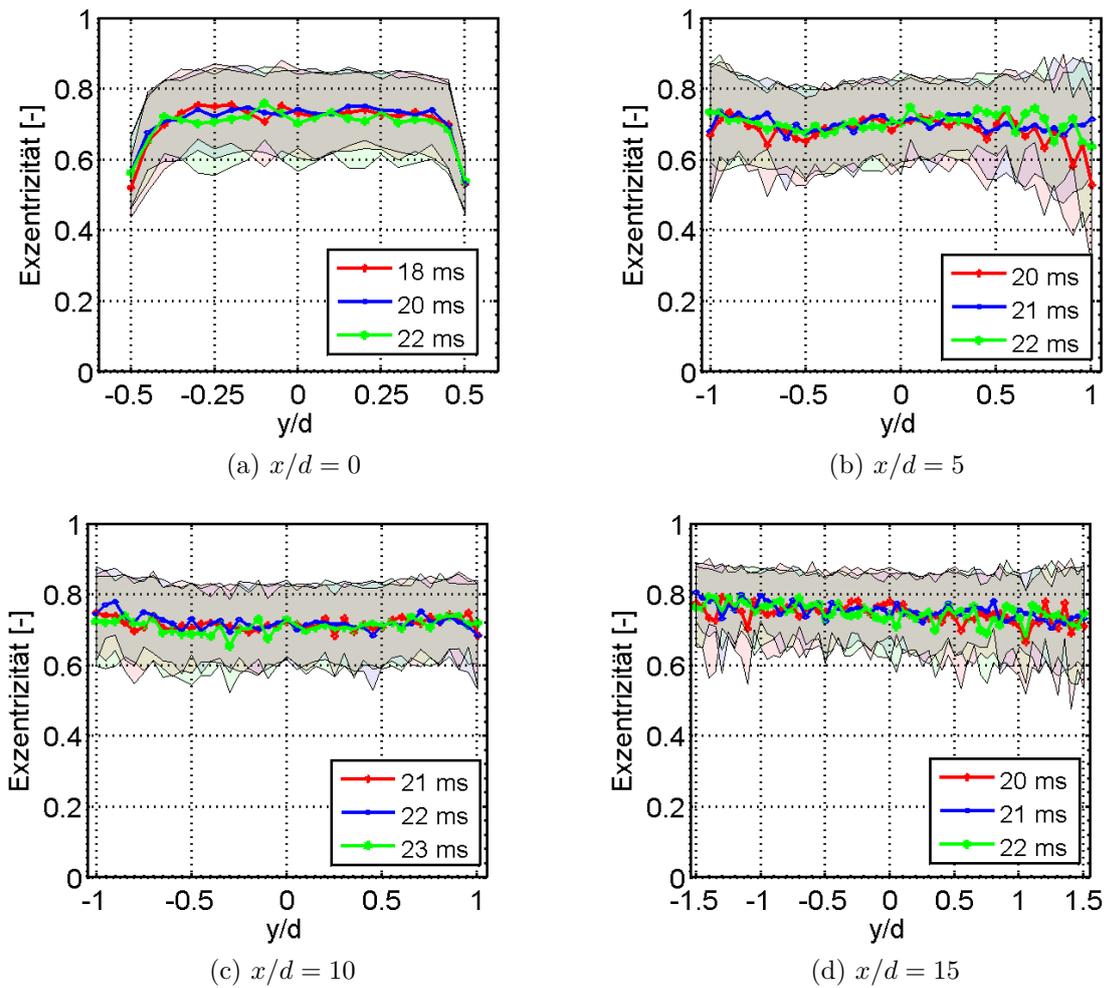


Abbildung 6.29.: Exzentrizitätsprofile über den Sprayquerschnitt an vier Messpositionen zu charakteristischen Zeitpunkten ($p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$). Dabei nimmt die Exzentrizität mit zunehmendem Abstand vom Injektionsrohraustritt zu. Die eingefärbten Flächen stellen hier die Standardabweichung dar.

Stabilität der Tropfen, was sich in einem Anstieg des Mittelwertes bei $x/d = 15$ äußert. Zudem verringert sich die Standardabweichung, was wiederum ein Indiz für eine zunehmende Stabilisierung der Tropfen an der Stelle ist. Der Mittelwert der Exzentrizität hat zu keinem Zeitpunkt und an keinem Ort einen Wert größer 0.8. Dieser liegt geringfügig unterhalb der Exzentrizität von Diesel-Kraftstoff gegen Ende der Injektion (0.83) [23]. Die Tropfen werden entsprechend der örtlichen Auflösung und damit mit der Pixelgröße des Kamerachips diskretisiert. Dies kann zur Folge haben, dass es bei sehr kleinen Tropfendurchmessern zu Abweichungen durch die örtliche Diskretisierung bei der Messung von $d_{D,min}$ und $d_{D,max}$ kommt, welche zur Berechnung der Exzentrizität nach Gl. 2.11 benötigt werden. Das kann dazu führen, dass es zu einer reduzierten Unterscheidbarkeit von der Kugelform und leichter Deformation bei sehr kleinen Tropfen kommt [45]. Bei der örtlichen Auflösung des Messsystems wirkt sich das für einen Tropfen mit $d_D = 15 \mu\text{m}$ mit einer maximalen Abweichung von 15.7% in der Exzentrizität aus. Für einen Tropfen von $d_D = 40 \mu\text{m}$ beträgt der maximale Fehler aufgrund der Diskretisierung 4.2%. Dies kann unter anderem die Ursache dafür sein, dass der mittlere Wert der Exzentrizität nicht

1 oder in etwa 1 ist. Allerdings kann es aufgrund der geringen Oberflächenspannung und Viskosität von DME schon bei geringen äußeren Kräften zur Verformung der Tropfen kommen. Der Effekt trägt dazu bei, dass DME unter motornahen Bedingungen eine kürzere Zerfallszeit als Diesel-Kraftstoff hat und schneller verdampft [54, 59, 109, 122]. Zur genaueren Betrachtung sind gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von der Exzentrizität und der Tropfengröße in Abb. 6.30 bei $t = 18 \text{ ms}$ an der Stelle $x/d = 15$ und $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ für zwei radiale Positionen dargestellt. Entsprechend dem Auftreten der größten Scherkräfte im Randbereich des Sprays ist die Auftretenswahrscheinlichkeit von kleinen Tropfen im Durchmesserbereich von $d_D = 0 - 25 \mu\text{m}$ an der Stelle $y/d = 0.5$ mit einer Exzentrizität von 0.45 bis 0.55 am größten. Aufgrund der hohen Austrittsgeschwindigkeit der Tropfen an der Stelle werden auch die kleinsten Tropfen sehr stark verformt. Auf der Mittelachse des Sprays bei $y/d = 0$ verlagert sich der Schwerpunkt der Wahrscheinlichkeitsverteilung zu einem höheren Wert der Exzentrizität. Jedoch werden auch hier Tropfen mit kleinem Durchmesser und starker Verformung wie im Randbereich detektiert. Daraus lässt sich erkennen, dass die Tropfen in der Spraymitte auch bei größerem Durchmesser beim Ausströmen einen stabilen Zustand erreichen. Eine Exzentrizität nahe 1 hat für Tropfen der Größenklasse $d_D = 25 - 50 \mu\text{m}$ eine größere Wahrscheinlichkeit als für Tropfen der Größenklasse $d_D = 0 - 25 \mu\text{m}$. Dies ist auf die Abweichung bei der Messung der Exzentrizität zurückzuführen, welche durch die Diskretisierung der Messeinrichtung verursacht wird. Grundsätzlich ist davon auszugehen, dass sich kleinere Tropfen bei gleicher Relativgeschwindigkeit weniger deutlich verformen als größere Tropfen.

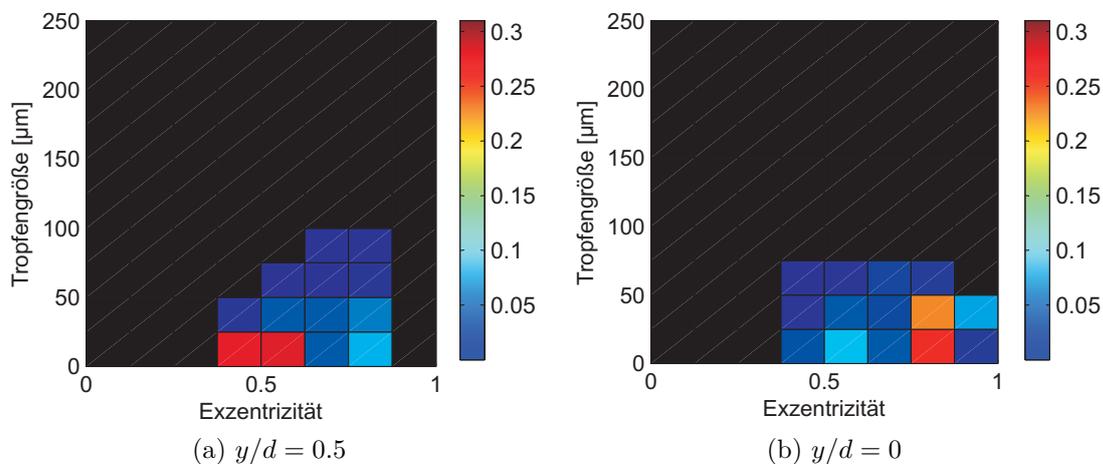


Abbildung 6.30.: Gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Tropfengröße und der Exzentrizität bei $y/d = 0.5$ und $y/d = 0$ ($p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $x/d = 0$, $t = 18 \text{ ms}$)

6.2.8. Verbrennungsmodus

Durch die gewonnenen Messergebnisse lassen sich die durchgeführten Versuche in das Tropfenverbrennungsdiagramm und das Borghi-Diagramm für laminare Flammen einordnen.

Zur Bestimmung des Verbrennungsmodus nach dem Tropfenverbrennungsdiagramm wird die Tropfenanzahl an der Stelle $x/d = 0$ integral über die Injektionsdauer bestimmt. Für $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ ergibt sich die höchste mittlere Tropfenanzahl je Injektion. Dies ist auf den

erhöhten Tropfenzerfall durch die hohe Einströmgeschwindigkeit zurückzuführen. Aufgrund eines mittleren Verhältnisses von Tropfendurchmesser zu Tropfenabstand von ≈ 10 ergibt sich ein mittlerer dimensionsloser Tropfenabstand von $S \approx 0.2$. Daraus resultiert eine Einteilung der durchgeführten Versuche in das Regime der *External Group Combustion* (Abb. 6.31). Die Einteilung wird durch die Bestimmung des Verbrennungsmodus mit der Tropfenverbrennungszahl G (Gl. 2.30) bestätigt. Diese ergibt für $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ einen Betrag von $G_{60\text{bar}} = 39.2$ und für $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ einen Betrag von $G_{80\text{bar}} = 44.13$, was ebenfalls nach zur Einordnung in das Regime der *External Group Combustion* führt [26].

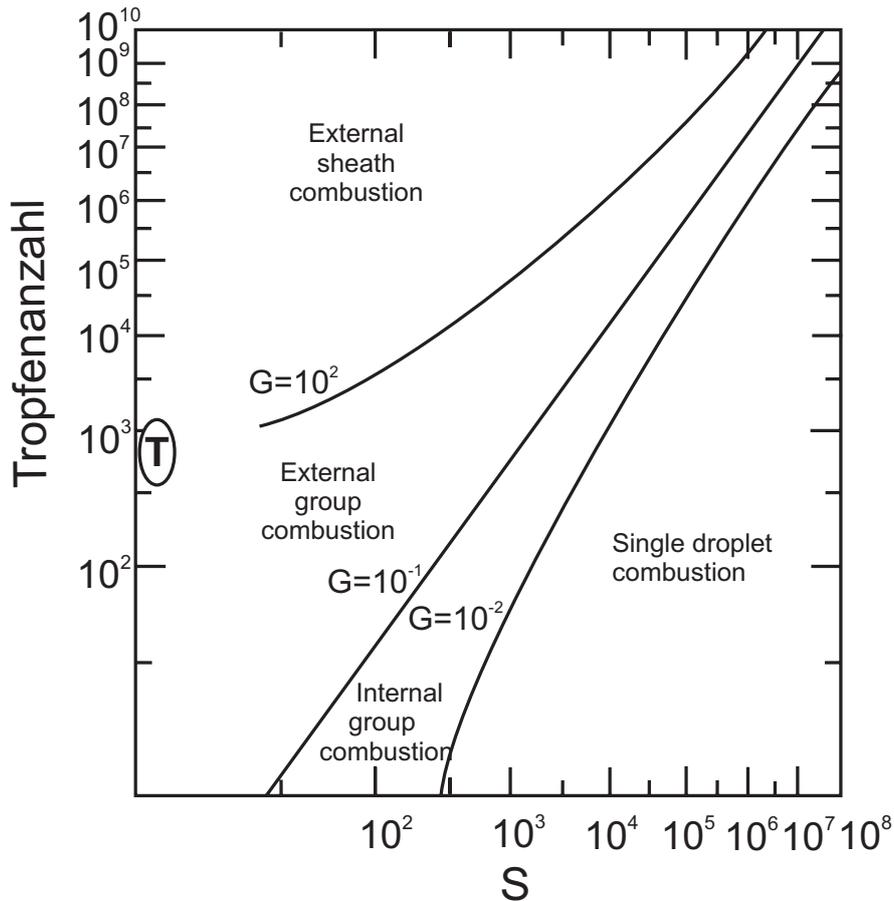


Abbildung 6.31.: Tropfenverbrennungsdiagramm [27]. Der Bereich der vorliegenden Untersuchungen ist mit T markiert.

Die vorgestellten Versuche befinden sich in im Bereich der *Group combustion* und der *Prevaporized Flame*. Für Tropfen mit größerem Durchmesser ergibt sich gemäß dem Quotienten aus Verdampfungszeit τ_v und der charakteristischen Zeit τ_c ein höherer Betrag als für Tropfen kleineren Durchmessers. Die charakteristische Zeit τ_c berechnet sich aus dem Verhältnis der Flammendicke zur Flammengeschwindigkeit. Die Verdampfungszeit τ_v ist dagegen eine Funktion des Tropfendurchmessers. Dies resultiert in einem höheren Betrag für das Zeitverhältnis $\ln(\tau_v/\tau_f)$ bei großen Tropfendurchmessern. Durch den erhöhten Druck bei den durchgeführten Experimenten verringert sich die Flammendicke im Vergleich zu Experimenten bei Umgebungsdruck [118]. Dadurch nimmt das charakteristische Längenverhältnis $\ln(\delta_s/\delta_f)$ einen hohen Wert an. Der resultierende Bereich, in

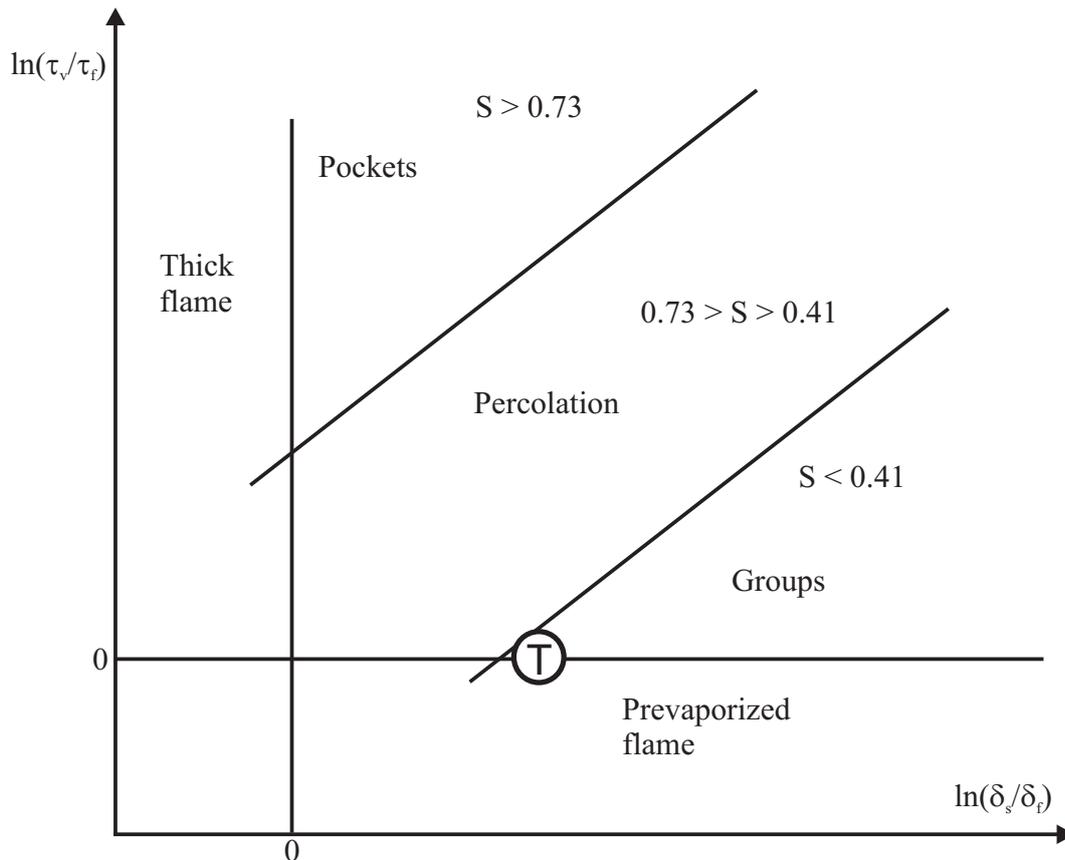


Abbildung 6.32.: Borghi-Diagramm für laminare Flammen, welche sich durch homogene und polydisperse Tropfen bewegen. [24]. Dargestellt ist das charakteristische Zeitverhältnis $\ln(\tau_v/\tau_f)$ über dem charakteristischen Längenverhältnis $\ln(\delta_s/\delta_f)$. Der Bereich der vorliegenden Untersuchungen ist mit T markiert.

welchem die Experimente durchgeführt worden sind, ist in Abb. 6.32 mit T markiert. Eine Einordnung des Verbrennungsmodus der Sprays der vorliegenden Arbeit in das Borghi-Diagramm für laminare Tropfenverbrennung kann auch durch den dimensionslosen Tropfenabstand S (Gl. 2.31) erfolgen. Mit $S = 0.01 - 0.43$ für das untersuchte Spray ist die Bedingung $S < 0.41$ für die *Group combustion* sehr gut erfüllt.

7. Selbstzündung des Brennstoffsprays

Nachdem im vorangegangenen Kapitel das Spray hinsichtlich der Tropfengrößenverteilung und der Tropfengeschwindigkeitsverteilung charakterisiert worden ist, wird in diesem Kapitel der Einfluss dieser Parameter auf die Selbstzündung untersucht. Die Analyse des Selbstzündungsprozesses liefert Informationen über maßgebende Einflussgrößen auf die Zündung und über Zeitskalen der chemischen Reaktion.

7.1. Visualisierung der Selbstzündung

Zur Bestimmung der Zündverzugszeit wird für gewöhnlich der Druckanstieg in der Verbrennungskammer als Kriterium herangezogen [59]. In den vorliegenden Untersuchungen ist das jedoch nicht mit hoher Genauigkeit möglich, da der Kammerdruck integral über den gesamten Selbstzündungsprozess um nur 1% ansteigt [41]. Aus diesem Grund wird wie bereits zur Untersuchung der Selbstzündung bei gasförmigem Brennstoff das Durchlicht-Schattenverfahren angewandt. Das Prinzip dieser Messtechnik und der experimentelle Aufbau sind in Abschnitt 4.1 beschrieben.

In Abb. 7.1 ist die Synchronisierung der Ventile und der Kamera für eine Injektion dargestellt. Der Trigger-PC startet die Injektion des Brennstoffes und sendet gleichzeitig ein logisches Signal an den Video-PC. Dadurch wird simultan zur Brennstoffinjektion die Datenerfassung eingeleitet. Nach dem Schließen des Brennstoffventils und einer weiteren Verzugszeit wird die Stickstoffinjektion gestartet. Dadurch wird aus dem Injektionsrohr verbliebener Brennstoff ausgespült.

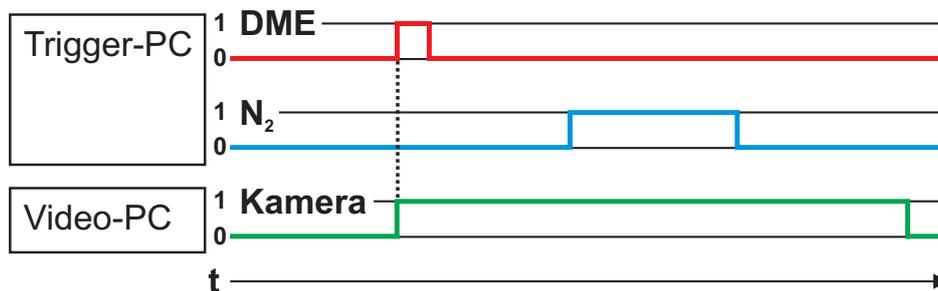


Abbildung 7.1.: Schema der Schaltzeiten der Injektionen und der Datenerfassung. Der Beginn der Brennstoffinjektion und der Aufnahme erfolgt simultan (gestrichelte Linie). Nach einem zeitlichen Verzug öffnet das Stickstoffventil zur Spülung des Injektionsrohres.

In Abb. 7.2 ist eine Bildsequenz aus einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme dargestellt ($p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 310 \text{ K}$, $T_K = 710 \text{ K}$). Der zeitliche Abstand zwischen

den Einzelbildern beträgt 1 ms . Für die hier dargestellte Sequenz wird eine Belichtungszeit von $80\ \mu\text{s}$ eingestellt. Die Aufnahmefrequenz beträgt 1 kHz mit einer örtlichen Auflösung von $23\ \mu\text{m}$. Die Aufnahmezeitpunkte der Einzelbilder beziehen sich auf den Start der Brennstoffinjektion. Zur Verdrängung von heißem Kammergas, welches vor der Brennstoffinjektion im Injektionsrohr ansteht, schiebt eine Stickstoffinjektion mit $T = 300\text{ K}$ das Gas aus dem Injektionsrohr aus. Dadurch wird sichergestellt, dass ein Großteil des injizierten Brennstoffes in flüssiger Phase in die Kammer einströmt. Ab dem Zeitpunkt $t = 19\text{ ms}$ sind am Düsenrohraustritt und im Freistrahlfeld Strukturen erkennbar, welche von einem Dichtegradienten herrühren. Zum Zeitpunkt $t = 20\text{ ms}$ ist die chemische Reaktion bereits in Form von deutlich auftretenden Dichtegradienten im gesamten Strömungsfeld erkennbar. Diese Gradienten treten dabei gleichzeitig im gesamten Mischungsbereich auf. Für die chemische Reaktion bedeutet dies, dass über einen weiten Bereich im Mischungsfeld von Brennstoff und Luft ein zündfähiges Gemisch vorliegt. Die Zeitskala der chemischen Reaktion ist demnach langsamer als die der Strömung. Diesen Schluss lässt die Beobachtung der simultanen Zündung über einen weiten räumlichen Bereich zu.

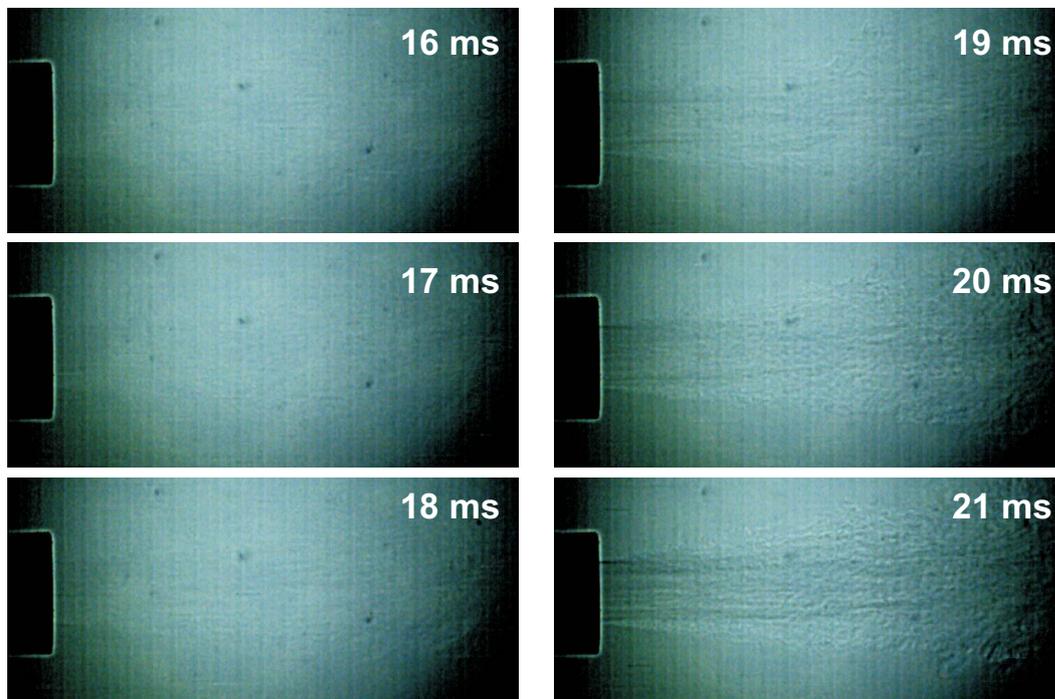


Abbildung 7.2.: Visualisierung der Selbstzündung. Die Einzelbildaufnahmen visualisieren die Dichtegradienten, die durch die Selbstzündung verursacht werden. Ein deutlicher Anstieg von auftretenden Dichtegradienten ist zum Zeitschritt $t = 20\text{ ms}$ erkennbar ($p_{inj} = 80\text{ bar}$, $p_K = 20\text{ bar}$, $T_{inj} = 310\text{ K}$, $T_K = 710\text{ K}$).

7.2. Absolute Zündverzugszeit

Als Zeitpunkt der Selbstzündung wird der Zeitbereich zwischen zwei Aufnahmen definiert, bei welchem in der zweiten Aufnahme ein sprunghafter Anstieg von auftretenden Dichtegradienten registriert werden kann [40]. In Abb. 7.2 ist dieser Anstieg im Zeitschritt $t = 20\text{ ms}$ zu erkennen. Der Zündzeitpunkt befindet sich demnach zwischen den

p_{inj} [bar]	p_K [bar]	Mittlerer Zündzeitpunkt [ms]	Standardabweichung [ms]
60	20	21.25	0.78
70	20	18.67	0.58
80	20	18.49	0.75

Tabelle 7.1.: Absolute Zündverzugszeiten bei unterschiedlichen Injektionsdrücken ($p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 310 \text{ K}$, $T_K = 710 \text{ K}$)

Zeitschritten $t = 19 \text{ ms}$ und 29 ms und wird zu $t = 19.5 \text{ ms}$ bestimmt. Der symmetrische Fehler aus dieser Abschätzung beträgt $\pm 0.5 \text{ ms}$. Die statistische Verteilung der absoluten Zündverzugszeit ist im Histogramm in Abb. 7.3 aufgetragen. Die Verteilung hat einen unimodalen Charakter mit einem Mittelwert von 19.05 ms und einer Standardabweichung von 0.8 ms . Diese Streuung um den Mittelwert lässt sich mit Temperaturschwankungen am Ort der Zündung erklären. Die Zündverzugszeit reagiert sehr sensitiv auf Schwankungen der Umgebungstemperatur, was durch numerische Flamelet-Untersuchung nachgewiesen wurde [40].

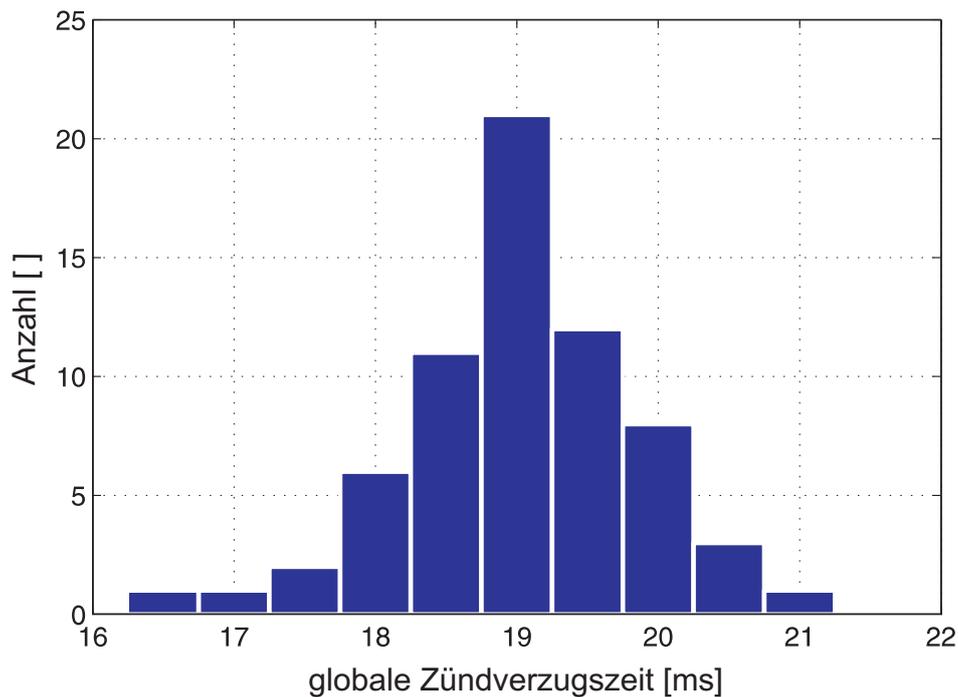


Abbildung 7.3.: Statistische Verteilung der absoluten Zündverzugszeit mit einem Mittelwert von 19.05 ms ($p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 310 \text{ K}$, $T_K = 710 \text{ K}$).

Die absolute Zündverzugszeit bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ mit $p_K = 20 \text{ bar}$ ist in Tabelle 7.1 aufgeführt. Der Referenzzeitpunkt der absoluten Zündverzugszeit ist der Start der Injektion. Des Weiteren sind die absoluten Zündverzugszeiten von $p_{inj} = 60 \text{ bar}$ und 70 bar mit $p_K = 20 \text{ bar}$ in der Tabelle angeführt.

7.3. Effektive Zündverzugszeit

Zur Bestimmung der effektiven Zündverzugszeit muss zusätzlich der Zeitpunkt des Einströmens bestimmt werden. In der Bildsequenz in Abb. 7.2 sind keine Strukturen am Austritt des Injektionsrohrs erkennbar, welche auf den Beginn der Einströmung schließen lassen. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass der Brennstoff am Düsenrohraustritt in flüssiger Phase vorliegt und noch nicht verdampft ist. Gradienten im lokalen Brechungsindex sind allerdings erst bei der Interaktion von Kammergas mit gasförmigem Brennstoff deutlich sichtbar [40]. Somit ist aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen nicht eindeutig der Beginn der Einströmung des flüssigen Brennstoffes erkennbar. Dafür gibt es zwei Gründe. Zum einen lässt die Auflösung des optischen Systems mit einer Pixelkantenlänge von $23\ \mu\text{m}$ nur eine geringe Ortsauflösung zu, zum anderen besitzt das System nicht die Tiefenschärfe wie das optische System des Schattenverfahrens mit einem Fernfeldmikroskop. Dies führt dazu, dass Dichtegradienten in der Kammerluft Einfluss auf die Auflösung bekommen und Tropfen nicht abgebildet werden können. Diese Restriktionen führen dazu, dass die Schattenaufnahmen nur zur Bestimmung des Zündzeitpunktes eingesetzt werden können. Der Zeitpunkt des Einströmbeginns kann aber aus den Tropfenmessungen in Kapitel 6.2 bestimmt werden. Als Kriterium hierfür eignet sich die Massenstromdichte am Düsenrohraustritt. Diese wird aus den Daten der Tropfengeschwindigkeitsverteilung in Kapitel 6.2 berechnet. Dafür bilden die Unterkante des Beobachtungsfensters und der Tiefe des Beobachtungsbereiches die Kontrollfläche. Für den Betrag der Tiefe des Beobachtungsbereiches wird die experimentell bestimmte Tiefenschärfe herangezogen (Abb. 4.12). Für jeden Tropfen im Einzelbild wird anschließend die Zeit berechnet, nach welcher er in Abhängigkeit von seiner Position und seiner instantanen Geschwindigkeit die Kontrollfläche durchschritten hat. Die Zeit zwischen dem theoretisch ersten Durchtritt eines Tropfens und dem letzten Durchtritt eines Tropfens wird als Referenzzeit für die Berechnung der Massenstromdichte bestimmt. Aus den Durchmessern aller Tropfen im Beobachtungsfenster wird das Tropfenvolumen und daraus die Masse bestimmt. Mit diesem Vorgehen lässt sich die Massenstromdichte zeitdiskret erfassen. Für den Betriebspunkt mit einem Injektionsdruck von $80\ \text{bar}$ ist die zeitliche Entwicklung der Massenstromdichte über den Austritt des Injektionsrohres in Abb. 7.4 aufgetragen. Die Massenstromdichte dafür entspricht dem Mittel aus 100 Doppelbildaufnahmen je Zeitschritt.

Es ist zu erkennen, dass zwischen den Zeitschritten $13\ \text{ms}$ und $14\ \text{ms}$ es zu einem deutlichen Anstieg der Massenstromdichte kommt. In den Zeitschritten davor wurden keine Tropfen registriert. Nach einem weiteren Anstieg der Massenstromdichte zum Zeitschritt $15\ \text{ms}$ fällt der Betrag wieder ab. Der kontinuierliche Anstieg der Massenstromdichte in einem Zeitfenster von $12\ \text{ms}$ von der ersten Tropfenregistrierung bis zum maximalen Wert ist auch bei Injektionsdrücken von 60 und $70\ \text{bar}$ registriert worden. Nach einer Abnahme der Massenstromdichte ist ein Anstieg zwischen den Zeitschritten 18 und $19\ \text{ms}$ registrierbar. Dieser wird von der Stickstoffnacheindüsung induziert und löst den Brennstoffwandfilm, welcher sich im Verlauf der Eindüsung an der Injektionsrohrinnenwand gebildet hat, ab. Die zeitliche Differenz zwischen dem ersten Anstieg der Massenstromdichte und dem zweiten Anstieg von $5\ \text{ms}$ entspricht exakt dem Zeitfenster zwischen dem Beginn der Injektion und dem Beginn der Stickstoffnacheindüsung. In Tabelle 7.2 sind Ergebnisse der Bestimmung des Einströmzeitfensters aufgeführt. Ebenso wie bei der Bestimmung des Zündzeitpunktes aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Abb. 7.2) wird der Startzeitpunkt zwischen dem Zeitpunkt des ersten Auftretens von Brennstofftropfen

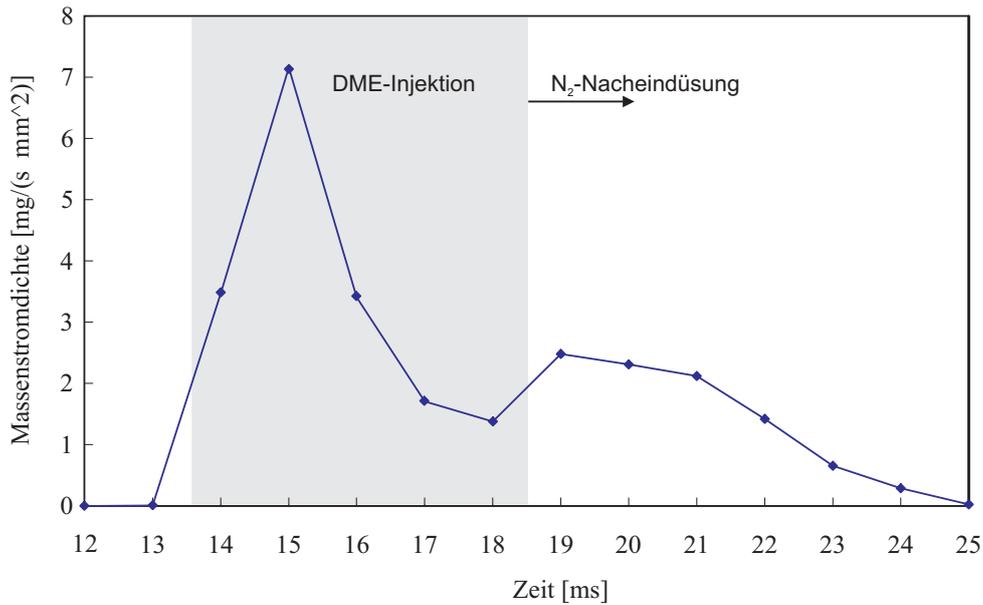


Abbildung 7.4.: Zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte bei 80 bar Injektionsdruck. Die Massenstromdichte im grau unterlegten Bereich resultiert aus der Injektion des Brennstoffventils. Die danach erfasste Massenstromdichte stammt von Tropfen, die von der Stickstoffnacheindüsung aus dem Injektionsrohr ausgeschoben werden.

p_{inj} [bar]	p_K [bar]	Einströmzeitpunkt [ms]	symmetrischer Fehler [ms]
60	20	17.5	± 0.5
70	20	14.5	± 0.5
80	20	13.5	± 0.5

Tabelle 7.2.: Ermittelte Einströmzeitpunkte aus den Massenstromdichten am Injektionsrohraustritt

und dem vorherigen Zeitschritt festgelegt. Daraus ergibt sich ein symmetrischer Fehler für alle Betriebspunkte von $\pm 0.5 \text{ ms}$.

Um die effektive Zündverzugszeit ermitteln zu können, muss das Zeitfenster zwischen dem Beginn der Brennstoffeinströmung und der absoluten Zündverzugszeit bestimmt werden. In Abb. 7.5 ist für den Injektionsdruck von $p_{inj} = 80 \text{ bar}$ der zeitliche Verlauf der Massenstromdichte gemeinsam mit dem Zündzeitpunkt aufgetragen. Dabei setzt der Einströmvorgang, abgeleitet aus der zeitlichen Entwicklung der Massenstromdichte, zwischen den Zeitschritten 13 ms und 14 ms ein. Daraus wird der Einströmbeginn zu $t_1 = 13,5 \text{ ms}$ detektiert (Abb. 7.5). Mit der absoluten Zündverzugszeit $t_2 = 18,49 \text{ ms}$ (Tab. 7.1) ist es möglich, die effektive Zündverzugszeit zu berechnen.

Zur Bestimmung der effektiven Zündverzugszeit als Differenz der Zeitpunkte des Einströmungsbeginns und der Zündung müssen neben der Differenz der Mittelwerte zusätzlich die statistischen Schwankungen bei der Bestimmung des Einströmzeitpunkts und des Zündzeitpunktes berücksichtigt werden. Hierzu eignet sich die Bestimmung des 95%-Vertrauensintervalls B_{gesamt} [77]:

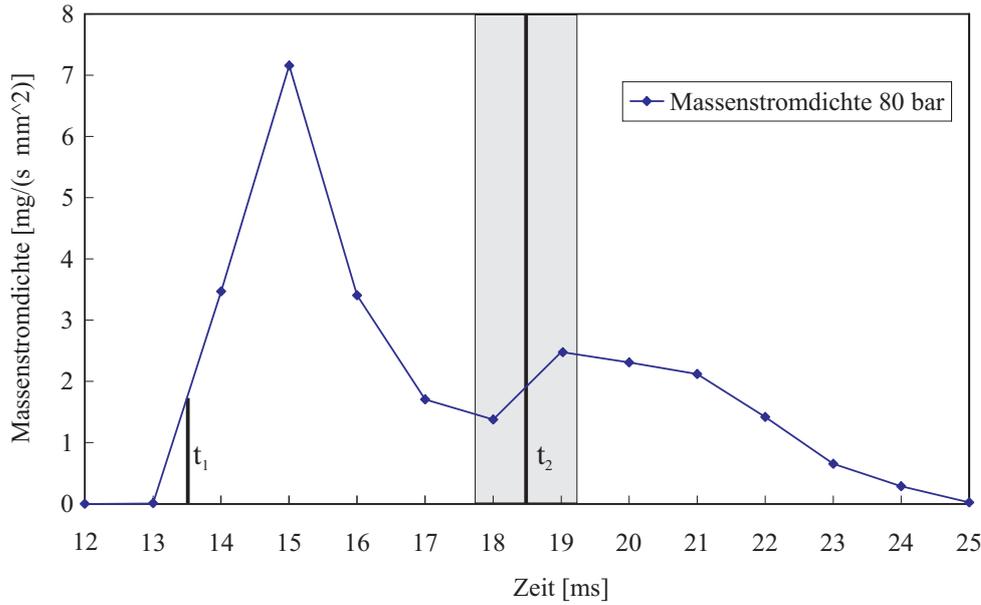


Abbildung 7.5.: Zeitlicher Verlauf der Brennstoffeinströmung mit dem Einströmbeginn t_1 und der absoluten Zündverzugszeit t_2 bei $p_{inj} = 80 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 310 \text{ K}$, $T_K = 710 \text{ K}$. Die grau unterlegte Fläche bei t_2 gibt die Standardabweichung der gemessenen absoluten Zündverzugszeit wieder.

p_{inj} [bar]	p_K [bar]	effektive Zündverzugszeit [ms]	95% Vertrauensintervall [ms]
60	20	3.75	± 0.72
70	20	4.19	± 0.72
80	20	4.99	± 0.72

Tabelle 7.3.: Effektive Zündverzugszeiten für die Flüssiginjektion ($p_K = 20 \text{ bar}$, $T_{inj} = 310 \text{ K}$, $T_K = 710 \text{ K}$)

$$B_{gesamt} = \left(B_{aq,ZVZ}^2 + B_{aq,MSD}^2 + B_{stat,ZVZ}^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (7.1)$$

Dabei berechnet sich der Gesamtfehler B_{gesamt} aus der Wurzel der Summe der Quadrate der Messsystemabweichungen der Zündverzugszeit $B_{aq,ZVZ}$, des Moments des Einströmbeginns $B_{aq,MSD}$ und der statistischen Streuung der Zündzeitpunktmessung $B_{stat,ZVZ}$. Für die Streuung der beiden Messsysteme wird jeweils der symmetrische Fehler von 0.5 ms herangezogen. Die statistische Schwankung der Zündzeitpunkte berechnet sich aus σ/\sqrt{N} mit der Standardabweichung σ und der Anzahl der durchgeführten Einzelmessungen N . Die resultierenden effektiven Zündverzugszeiten sind in Tabelle 7.3 dargestellt.

Die Werte für die Zündverzugszeit und die Vertrauensintervalle sind noch einmal in Abb. 7.6 in Abhängigkeit des Injektionsdrucks bei $p_K = 20 \text{ bar}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Zündverzugszeiten keine deutlichen Abweichungen voneinander aufweisen. Dieses Zündungsverhalten ist bereits bei der gasförmigen Brennstoffinjektion detektiert worden [40]. Der Grund für die annähernd gleichbleibenden Zündverzugszeiten ist die Zeitskala der chemischen Reaktion. Diese ist länger als die Zeitskala der turbulenten Vermischung und ist dadurch der dominante Faktor. Die Zündverzugszeiten für zwei

Injektionsdrücke bei gasförmiger Brennstoffinjektion sind ebenfalls in Abb. 7.6 eingefügt. Es ist hier zu erkennen, dass die Zündverzugszeit bei gasförmiger Injektion geringfügig kürzer ist als bei der Injektion von Flüssigbrennstoff. Dies ist damit zu erklären, dass es bei der Verdampfung der Brennstofftropfen zu einer lokalen Abkühlung kommt. Die Abkühlung verursacht eine Verlängerung der Zündverzugszeit.

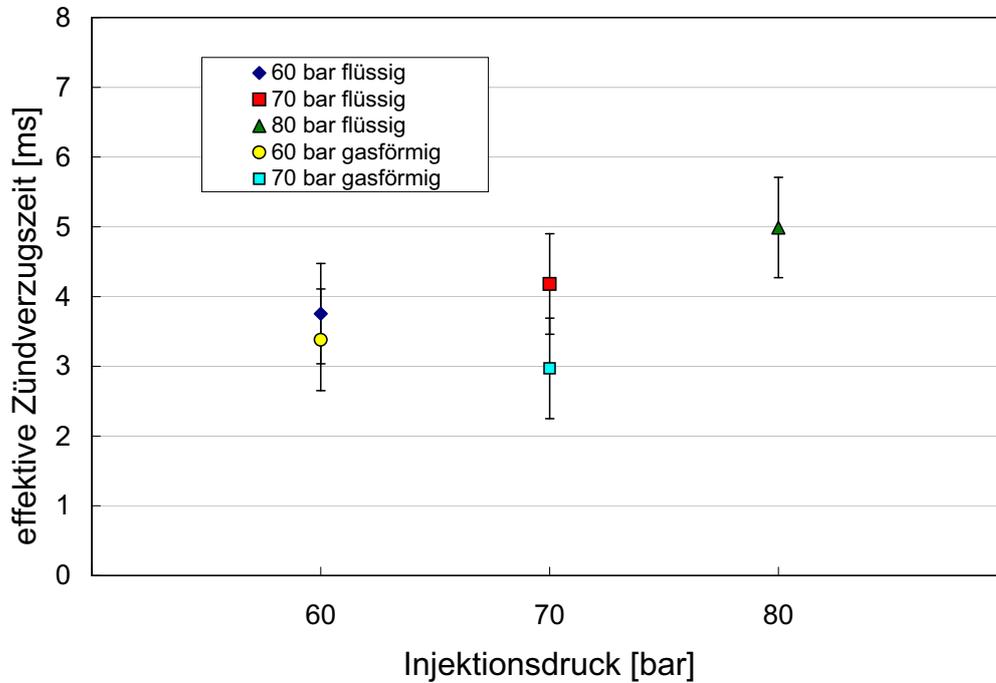


Abbildung 7.6.: Effektive Zündverzugszeiten bei $p_K = 20 \text{ bar}$. Die Zündverzugszeiten der Flüssiginjektion zeigen keine deutlichen Abweichungen voneinander. Die Zündverzugszeit bei gasförmiger Brennstoffinjektion weist einen geringeren Betrag im Vergleich zur Zündverzugszeit bei Flüssiginjektion auf.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen zu Einflussgrößen auf die Selbstzündung von gasförmigen und flüssigen instationären Brennstofffreistrahlen durchgeführt.

Die experimentellen Arbeiten wurden dazu an einer Anlage durchgeführt, die eine ruhende Atmosphäre von bis zu 770 K bei einem Druck von bis zu 40 bar ermöglicht. Der Brennstoff wurde dabei in gasförmiger und flüssiger Form durch ein sehr schnell schaltendes Ventil in die Kammer injiziert. Durch optische Zugänge konnte der Freistrah in einer inerten Atmosphäre strömungsmechanisch charakterisiert und unter reaktiven Bedingungen die Selbstzündung des flüssigen Brennstofffreistrahls untersucht werden. Dafür zeigt sich der Brennstoff Dimethylether (DME) als geeignet, da er sowohl in flüssiger als auch in gasförmiger Phase eingedüst werden kann.

Um die Einflüsse auf die Selbstzündung eines gasförmigen instationären Brennstofffreistrahls erkennen zu können, wurde eine bereits berechnete örtlich und zeitlich aufgelöste Zündwahrscheinlichkeit gemäß der Zündgrenzen des Brennstoff/Luft-Gemisches um den Einfluss der Temperatur und der Streckung erweitert. Zur phasengekoppelten orts aufgelösten Temperaturbestimmung wurde mit dem Ansatz einer stationär durchströmten Mischkammer die Temperatur im Mischungsfeld aus Informationen des Mol-Mischungsbruchs berechnet. Zur Bestimmung einer Grenztemperatur für eine Zündwahrscheinlichkeit aufgrund der Mischungstemperatur wurde die Zündverzugszeit eines DME/Luft-Gemisches in Abhängigkeit der Gemischtemperatur mit dem Programm HOMREA berechnet. Der Einfluss der Streckung auf die Zündwahrscheinlichkeit wurde aus Geschwindigkeitsmessungen im Freistrah extrahiert. Die kritische Streckrate wurde dafür mit dem Programm INSFLA berechnet. Aus der kombinierten Zündwahrscheinlichkeit lässt sich das Folgende ableiten:

- Die gekoppelte Wahrscheinlichkeit aus Temperatur und Mol-Mischungsbruch springt in einem großen räumlichen Bereich von 0.2 beim ersten Zeitpunkt auf 1 beim zweiten Zeitpunkt, was bedeutet, dass zwischen diesen beiden Zeitpunkten die Zündung simultan über einen großen räumlichen Bereich erfolgt. Dieser Zündablauf ist so ebenfalls in seiner räumlichen und zeitlichen Entwicklung in der High-Speed-Videsequenz und den Formaldehyd-Aufnahmen erkennbar und wird somit durch die berechnete Zündwahrscheinlichkeit sehr gut wiedergegeben.
- Die gekoppelte Zündwahrscheinlichkeit beim ersten Zeitpunkt ist zwar an keiner Stelle 1, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit einer Zündung im Mischungsfeld über einen großen Bereich zumindest bei 0.25. Dies lässt darauf schließen, dass über ebendiesen Bereich einleitende Reaktionen der Zündung stattfinden. Das wird durch die Deckungsgleichheit der Fläche beim ersten Zeitpunkt und der zündwahrscheinlichen Fläche beim zweiten Zeitschritt bestätigt.

- Die Streckung hat nur in der Scherschicht am Düsenrohraustritt auf die Zündwahrscheinlichkeit einen Einfluss.
- Aus Untersuchungen von Formaldehyd mittels Laser-induzierter Fluoreszenz wurde gefolgert, dass in der Scherschicht am Düsenrohraustritt keine Zündung erfolgt. Da diese Untersuchungen bei einer höheren Einströmgeschwindigkeit durchgeführt wurden, ergibt sich die Vermutung, dass bei höheren Streckraten die Zündwahrscheinlichkeit in der Scherschicht am Düsenrohr absinkt und dadurch die Streckung an Einfluss gewinnt.

Damit liegen erstmals experimentelle Erkenntnisse über mehrere Einflussgrößen für die Wahrscheinlichkeit der Selbstzündung eines Brenngas/Luft-Gemisches vor.

Analog dazu wurde die Selbstzündung eines Brennstoffsprays untersucht, da in technischen Anwendungen flüssiger Brennstoff eine erhebliche Rolle spielt. Die Validierung von Spraymodellen benötigt eine große Datenbasis. Eine solche Datenbasis wurde durch die Untersuchung des Sprays generiert.

Zur Charakterisierung des Brennstoffsprays wurde die Tropfengeschwindigkeit am Austritt des Injektionsrohres gemessen. Die Erfassung der Geschwindigkeit erfolgte mit der tomografischen Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA). Dabei wurde die räumliche Ausdehnung des Erfassungsbereichs der LDA so gewählt, dass über den Austritt des Injektionsrohres die Tropfen integral erfasst wurden. Um das Geschwindigkeitsfeld der Tropfen und die Tropfenanzahlverteilung mit hoher örtlicher Auflösung zu rekonstruieren, wurde ein tomografisches Verfahren herangezogen. Dabei bewegten sich die Austrittsgeschwindigkeiten der Tropfen zwischen 15 und 28.5 m/s.

Die Messung der Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung wurde mit dem SizingMaster-Shadow-Verfahren unter inerten Bedingungen durchgeführt. Mit diesem Verfahren können neben gekoppelten Informationen über Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung auch Erkenntnisse über die Tropfenmorphologie gewonnen werden. Die Messdaten wurden daher in orts- und zeitaufgelösten gebundenen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (*JPDF*) parametrisiert. Zudem stellte sich heraus, dass die Zerfalls- und Verdampfungszeitskalen von Tropfen von dem Anfangsdurchmesser und dem Injektionsdruck abhängen. Der so gewonnene Datensatz für mehrere unterschiedliche Injektionsdrücke steht der Numerik zur Validierung von Spraymodellen zur Verfügung.

In reaktiven Versuchen wurde die Zündverzugszeit der Selbstzündung bei verschiedenen Injektionsdrücken mit einem Hochgeschwindigkeitsschattenverfahren untersucht. Es wurde festgestellt, dass das Verhältnis von Injektionsdruck zu Kammerdruck keinen Einfluss auf die Zündverzugszeiten und den Zündort hat. Die Zündung wurde simultan über einen weiten räumlichen Bereich detektiert. Das lässt darauf schließen, dass die chemische Zeitskala die Selbstzündung dominiert. Des Weiteren stellte sich heraus, dass die Zündverzugszeit bei der Injektion von Flüssigbrennstoff in geringem Maße länger ist als die Zündverzugszeit bei der Injektion von gasförmigem Brennstoff.

Die gewonnenen Erkenntnisse tragen somit zu einem vertieften Verständnis der Wechselwirkung der einzelnen Teilprozesse bei der Selbstzündung bei. Die erhaltenen Messdaten stehen der Validierung von numerischen Modellen zur Verfügung.

Nomenklatur

Lateinische Zeichen

a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
a	-	Exponent für Durchmesser Gl. 2.25
A	-	Häufigkeit
b	-	Exponent für Durchmesser Gl. 2.25
b	mm	Aufprallparameter
B	-	dimensionsloser Aufprallparameter Gl. 2.13
B_{gesamt}	-	Gesamtfehler, 95-%-Vertrauensintervall Gl. 7.1
$B_{aq,MSD}$	-	Streuung bei der Messung des Einströmzeitpunktes
$B_{aq,ZVZ}$	-	Streuung bei der Zündverzugszeitmessung
$B_{stat,ZVZ}$	-	Streuung bei der Zündzeitpunktmessung
C	-	Kohlenstoff-Atom
c_D	-	Widerstandsbeiwert
c_p	$J/(kg K)$	spezifische Wärme bei konstantem Druck
d_D	μm	Tropfendurchmesser
d_i	μm	Breite der Durchmesserklasse
d_m	mm	Breite LDA-Messvolumen
d_O	mm	Objektdurchmesser
\mathcal{D}	m^2/s	Diffusionskoeffizient
E	-	Exzentrizität Gl. 2.11
f	Hz	Frequenz
f_0	Hz	Lichtfrequenz
f'	Hz	Doppler-Frequenz
f_f	mm	Brennweite
F	-	Zündfaktor Gl. 5.1
F_A	N	Auftriebskraft
F_g	N	Gewichtskraft
F_P	N	Trägheitskraft
F_W	N	Widerstandskraft
G	-	Tropfenverbrennungszahl Gl. 2.30
h	J/kg	spezifische Enthalpie
H	-	Wasserstoff-Atom
\vec{I}	-	Richtungsvektor der Lichtstrahlausbreitung
k	-	Gladstone-Dale-Koeffizient
l	m	integrales Längenmaß

L	mm	mittlerer Tropfenabstand
l_m	mm	Länge des LDA-Messvolumens
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	-	Stoßpartner
n	-	Brechungsindex
n_i	-	Tropfenanzahl in Durchmesserklasse i
N	-	Stickstoff-Atom
N_P	-	Anzahl der Positionen entlang s_n
N_{tj}	-	Tropfenanzahl an Position t_j
O	-	Sauerstoff-Atom
p	Pa, bar	Druck
p_K	Pa, bar	Kammerdruck
p_{inj}	Pa, bar	Injektionsgasdruck
p_i	-	diskrete Auftretenswahrscheinlichkeit
P	-	Wahrscheinlichkeit
P_{FoV}	-	Tropfendetektionswahrscheinlichkeit in der Bildebene Gl. 4.19
q	-	Parallelprojektion
\dot{Q}_{zu}	W	zugeführter Wärmestrom Gl. 2.26
\dot{Q}_A	W	Wärmestrom für die Tropfenerwärmung
\dot{Q}_{eva}	W	Wärmestrom für die Tropfenverdampfung
r	m	Radius
RH	-	Kohlenwasserstoffkette
$R\cdot$	-	Kohlenwasserstoffradikal
s_n	-	Laufvariable
S	-	Dimensionsloser Tropfenabstand Gl. 2.31
S_F	s^{-1}	Streckung eines Oberflächenelements Gl. 5.10
T	K	Temperatur
t	s	Zeit
t_j	mm	Messposition
u, v	m/s	axiale bzw. radiale Komponente der Geschwindigkeit \vec{v}
\bar{v}	m/s	axiale mittlere Strömungsgeschwindigkeit
\vec{u}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
u_D	m/s	Tropfengeschwindigkeit
U_{rel}	m/s	Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen
U_R	m/s	Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umgebungsmedium
V_L	m/s	Geschwindigkeit des großen Tropfens
V_S	m/s	Geschwindigkeit des kleinen Tropfens
W	mm	Breites des Beobachtungsbereichs
w	-	Anzahl der Tropfengrößenklassen
w_0	mm	Teilstrahldurchmesser
w_i	-	Massenbruch

x	$mm, Pixel$	Koordinate in axialer Richtung
x_i	kg/kg	Massenbruch der Spezies i
X	mol/mol	molarer Mischungsbruch
y	$mm, Pixel$	Koordinate in radialer Richtung
Z	mm	Höhe des Beobachtungsbereichs

Griechische Zeichen

δ_f	μm	Flammendicke
δ_s	μm	mittlerer Tropfenabstand
Δ	-	Differenz, Abstand, Binweite, Fehler
λ	m	Lichtwellenlänge
λ_{therm}	$W/(mK)$	Wärmeleitfähigkeit
λ_{vap}	-	Verdampfungskonstante
λ'_{vap}	-	Verdampfungskonstante für nicht-sphärische Tropfen Gl. 2.29
μ	$Pa s$	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte
ρ_A	kg/m^3	Dichte des Umgebungsgases
σ	N/m	Oberflächenspannung
τ_c	s	charakteristische Zeit der Flamme
τ_f	s	charakteristische Zeit in der Strömung
τ_r	s	Antwortzeit Gl. 2.23
τ_{vap}	s	Verdampfungszeit
τ_{therm}	s	thermische Relaxationszeit
τ_1, τ_2	s	Startzeitpunkt und Endpunkt der stationären Einströmung
ξ	rad	Winkelhalbierende der LDA-Teilstrahlen
φ_1, φ_2	rad	Trajektorien kollidierender Tropfen
χ	rad	Schnittwinkel der LDA-Teilstrahlen
ψ	rad	Aufprallwinkel

Indizes

$coll$	Kollision
F	Fluid
FoV	Field of View
g	Gas
i, j	Indizes, Koordinatenrichtungen
ign	Zündung
inj	Injektionsgas
$krit$	kritischer Zustand
K	Kammergas
$lean, rich$	untere, obere Zündgrenze
L	Flüssigkeit

<i>O</i>	detektiertes Objekt
<i>P</i>	Partikel
<i>strain</i>	Streckung
<i>T</i>	Temperatur
<i>therm</i>	thermisch

Konstanten

<i>d</i>	2.0 mm	Innendurchmesser des Düsenrohrs
<i>g</i>	9.81 m/s ²	Erdbeschleunigung
<i>R</i>	8.314472 J/(mol K)	universelle Gaskonstante

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Le</i>	Lewis-Zahl	Gl. 2.9
<i>Oh</i>	Ohnesorge-Zahl	Gl. 2.6
<i>Pr</i>	Prandtl-Zahl	Gl. 2.8
<i>Re</i>	Reynolds-Zahl	Gl. 2.7
<i>Sc</i>	Schmidt-Zahl	Gl. 2.10
<i>St</i>	Stokes-Zahl	Gl. 2.14
<i>We</i>	Weber-Zahl	Gl. 2.1

Literaturverzeichnis

- [1] VERBAND DER TECHNISCHEN ÜBERWACHUNGS-VEREINE E.V.: AD 2000-Merkblätter zur Berechnung von Druckbehältern. – Carl Heymanns Verlag Köln, Ausgabe Oktober 2000
- [2] EUROPÄISCHES PARLAMENT: Richtlinie über Druckgeräte. 1998. – Richtlinie 97/23/EG des Europäischen Parlaments und des Rates vom 29. Mai 1997 zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedsstaaten über Druckgeräte
- [3] AIR LIQUIDE DEUTSCHLAND GMBH: EG-Sicherheitsdatenblatt. 2005. – SDB Nr: 048 Version: 1.60
- [4] QUEST CONSULTANTS INC.: Enthalpy-pressure data. 2006. – <http://www.questconsult.com>
- [5] *VDI-Wärmeatlas*. 10., bearb. und erw. Aufl. Springer-Verlag, Berlin, 2006
- [6] ABRAMZON, B. ; SIRIGNANO, W. : Droplet vaporization model for spray combustion calculations. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32 (1989), Nr. 9, S. 1605 – 1618. – ISSN 0017–9310
- [7] AHMED, S. ; BALACHANDRAN, R. ; MARCHIONE, T. ; MASTORAKOS, E. : Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames. In: *Combustion and Flame* 151 (2007), Nr. 1-2, S. 366 – 385. – ISSN 0010–2180
- [8] AHMED, S. ; BALACHANDRAN, R. ; MASTORAKOS, E. : Measurements of ignition probability in turbulent non-premixed counterflow flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), Nr. 1, S. 1507 – 1513. – ISSN 1540–7489
- [9] AHMED, S. ; MASTORAKOS, E. : Spark ignition of lifted turbulent jet flames. In: *Combustion and Flame* 146 (2006), Nr. 1-2, S. 215 – 231. – ISSN 0010–2180
- [10] ALBRECHT, H.-E. ; DAMASCHKE, N. ; BORYS, M. ; TROPEA, C. : *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2003. – ISBN 3–540–67838–7
- [11] ANDERSEN, A. ; CARTER, E. A.: Hybrid Density Functional Theory Predictions of Low-Temperature Dimethyl Ether Combustion Pathways. II. Chain-Branching Energetics and Possible Role of the Criegee Intermediate. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 107 (2003), Nov., Nr. 44, S. 9463–9478. – ISSN 1089–5639
- [12] ANDERSSON, O. ; COLLIN, R. ; ALDEN, A. ; EGNELL, R. : Quantitative imaging of equivalence ratios in DME spray using a chemically preheated combustion vessel. In: *SAE Paper 2000-01-2785* (2000)

- [13] ARCOUMANIS, C. ; BAE, C. ; CROOKES, R. ; KINOSHITA, E. : The potential of di-methyl ether (DME) as an alternative fuel for compression-ignition engines: A review. In: *Fuel* 87 (2008), Jun., Nr. 7, S. 1014–1030
- [14] BACHALO, W. D.: The Phase Doppler Method: Analysis, performance evaluations, and applications. In: *Particle and Particle Systems Characterization* 11 (1994), Nr. 1, S. 73–83
- [15] BAEHR, H. D. ; KABELAC, S. : *Thermodynamik : Grundlagen und technische Anwendungen*. 14., aktualis. Aufl. Dordrecht : Springer, 2009 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 978-3-642-00555-8
- [16] BALLAL, D. ; LEFEBVRE, A. : Ignition and flame quenching of flowing heterogeneous fuel-air mixtures. In: *Combustion and Flame* 35 (1979), S. 155 – 168. – ISSN 0010-2180
- [17] BAUMGARTEN, C. : *Mixture formation in internal combustion engines*. Springer, 2006. – ISBN 3-540-30835-0, 978-3-540-30835-5
- [18] BERG, T. ; DEPPE, J. ; MICHAELIS, D. ; VOGES, H. ; WISSEL, S. : Comparison of Particle Size and Velocity Investigations in Sprays Carried out by Means of Different Measurement Techniques. In: *ICLASS-2006, 27th Aug.-1.Sep., Kyoto, Japan* ICLASS-2006, 2006
- [19] BIRCH, A. ; BROWN, D. ; DODSON, M. : Ignition probabilities in turbulent mixing flows. In: *Symposium (International) on Combustion* 18 (1981), Nr. 1, S. 1775 – 1780. – ISSN 0082-0784. – Eighteenth Symposium (International) on Combustion
- [20] BIRCH, A. ; BROWN, D. ; DODSON, M. ; THOMAS, J. : Studies of flammability in turbulent flows using laser Raman spectroscopy. In: *Symposium (International) on Combustion* 17 (1979), Nr. 1, S. 307 – 314. – ISSN 0082-0784. – Seventeenth Symposium (International) on Combustion
- [21] BLACK, D. L. ; MCQUAY, M. Q.: Laser-based particle measurements of spherical and nonspherical particles. In: *International Journal of Multiphase Flow* 27 (2001), Nr. 8, S. 1333 – 1362. – ISSN 0301-9322
- [22] BLACK, D. L. ; MCQUAY, M. Q. ; BONIN, M. P.: Laser-based techniques for particle-size measurement: A review of sizing methods and their industrial applications. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 22 (1996), Nr. 3, S. 267 – 306. – ISSN 0360-1285
- [23] BLAISOT, J. ; YON, J. : Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: application to the Diesel spray. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), Dez., Nr. 6, S. 977–994
- [24] BORGHI, R. : Background on droplets and sprays. In: *Lecture series 1996-02, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Bruxelles*, 1996

- [25] BRACKMANN, C. ; NYGREN, J. ; BAI, X. ; LI, Z. ; BLADH, H. ; AXELSSON, B. ; DENBRATT, I. ; KOOPMANS, L. ; BENGTSSON, P.-E. ; ALDÉN, M. : Laser-induced fluorescence of formaldehyde in combustion using third harmonic Nd:YAG laser excitation. In: *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy* 59 (2003), Dez., Nr. 14, S. 3347–3356
- [26] CHIU, H. H. ; LIU, T. M.: Group Combustion of Liquid Droplets. In: *Combustion Science and Technology* 17 (1977), Nr. 3, S. 127–142
- [27] CHIU, H. ; KIM, H. ; CROKE, E. : Internal group combustion of liquid droplets. In: *Symposium (International) on Combustion* 19 (1982), Nr. 1, S. 971 – 980. – ISSN 0082–0784. – Nineteenth Symposium (International) on Combustion
- [28] CLAYTON CROWE ; MARTIN SOMMERFELD ; YUTAKA TSUJI: *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press LLC, 1998
- [29] CROOKES, R. ; BOB-MANUEL, K. : RME or DME: A preferred alternative fuel option for future diesel engine operation. In: *Energy Conversion and Management* 48 (2007), Nr. 11, S. 2971 – 2977. – ISSN 0196–8904. – 19th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems
- [30] CURRAN, H. J. ; PITZ, W. J. ; WESTBROOK, C. K. ; DAGAUT, P. ; BOETTNER, J.-C. ; CATHONNET, M. : A wide range modeling study of dimethyl ether oxidation. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 30 (1998), Nr. 3, S. 229–241
- [31] CURRAN, H.J. ; FISCHER, S.L. ; DRYER, F.L.: The Reaction Kinetics of Dimethyl Ether. II: Low-Temperature Pyrolysis and Oxidation in Flow Reactors. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 32 (2000), Nr. 12, S. 741–759
- [32] DAILY, J. ; ROTHE, E. : Effect of laser intensity and of lower-state rotational energy transfer upon temperature measurements made with laser-induced fluorescence. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 68 (1999), Jan., Nr. 1, S. 131–140
- [33] DAMASCHKE, N. ; NOBACH, H. ; SCHELINSKY, B. ; TROPEA, C. ; WOITE, A. : Phase Doppler Measurements of Oscillating, Non-spherical Droplets. In: *Proc. 6th International Congress on Optical Particle Characterisation*. Brighton, 2-5 April 2001
- [34] DEMIRBAS, A. : Progress and recent trends in biofuels. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 33 (2007), Febr., Nr. 1, S. 1–18
- [35] DURST, F. ; ZARE, M. : Laser Doppler measurements in two-phase flows. In: *The accuracy of flow measurements by laser Doppler methods; Proceedings of the LDA-Symposium, Copenhagen, Denmark, August 25-28, 1975*, S. 403–429
- [36] ECKBRETH, A. : *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Abacus Press, Cambridge, 1988
- [37] FAETH, G. : Current status of droplet and liquid combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 3 (1977), Nr. 4, S. 191 – 224. – ISSN 0360–1285

- [38] FAETH, G. : Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. In: *Symposium (International) on Combustion* 23 (1991), Nr. 1, S. 1345–1352. – ISSN 0082–0784
- [39] FAST, G. ; KUHN, D. ; CLASS, A. : Tomographische Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) - ein neues Verfahren zur Steigerung der Ortsauflösung. In: *Technisches Messen (tm)* 73/10 (2006), S. 527–536
- [40] FAST, G. ; KUHN, D. ; CLASS, A. ; MAAS, U. : Auto-ignition during instationary jet evolution of dimethyl ether (DME) in a high-pressure atmosphere. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Jan., Nr. 1, S. 200–213. – ISSN 0010–2180
- [41] FAST, G. : *Laseroptische Strömungsdiagnostik zu Selbstzündungsprozessen bei Freistrahlen*. Forschungszentrum Karlsruhe, 2007. – FZKA-Bericht 7288
- [42] FISCHER, S.L. ; DRYER, F.L. ; CURRAN, H.J.: The Reaction Kinetics of Dimethyl Ether. I: High-Temperature Pyrolysis and Oxidation in Flow Reactors. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 32 (2000), Nr. 12, S. 713–740
- [43] FLEISCH, T. ; BASU, A. ; GRADASSI, M. ; MASIN, J. : Dimethyl ether: A fuel for the 21st century. In: PONTES, C. N. J. S. R.L. Espinoza d. R.L. Espinoza E. R.L. Espinoza (Hrsg.) ; SCURRELL, M. (Hrsg.): *Natural Gas Conversion IV* Bd. 107. Elsevier, 1997. – ISSN 0167–2991, S. 117 – 125
- [44] FRANZ MAYINGER ; OLIVER FELDMANN: *Optical Measurements: Techniques and Applications*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001
- [45] GHAEMI, S. ; RAHIMI, P. ; NOBES, D. : Measurement of Droplet Centricity and Velocity in the Spray Field of an Effervescent Atomizer. In: *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 07-10 July, 2008*
- [46] GLOVER, A. R. ; SKIPPON, S. M. ; BOYLE, R. D.: Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), Nr. 36, S. 8409–8421
- [47] HARRINGTON, J. E. ; SMYTH, K. C.: Laser-induced fluorescence measurements of formaldehyde in a methane/air diffusion flame. In: *Chemical Physics Letters* 202 (1993), Jan., Nr. 3-4, S. 196–202
- [48] HERNANDEZ, J. ; SANZ-ARGENT, J. ; BENAJES, J. ; MOLINA, S. : Selection of a diesel fuel surrogate for the prediction of auto-ignition under HCCI engine conditions. In: *Fuel* 87 (2008), Nr. 6, S. 655 – 665. – ISSN 0016–2361
- [49] HORNBERG, A. H. (Hrsg.): *Handbook of machine vision*. Weinheim : WILEY-VCH, 2006. – ISBN 3–527–40584–4 ; 978–3–527–40584–8
- [50] HSIANG, L. P. ; FAETH, G. M.: Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. In: *International Journal of Multiphase Flow* 21 (1995), Nr. 4, S. 545 – 560. – ISSN 0301–9322

- [51] HWANG, J. S. ; HA, J. S. ; NO, S. Y.: Spray characteristics of DME in conditions of common rail injektion systems(II). In: *International Journal of Automotive Technology* 4 (2003), Nr. 3, S. 119 – 124
- [52] IHMELS, E. C. ; LEMMON, E. W.: Experimental densities, vapor pressures, and critical point, and a fundamental equation of state for dimethyl ether. In: *Fluid Phase Equilibria* 260 (2007), Nr. 1, S. 36 – 48. – ISSN 0378–3812. – Jurgen Gmehling Honour Issue
- [53] JEFFERSON, M. : Sustainable energy development: performance and prospects. In: *Renewable Energy* 31 (2006), Apr., Nr. 5, S. 571–582
- [54] JUN, L. ; SATO, Y. ; NODA, A. : An experimental study on DME spray characteristic and evaporation processes in an high pressure chamber. In: *SAE Paper 2001-01-3635* (2001)
- [55] KAPULLA, R. ; TUCHTENHAGEN, J. ; MÜLLER, A. ; DULLENKOPF, K. ; BAUER, H.-J. : Droplet sizing performance of different shadow sizing codes. In: *Laser-methoden in der Strömungsmesstechnik, 16. Fachtagung*, Deutsche Gesellschaft für Laser-Anemometrie GALA e.V., 2008, S. 38.1–38.8
- [56] KAPUS, P. ; OFNER, H. : Development of Fuel Injection Equipment and Combustion System for DI Diesels Operated on Dimethyl Ether. In: *SAE Paper 950062* (1995)
- [57] KASHDAN, J. ; SHRIMPTON, J. ; WHYBREW, A. : Two-Phase Flow Characterization by Automated Digital Image Analysis. Part 1: Fundamental Principles and Calibration of the Technique. In: *Particle & Particle Systems Characterization* 20 (2003), Nr. 6, S. 387–397
- [58] KÖHLY, C. : Auslegung und Konstruktion einer Hochdruck-Gaseinspritzkammer zur Untersuchung des Selbstzündungsverhaltens eines Gas-Einspritzstrahles / Institut für Kern- und Energietechnik, Forschungszentrum Karlsruhe. 2005. – Projektarbeit 2, Fachhochschule Karlsruhe
- [59] KIM ; Y ; LIM ; J ; MIN ; K: A study of the dimethyl ether spray characteristics and ignition delay. In: *International Journal of Engine Research* 8 (2007), Nr. 4, S. 337–346. – ISSN 1468–0874
- [60] KIM, I. ; GOTO, S. : The Prediction of Autoignition in a Dme Direct-Injection Diesel Engine. In: *SAE Paper 2000-01-1827* (2000)
- [61] KIM, K. S. ; KIM, S.-S. : Drop Sizing and Depth-of-Field Correction in TV Imaging. In: *Atomization and Sprays* 4 (1994), Nr. 1, S. 65–78
- [62] KIM, M. Y. ; YOON, S. H. ; RYU, B. W. ; LEE, C. S.: Combustion and emission characteristics of DME as an alternative fuel for compression ignition engines with a high pressure injection system. In: *Fuel* 87 (2008), Sept., Nr. 12, S. 2779–2786
- [63] KÖNIG, G. ; ANDERS, K. ; FROHN, A. : A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets. In: *Journal of Aerosol Science* 17 (1986), Nr. 2, S. 157–167

- [64] KOHSE-HOEINGHAUS, K. : *Applied combustion diagnostics*. Taylor & Francis, 2002. – ISBN 1-56032-913-0, 1-56032-938-6
- [65] KONNO, M. ; KAJITANI, S. ; CHEN, Z. ; YONEDA, K. ; MATSUI, H. ; GOTO, S. : Investigation of the Combustion Process of a Di Ci Engine Fueled With Dimethyl Ether. In: *SAE Paper 2001-01-3504* (2001)
- [66] KONO, M. ; HATORI, K. ; IINUMA, K. : Investigation on ignition ability of composite sparks in flowing mixtures. In: *Symposium (International) on Combustion 20* (1985), Nr. 1, S. 133 – 140. – ISSN 0082-0784. – Twentieth Symposium (International) on Combustion
- [67] LEE, S. ; MURATA, Y. ; DAISHO, Y. : Spray and combustion characteristics of dimethyl ether fuel. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 219 (2005), S. 97 – – 102
- [68] LEFEBVRE, A. H.: *Atomization and sprays*. New York [u.a.] : Hemisphere Publ., 1989 (Combustion: an international series). – ISBN 0-89116-603-3
- [69] LEFEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion*. Thermal Science and Propulsion Center, School of Mechanical Engineering, Purdue University, 1998
- [70] LEWIS, B. ; ELBE, G. von: *Combustion, Flames and Explosion of Gases*. Third Edition. Academic Press, 1987
- [71] LIN, S. P. ; REITZ, R. D.: Drop and spray formation from a liquid jet. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 30 (1998), Nr. 1, S. 85–105
- [72] LOTH, E. : Quasi-steady shape and drag of deformable bubbles and drops. In: *International Journal of Multiphase Flow* 34 (2008), Jun., Nr. 6, S. 523–546. – ISSN 0301-9322
- [73] MAAS, U. : *Mathematische Modellierung instationärer Verbrennungsprozesse unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen*, Universität Heidelberg, Dissertation, 1988
- [74] MASRI, A. R. ; DIBBLE, R. W. ; BARLOW, R. S.: The structure of turbulent nonpremixed flames revealed by Raman-Rayleigh-LIF measurements. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 22 (1996), Nr. 4, S. 307 – 362. – ISSN 0360-1285
- [75] MASTORAKOS, E. ; BARITAUD, T. A. ; POINSOT, T. J.: Numerical simulations of autoignition in turbulent mixing flows. In: *Combustion and Flame* 109 (1997), Nr. 1-2, S. 198 – 223. – ISSN 0010-2180
- [76] MIESSE, C. C.: Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 47 (1955), Nr. 9, S. 1690–1701
- [77] MOFFAT, R. : Describing the uncertainties in experimental results. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 1 (1988), S. 3–17
- [78] MUGELE, R. A. ; EVANS, H. D.: Droplet Size Distribution in Sprays. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 43 (1951), Nr. 6, S. 1317–1324

- [79] MULLIN, J. ; DAHM, W. : Dual-plane stereo particle image velocimetry measurements of velocity gradient tensor fields in turbulent shear flow. II. Experimental results. In: *Physics of Fluids* 18 (2006), S. 035102
- [80] OERTEL, H. P. ; OERTEL, H. M. (Hrsg.): *Optische Strömungsmesstechnik : 51 Tab.* Karlsruhe : Braun, 1989. – ISBN 3-7650-1012-X
- [81] ORME, M. : Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23 (1997), Nr. 1, S. 65 – 79. – ISSN 0360-1285
- [82] PFAHL, U. ; FIEWEGER, K. ; ADOMEIT, G. : Self-Ignition of Diesel-Relevant Hydrocarbon-Air Mixtures under Engine Conditions. In: *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 1996, S. 781-789
- [83] PHUOC, T. X. ; WHITE, C. M. ; MCNEILL, D. H.: Laser spark ignition of a jet diffusion flame. In: *Optics and Lasers in Engineering* 38 (2002), Nr. 5, S. 217 – 232. – ISSN 0143-8166
- [84] PILCH, M. ; ERDMAN, C. : Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. In: *International Journal of Multiphase Flow* 13 (1987), Nr. 6, S. 741-757. – ISSN 0301-9322
- [85] POINSOT, D. Thierry ; V. Thierry ; Veynante: *Theoretical and numerical combustion*. 2. ed. Philadelphia, Pa. : Edwards, 2005. – ISBN 1-930217-10-2. – Includes bibliographical references and index
- [86] POPE, S. B.: Transport equation for the joint probability density function of velocity and scalars in turbulent flow. In: *Physics of Fluids* 24 (1981), Nr. 4, S. 588-596
- [87] POPE, S. : PDF methods for turbulent reactive flows. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 11 (1985), S. 119-192
- [88] PÖSCHL, M. : *Temperaturinhomogenitäten auf den Reaktionsablauf bei der klopfenden Verbrennung*, TU München, Diss., 2006
- [89] QIU, H. ; HSU, C. T.: Method of Phase-Doppler Anemometry Free from the Measurement-Volume Effect. In: *Appl. Opt.* 38 (1999), Nr. 13, S. 2737-2742
- [90] RANZ, W. E.: *On sprays and spraying : a survey of spray technology for research and development engineers*. 1956. – Department of Engineering Research, Pennsylvania State University, Bulletin 1956:655
- [91] REITZ, R. : *Atomization and other breakup regimes of a liquid jet.*, Princeton University, Diss., 1978
- [92] In: REITZ, R. ; BRACCO, F. : *Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets*. Bd. 3. The Encyclopedia of Fluid Mechanics, Gulf Publishing, 1986, S. 233-249

- [93] REVEILLON, J. ; VERVISCH, L. : Analysis of weakly turbulent dilute-spray flames and spray combustion regimes. In: *Journal of Fluid Mechanics* 537 (2005), S. 317–347
- [94] RUCK, B. : *Laser Doppler Anemometrie*. Stuttgart : AT Fachverlag Stuttgart, 1987
- [95] SANKAR, S. V. ; BACHALO, W. D.: Response characteristics of the phase Doppler particle analyzer for sizing spherical particles larger than the light wavelength. In: *Appl. Opt.* 30 (1991), Nr. 12, S. 1487–1496
- [96] SATO, Y. ; LEE, S. ; TAKAYANAGI, T. : Effects of Injection Pressure on Combustion of a Heavy-Duty Diesel Engine With Common-Rail DME Injection Equipment. In: *SAE Paper 2004-01-1864* (2004)
- [97] SCHNEIDER, B. : *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*, ETH Zürich, Dissertation, 2003
- [98] SEMELSBERGER, T. A. ; BORUP, R. L. ; GREENE, H. L.: Dimethyl ether (DME) as an alternative fuel. In: *Journal of Power Sources* 156 (2006), Nr. 2, S. 497 – 511. – ISSN 0378–7753
- [99] SETTLES, G. : *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer Verlag Berlin Heidelberg NewYork, 2002
- [100] SMITH, M. ; BIRCH, A. ; BROWN, D. ; FAIRWEATHER, M. : Studies of ignition and flame propagation in turbulent jets of natural gas, propane and a gas with a high hydrogen content. In: *Symposium (International) on Combustion* 21 (1988), Nr. 1, S. 1403 – 1408. – ISSN 0082–0784
- [101] SONG, J. ; HUANG, Z. ; QIAO, X. ; WANG, W. : Performance of a controllable premixed combustion engine fueled with dimethyl ether. In: *Energy Conversion and Management* 45 (2004), Nr. 13-14, S. 2223 – 2232. – ISSN 0196–8904
- [102] SORENSON, C. S. ; GLENSVIG, M. ; ABATA, D. L.: Dimethyl Ether in Diesel Fuel Injection Systems. In: *SAE Paper 981159* (1998)
- [103] SORENSON, S. : Dimethyl Ether in Diesel Engines: Progress and Perspectives. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), S. 652–658
- [104] SPALDING, D. : The combustion of liquid fuels. In: *Symposium (International) on Combustion* 4 (1953), Nr. 1, S. 847 – 864. – ISSN 0082–0784. – Fourth Symposium (International) on Combustion
- [105] STEINBACH, N. ; LUCKA, K. ; H, K. : Vormischtechniken für flüssige Brennstoffe : Verdampfung mit Hilfe kalter Flammen = Premixture technology for liquid fuels : cold flame evaporation. In: *Wärmetechnik* 45 (2000), Nr. 3, S. 34 – 38
- [106] STERLING, A. M. ; SLEICHER, C. A.: The instability of capillary jets. In: *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive* 68 (1975), Nr. 03, S. 477–495

- [107] SUH, H. K. ; LEE, C. S.: Experimental and analytical study on the spray characteristics of dimethyl ether (DME) and diesel fuels within a common-rail injection system in a diesel engine. In: *Fuel* 87 (2008), Nr. 6, S. 925 – 932. – ISSN 0016–2361
- [108] SUH, H. K. ; PARK, S. H. ; KIM, H. J. ; LEE, C. S.: Influence of ambient flow conditions on the droplet atomization characteristics of dimethyl ether (DME). In: *Fuel* 88 (2009), Nr. 6, S. 1070 – 1077. – ISSN 0016–2361
- [109] SUH, H. K. ; PARK, S. W. ; LEE, C. S.: Atomization Characteristics of Dimethyl Ether Fuel as an Alternative Fuel Injected through a Common-Rail Injection System. In: *Energy & Fuels* 20 (2006), Jul., Nr. 4, S. 1471–1481. – ISSN 0887–0624
- [110] TENG, H. ; MCCANDLES, J. C. ; SCHNEYER, J. B.: Thermodynamic Properties of Dimethyl Ether - An Alternative Fuel for Compression-Ignition Engines. In: *SAE* 113 (2004), S. 134–157
- [111] TENG, H. ; MCCANDLESS, C. ; SCHNEYER, J. B.: Compression Ignition Delay (Physical + Chemical) of Dimethyl Ether - An Alternative Fuel for Compression-Ignition Engines. In: *SAE Paper 2003-01-0759* (2003)
- [112] ÖTÜGEN, M. V.: Uncertainty estimates of turbulent temperature in Rayleigh scattering measurements. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 15 (1997), Nr. 1, S. 25 – 31. – ISSN 0894–1777
- [113] THURBER, M. C. ; HANSON, R. K.: Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 30 (2001), Jan., Nr. 1, S. 93–101
- [114] TRÄCHTLER, A. : *Tomographische Methoden in der Meßtechnik*. VDI-Verl., 2001. – ISBN 3–18–389708–3
- [115] VOGEL, H. : *Gerthsen Physik*. 19. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997
- [116] WADEWITZ, T. : *Flüssige Grenzphasensysteme: Struktur, optische und Grenzflächeneigenschaften*, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Diss., 1999
- [117] WAKAI, K. ; NISHIDA, K. ; YOSHIZAKI, T. ; HIROYASU, H. : Ignition Delays of DME: and Diesel Fuel Sprays Injected by a DI Diesel Injector. In: *SAE Paper 1999-01-3600* (1999)
- [118] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.W.: *Verbrennung*. 3. Auflage. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001
- [119] WILL, S. ; LEIPERTZ, A. : Viscosity of liquid. In: *International Journal of Thermophysics* 18 (1997), Nov., Nr. 6, S. 1339–1354
- [120] WOHLFARTH, C. (Hrsg.) ; LECHNER, M. D. (Hrsg.): *Numerical data and functional relationships in science and technology*. Bd. Gruppe 3, Vol. 38, Subvol. b: Gruppe 3: Kristall- und Festkörperphysik Refractive indices of organic liquids. Berlin : Springer, 1996. – ISBN 3–540–60596–7

-
- [121] YAMADA, H. ; SUZAKI, K. ; SAKANASHI, H. ; CHOI, N. ; TEZAKI, A. : Kinetic measurements in homogeneous charge compression of dimethyl ether: role of intermediate formaldehyde controlling chain branching in the low-temperature oxidation mechanism. In: *Combustion and Flame* 140 (2005), Jan., Nr. 1-2, S. 24–33
- [122] YAO, M. ; ZHENG, Z. ; XU, S. ; FU, M. : Experimental study on the combustion process of Dimethyl Ether (DME). In: *SAE Paper, 2003-01-3194* 112 (1999), Nr. 4, S. 2422–2429
- [123] YU, J. ; BAE, C. : Dimethyl ether (DME) spray characteristics in a common-rail fuel injection system. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 217 (2003), Jan., Nr. 12, S. 1135–1144
- [124] YU, L. ; LEE, J. ; BAE, C. : Dimethyl Ether (DME) Spray Characteristics Compared to Diesel in a Common-Rail Fuel Injection System. In: *SAE Paper 2002-01-2898* (2002)

Anhang

A. Reaktionskinetik von DME

A.1. Selbstzündungsverhalten von DME

Die physikalischen Eigenschaften von DME erweisen sich beim Einsatz in der motorischen Verbrennung vorteilhaft für die Reduktion von Rußemission und Stickoxiden [30]. DME ist der einfachste lineare Ether und hat keine Kohlenstoff-Doppelbindung, welche die Tendenz zur Rußbildung bei der Verbrennung erhöht. Zudem hat DME ein kleines Verhältnis von Kohlenstoff zu Wasserstoff, was ebenfalls die Wahrscheinlichkeit der Rußentstehung mindert.

Ebenso wie Kohlenwasserstoffe unterliegt DME auch einer Niedertemperaturoxidation [121]. Während dieses Regimes wird nur ein geringer Teil des Brennstoffes verbraucht, selbst wenn ausreichend Sauerstoff für die Reaktion des gesamten Brennstoffes vorhanden wäre.

Generell folgt die Zündung und Verbrennung von Brennstoffen Radikalkettenmechanismen, welche in vier Schritte unterteilt werden können [118]:

- Ketteneinleitungsschritt, in welchem aus stabilen Spezies Radikale gebildet werden (Im Folgenden mit einem “ \cdot “ gekennzeichnet).
- Kettenfortpflanzungsschritt, bei welchem Radikale mit stabilen Spezies zu anderen Radikalen reagieren.
- Kettenverzweigungsschritt, bei welchem ein Radikal mit einer stabilen Spezies zu zwei neuen Radikalen reagiert.
- Kettenabbruchschritt, welcher durch Rekombination zweier Radikale zu einem stabilen Teilchen führt.

Bei niedrigen Temperaturen kommt die Niedertemperaturoxidation zum Tragen [118]. Hier erfolgt die Zündung in zwei Stufen und wird durch Kettenverzweigungen dominiert, welche brennstoffspezifisch sind und dadurch komplizierte Reaktionspfade annehmen können. In diesem Bereich existieren sogenannte kalte Flammen, bei welchen sich die Gemischtemperatur stabilisiert. Damit ist diese Phase in technischen Anwendungen für die vollständige Verdampfung von Flüssigbrennstoff von hohem Interesse [105].

Zunächst entsteht nach einer Verzugszeit bis zum Beginn der Reaktion aus einem kohlenwasserstoffhaltigen Brennstoff $R-H$ mit O_2 ein Kohlenwasserstoff-Radikal $R\cdot$ und ein Hydroperoxyl-Radikal $H-O-O\cdot$ (Reaktion A.1) [88].



Jenes reagiert mit O_2 zu einem Peroxyl-Radikal $R-O-O\cdot$ (Reaktion A.2, **erste O_2 -Addition**) [118].



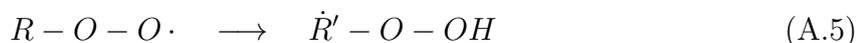
Das in Reaktion A.2 gebildete Peroxyl-Radikal $R-O-O \cdot$ ist in der Lage, vom Brennstoff $R-H$ ein Wasserstoffatom zu abstrahieren (**externe Wasserstoff-Atom-Abstraktion**).



Die Hydroperoxy-Verbindung ($R-O-OH$) aus Reaktion A.3 zerfällt unter Kettenverzweigung in ein Oxyradikal ($RO \cdot$) und ein Hydroxylradikal ($\cdot OH$).



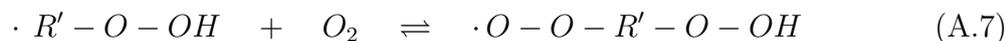
Neben der externen H-Atom-Abstraktion ist auch eine **interne Wasserstoff-Atom-Abstraktion** möglich (Reaktion A.5, Isomerisation).



Gemäß Reaktion A.6 kann das Radikal $\dot{R}'-O-OH$ unter innerer Absättigung zerfallen [118]. Die Konzentration an Radikalen erhöht sich in diesem Falle nicht, da es sich um eine Kettenfortpflanzung handelt. Dabei kommt es zu keinem merklichen Temperatur- oder Druckanstieg.



Die externe H-Atom-Abstraktion in Reaktion A.3 ist langsam im Vergleich zur internen H-Atom-Abstraktion (Reaktion A.5). Dadurch kommt keine wirksame Kettenverzweigung zustande. Erst durch eine **zweite O₂-Addition** (Reaktion A.7)



ist es erst möglich, eine wirksame Kettenfortpflanzung (Reaktion A.10 und A.12) und Kettenverzweigung (Reaktion A.9 und A.13) sowohl durch eine **externe Wasserstoff-Atom-Abstraktion** (Reaktion A.8)



als auch durch eine **interne Wasserstoff-Atom-Abstraktion** (Reaktion A.11) aufgenommen zu lassen.



Die Radikale, welche aus O₂-Additionen in der Reaktion A.2 und A.7 hervorgehen, sind nicht stabil, und die Reaktionen kehren sich bei steigenden Temperaturen wieder

um. Dies bedeutet, dass bei einer Temperaturerhöhung eher eine O_2 -Abspaltung erfolgt als eine interne oder externe H-Abstraktion. Lediglich die Kettenfortpflanzungen der ersten O_2 -Addition (Reaktion A.2) bleiben erhalten, bis die Temperatur für den Umschlag in die Hochtemperaturoxidation erreicht ist. Hier handelt es sich um eine degenerierte Kettenverzweigung [118]. Dieser Prozess führt zu einer zweiten Verzugszeit, bis der Umschlag in die Hochtemperaturverbrennung einsetzt. Dieser Vorgang ist in Abbildung A.1 veranschaulicht. Die Zündverzugszeit von DME wurde bei zwei Drücken in Stoßrohrexperimenten gemessen [82] und sind als Arrhenius-Darstellung über dem Kehrwert der Temperatur dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für einen Temperaturbereich zwischen 750 K und 1000 K die Zündverzugszeit bei steigender Temperatur konstant ist bzw. sogar ansteigt. In diesem Bereich des negativen Temperaturkoeffizienten (Negative Temperature Coefficient, NTC) herrscht die Niedertemperaturoxidation vor.

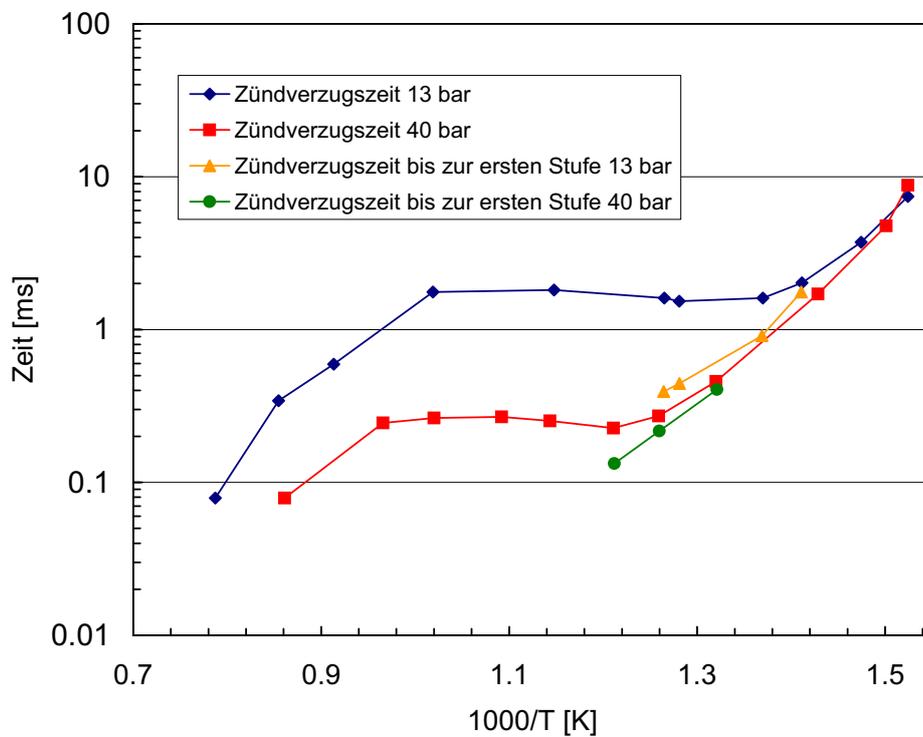


Abbildung A.1.: Experimentelle Bestimmung der Zündverzugszeit zur vollständigen Zündung und zur ersten Stufe der Zündung eines stöchiometrischen DME/Luft-Gemischs über dem Kehrwert der Temperatur bei 13 und 40 bar aus Stoßrohrversuchen [82].

Bei einer Erhöhung der Temperaturen bildet sich eine erhöhte Konzentration des Hydroperoxyl-Radikals $HO_2\cdot$ durch eine Addition eines H-Atoms an Sauerstoff unter Beteiligung eines Stoßpartners M .



Die Abspaltung von Wasserstoff vom Brennstoff RH läßt in Reaktion A.15 Wasserstoffperoxid entstehen, welches in Reaktion A.16 zu zwei $\cdot OH$ -Radikalen zerfällt und dadurch eine Kettenverzweigung einleitet.

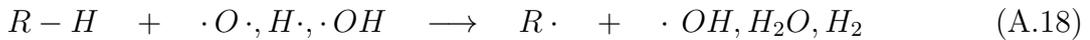


Die so entstandenen OH-Radikale können mit molekularem Wasserstoff Wasserstoff-Atome generieren, welche wieder entsprechend Reaktion A.14 Hydroperoxyl-Radikale bilden. Dieser Reaktionspfad ist lediglich in einem schmalen Temperaturbereich zu beobachten, da er bei zu hohen Temperaturen in die Hochtemperaturoxidation übergeht und da bei zu geringer Temperatur Wasserstoffperoxid nicht dissoziiert [88].

Bei der Hochtemperaturoxidation ist die dominierende Kettenverzweigung [118]:



Durch die Reaktion eines Wasserstoff-Atoms mit molekularem Sauerstoff entstehen zwei Radikale. Durch eine externe Wasserstoff-Atom-Abstraktion in Reaktion A.18 wird aus dem Brennstoff $R-H$ ein Kohlenwasserstoff-Radikal $R\cdot$, welches je nach Brennstoff in einer oder mehreren β -Zerfallsreaktionen in die relativ stabilen Alkylradikale Methyl ($\cdot CH_3$) und Ethyl ($\cdot C_2H_5$) zerfällt [88]. Diese sind bestimmend für den weiteren Reaktionsablauf. Sobald der Ausgangsbrennstoff in diese Radikale zerfallen ist, verläuft die Reaktion ohne brennstoffspezifische Einflüsse. Zudem verkürzt sich in diesem Regime die Zündverzugszeit mit steigender Temperatur stetig. Bei einer Erniedrigung der Temperatur und höheren Drücken konkurriert die Reaktion A.17 mit der Reaktion A.14.

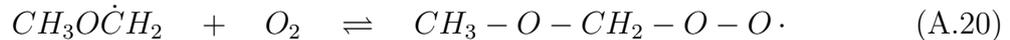


A.2. Niedertemperaturoxidation von DME

Unter Temperaturbedingungen, welche eine Einleitung der Zündung im Rahmen der Niedertemperaturoxidation ermöglichen, beginnt die Reaktion zunächst mit einer Wasserstoffabstraktion (Reaktion A.1) [30].



Dabei steht $X\cdot$ für ein Radikal. Im nächsten Schritt erfolgt die **erste O_2 -Addition**:



Die Isomerisation in Reaktion A.5 erfolgt durch eine **interne Wasserstoff-Atom-Abstraktion** (Reaktion A.21)



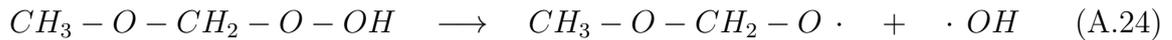
und mündet in die Entstehung von Formaldehyd (CH_2O) und einem Hydroxyl-Radikal ($\cdot OH$) (Reaktion A.22).



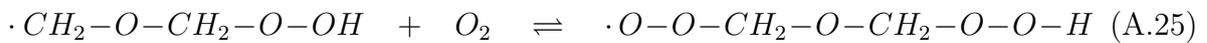
Durch eine **externe Wasserstoff-Atom-Abstraktion** gemäß Reaktion A.3 abstrahiert das in Reaktion A.20 entstandene Methoxymethylperoxyl-Radikal ein Wasserstoffatom vom DME-Molekül (Reaktion A.23),



was zu einer Kettenverzweigung führt (Reaktion A.24).



Die **zweite O₂-Addition** nach der internen H-Abstraktion (Reaktion A.21) liefert das Radikal $\cdot O O C H_2 O C H_2 O O H$



Eine **interne Wasserstoff-Atom-Abstraktion** formt das Molekül wie folgt um



bevor eine Spaltung der beiden Sauerstoffbindungen an den Enden des Moleküls zwei Hydroxyl-Radikale erzeugt [11]



Diese drei Radikale führen zu einer Kettenverzweigung, welche zu einer exponentiellen Steigerung der Umsatzrate von DME führt. Ebenso beginnt nach der zweiten O₂-Addition eine **externe Wasserstoff-Atom-Abstraktion** (Reaktion A.28),



deren Produkt in einer Kettenverzweigung zu zwei Radikalen zerfällt (Reaktion A.29)



und in Reaktion A.30 in einer Kettenfortpflanzung ein Hydroxyl-Radikal erzeugt.



B. Hochgeschwindigkeits-temperaturmessung

In diesem Kapitel wird die berechnete Temperatur aus Kapitel 5.2 mit Messungen der Temperatur mittels eines sehr schnellen Thermoelements verglichen. Zur lokalen Messung der Temperatur im instationären Freistrahlfeld wird ein Thermoelement auf der Freistrahllachse in der Hochdruck-/Hochtemperatur-Brennkammer positioniert. Die Anordnung ist in Abb. B.1 skizziert. Beim Thermoelement handelt es sich um einen Sensor vom Typ *S* (Pt-Pt/10%Rh), bei welchem die Drähte nicht umhüllt sind. Der Draht hat einen Durchmesser von 0.08 mm . Die Lötperle an der Spitze hat einen Durchmesser von 0.1 mm . Diese wird für die Temperaturmessungen auf der Freistrahllachse in einer Entfernung von $x/d = 7$ vom Düsenrohraustritt positioniert.

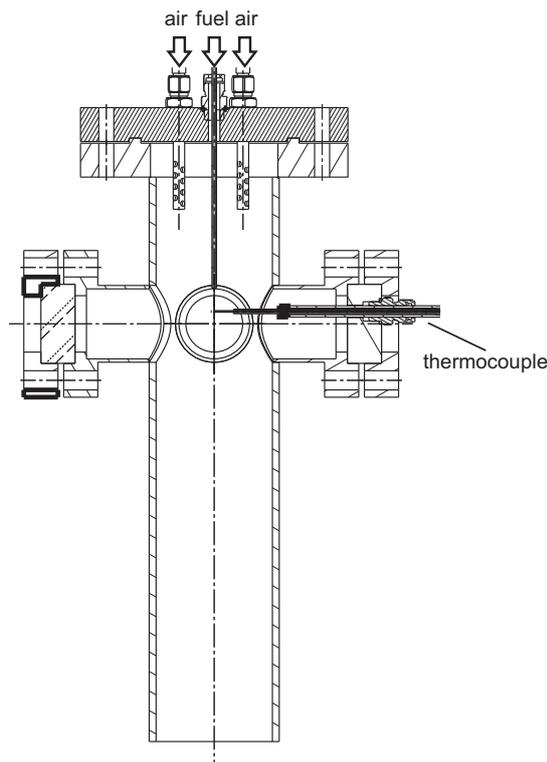


Abbildung B.1.: Position des Thermoelements auf der Freistrahllachse in der Versuchseinrichtung TROJA.

In Abb. B.2 ist der Mittelwert der Temperatur aus 100 Messungen an der Stelle $x/d = 7$ auf der Freistrahllachse als Funktion der Zeit aufgetragen. Die Temperatur des Kammergases beträgt $T_K = 695\text{ K}$, die Temperatur der gasförmigen DME beträgt $T_{inj} = 430\text{ K}$ bei $p_{inj} = 70\text{ bar}$ und $p_K = 20\text{ bar}$. Es ist zu erkennen, daß es ab dem Zeitpunkt $t = 7\text{ ms}$

zu einer Absenkung der lokalen Temperatur kommt. Dies ist auf die Einströmung des DME zurückzuführen, welches die lokale Mischungstemperatur verringert.

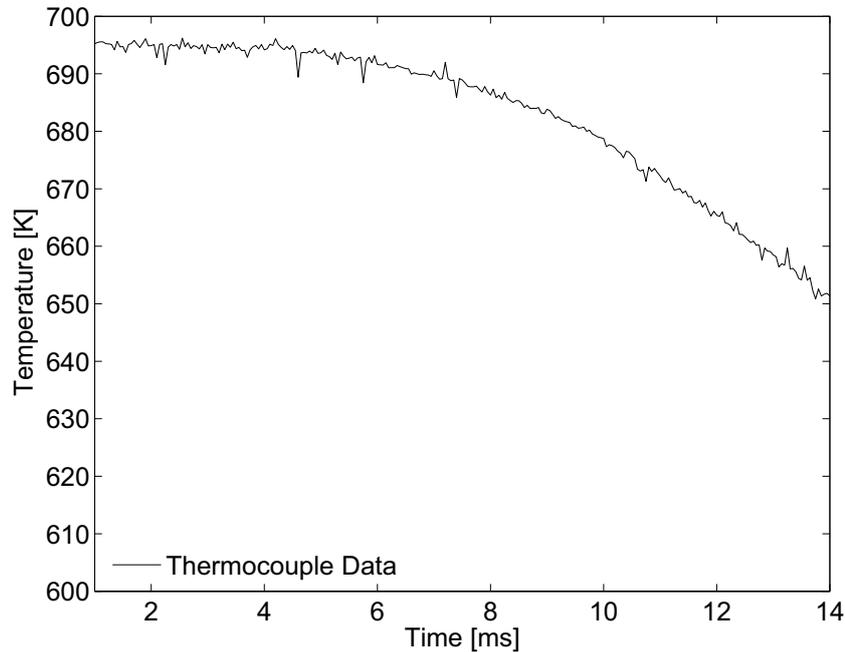


Abbildung B.2.: Zeitliche Entwicklung der Temperatur an der Stelle $x/d = 7$ auf der Freistrahachse ($T_K = 695 \text{ K}$, $T_{inj} = 430 \text{ K}$, $p_{inj} = 70 \text{ bar}$, $p_K = 20 \text{ bar}$).

Da das Antwortverhalten des Thermoelements von Strahlung, Konvektion und Wärmeleitung abhängt, müssen diese Einflüsse bekannt und quantifiziert sein, um den tatsächlichen Temperaturverlauf an der Messstelle zu erhalten. Aus diesem Grund wird ein Modell des Thermoelements erstellt, welches den Strahlungseinfluss der Kammerwand, die konvektive Wärmeabfuhr durch den DME-Freistrah und die Wärmeleitung von der Messstelle in den Thermoelementdraht berücksichtigt. Als bekannt Größe liegt durch die Temperaturmessung die Antwort des Systems vor. Um den Eingang zu erhalten, wird ein Sprung auf das System gegeben und die Antwort mit dem gemessenen Temperaturverlauf verglichen. Der Sprung wird iterativ so lange angepasst, bis die Antwort des Systems und die Temperaturmessung deckungsgleich sind. Bei Deckungsgleichheit wird der gegebene Sprung als tatsächlicher Temperaturverlauf an der Messstelle identifiziert. Das Resultat dieser iterativen Anpassung ist in Abb. B.3 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf der gemessenen Temperatur (Thermocouple Data) und die angepasste Systemantwort (Fitted Output) deckungsgleich sind. Das Eingangssignal des Systems (Fitted Input) entspricht gemäß dem Modell des Thermoelementes dem tatsächlichen Temperaturverlauf an der Messstelle.

Zur Validierung der Temperaturberechnung entsprechend Gl. 5.9 wird aus dem Molmischungsbruch aus jeweils 100 Einzelinjektionen für drei Zeitpunkte bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$ mit $T_K = 695 \text{ K}$ und $T_{inj} = 430 \text{ K}$ die lokale Temperatur bei $x/d = 7$ auf der Freistrahachse berechnet. Die lokalen Molmischungsbrüche sind in Abb. B.4 dargestellt.

Die aus den Molmischungsbrüchen in Abb. B.4 berechneten Temperaturen sind in Abb. B.5 gemeinsam mit dem Eingangssignal des Thermoelementmodells dargestellt. Dabei ist eine sehr gute Übereinstimmung von berechneter Temperatur und modellierter Temperatur des Thermoelements erkennbar.

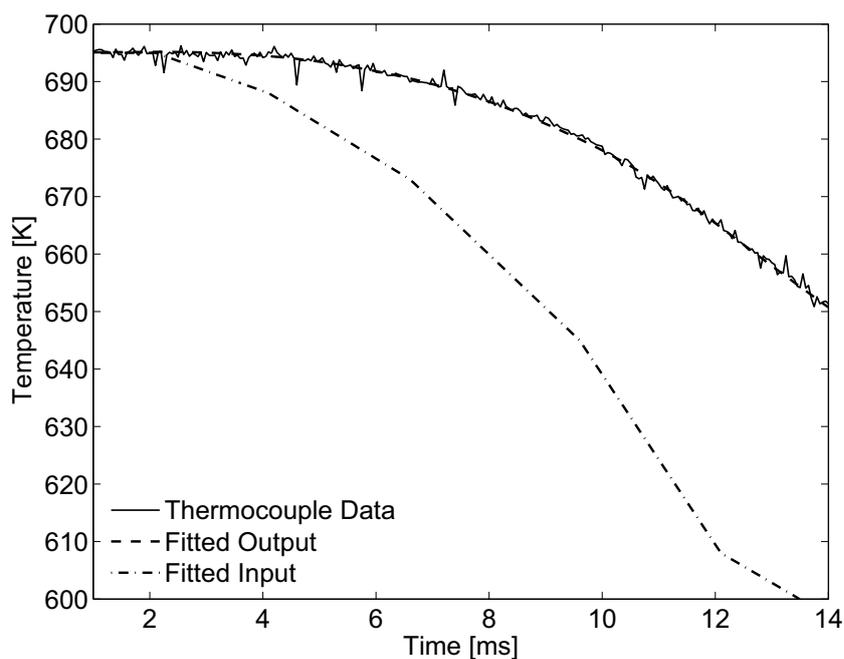


Abbildung B.3.: Anpassung der Systemantwort an den gemessenen Temperaturverlauf ($T_K = 695\text{ K}$, $T_{inj} = 430\text{ K}$, $p_{inj} = 70\text{ bar}$, $p_K = 20\text{ bar}$).

Für einen Kammerdruck von $p_K = 30\text{ bar}$ bei $p_{inj} = 70\text{ bar}$ ist für die gleichen Temperaturen wie bei $p_K = 20\text{ bar}$ (Abb. B.5) die Überlagerung von berechneter Temperatur und modellierter Temperatur in Abb. B.6 dargestellt. Auch hier ist eine sehr gute Übereinstimmung erkennbar.

In Abb. B.7 ist der Vergleich zwischen berechneter und modellierter Temperatur für $p_{inj} = 70\text{ bar}$ und $p_K = 40\text{ bar}$ aufgetragen. Die berechnete Temperatur ist hier systematisch höher als die modellierte.

Das kann durch das Verhalten von DME nahe dem kritischen Punkt erklärt werden. Für Drücke von 20 und 30 bar verhält sich DME wie ein ideales Gas. Bei höher werdenden Drücken nähert sich DME dem kritischen Punkt bei 54.7 bar an und die spezifische Wärme zeigt einen deutlichen Anstieg von 30 bis 50 % [52, 110]. Eine Erhöhung der Wärmekapazität um 30 bis 50 % bewirkt bei einem Molmischungsbruch von $X = 0.06 - 0.09$ eine Überschätzung der Mischungstemperatur 10 bis 15 K [52].

Der Vergleich der berechneten Temperaturen aus dem Molmischungsbruch zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Temperaturverlauf mittels eines sehr schnellen Thermoelementes.

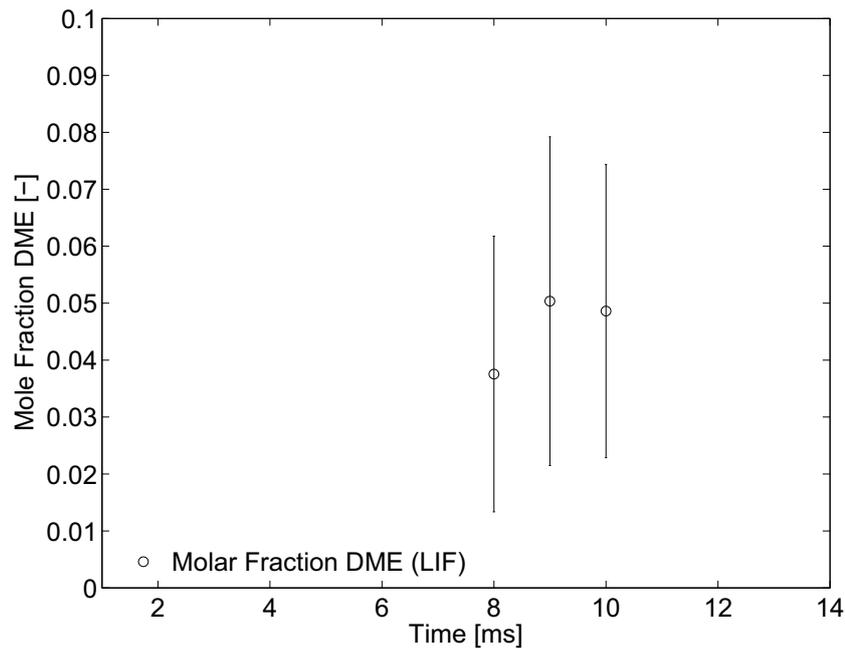


Abbildung B.4.: Lokale Molmischungsbrüche für drei Zeitschritte bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$ an der Stelle $x/d = 7$ auf der Freistrahlachse.

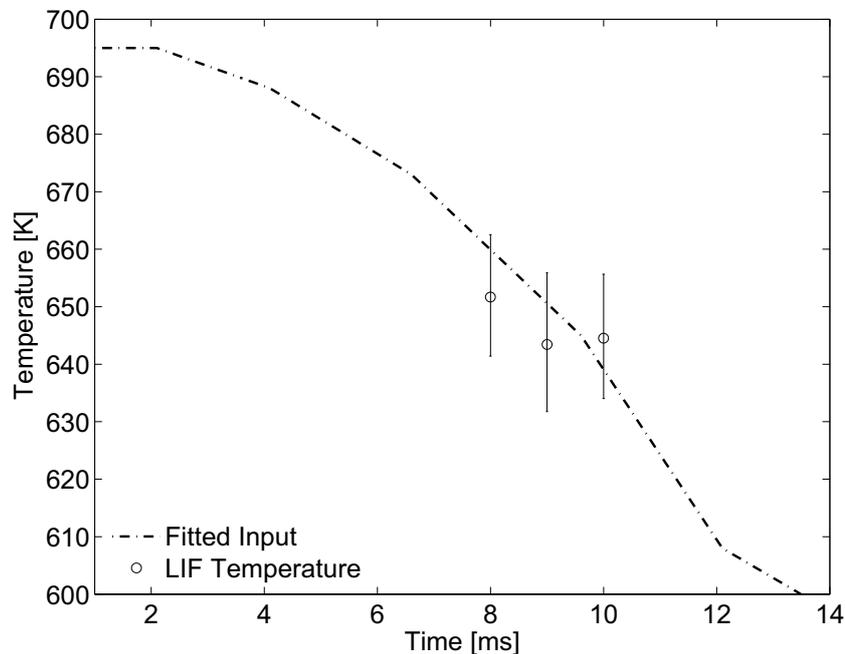


Abbildung B.5.: Überlagerung der Temperatur, die aus der lokalen Mischung berechnet wird und der modellierten Temperatur an der Messstelle bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 20 \text{ bar}$ an der Stelle $x/d = 7$ auf der Freistrahlachse. Als Eingangstemperaturen zur Berechnung gelten $T_K = 695 \text{ K}$ und $T_{inj} = 430 \text{ K}$.

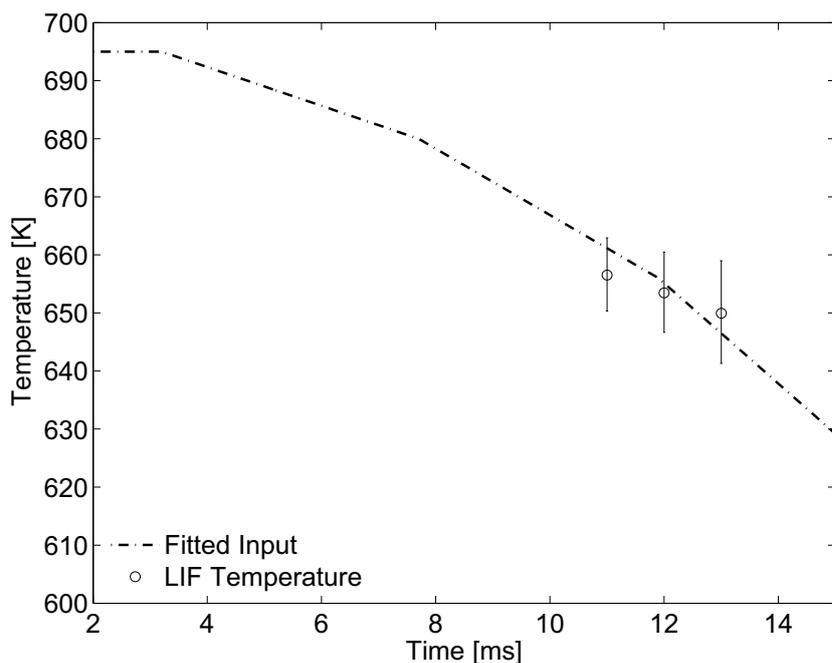


Abbildung B.6.: Überlagerung der Temperatur, die aus der lokalen Mischung berechnet wird und der modellierten Temperatur an der Messstelle bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 30 \text{ bar}$ an der Stelle $x/d = 7$ auf der Freistrahachse. Als Eingangstemperaturen zur Berechnung gelten $T_K = 695 \text{ K}$ und $T_{inj} = 430 \text{ K}$.

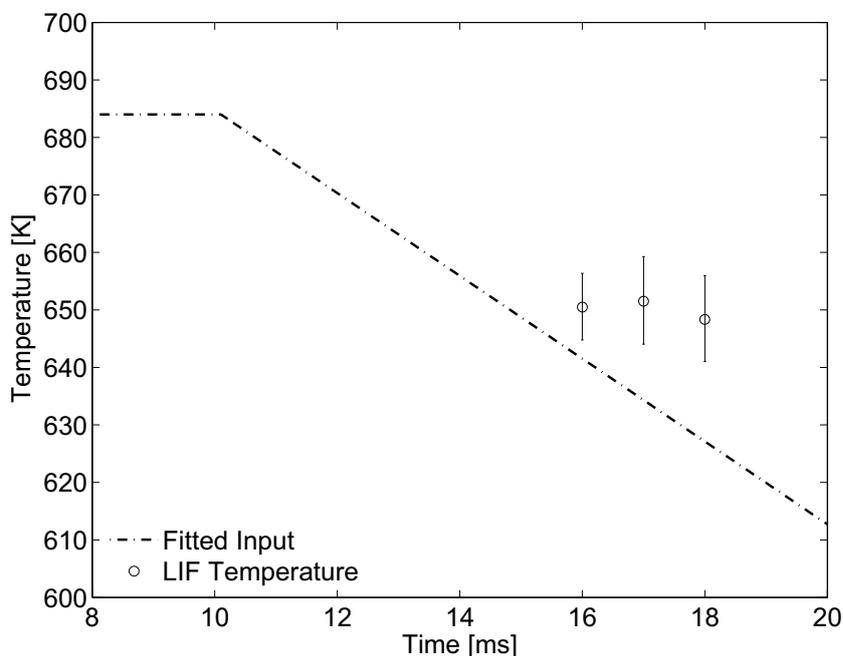


Abbildung B.7.: Überlagerung der Temperatur, die aus der lokalen Mischung berechnet wird und der modellierten Temperatur an der Messstelle bei $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 40 \text{ bar}$ an der Stelle $x/d = 7$ auf der Freistrahachse. Als Eingangstemperaturen zur Berechnung gelten $T_K = 684 \text{ K}$ und $T_{inj} = 430 \text{ K}$. Die berechnete Temperatur ist hier systematisch höher als die modellierte.

C. Reaktionsmechanismus von DME

Die nachfolgende Tabelle enthält den Reaktionsmechanismus [31, 42], welcher in den numerischen Simulationen in Kapitel 5.3 und 5.6 zum Einsatz kam. Die Arrhenius-Koeffizienten haben folgende Einheiten: A : [cm mol s], n : [-] und E_a : [kJ/mol].

		Reaktion	A	n	E_a
1	$\text{CH}_3 + \text{H}(+\text{M})$	$= \text{CH}_4(+\text{M})$	$2.14\text{E} + 15$	-0.40	0
2	$\text{CH}_4 + \text{H}$	$= \text{CH}_3 + \text{H}_2$	$1.73\text{E} + 04$	3.00	8224
3	$\text{CH}_4 + \text{OH}$	$= \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}$	$1.93\text{E} + 05$	2.40	2106
4	$\text{CH}_4 + \text{O}$	$= \text{CH}_3 + \text{OH}$	$2.13\text{E} + 06$	2.21	6480
5	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{CH}_3$	$= \text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_4$	$1.51\text{E} - 07$	6.00	6047
6	$\text{HCO} + \text{OH}$	$= \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$	$1.02\text{E} + 14$	0.00	0
7	$\text{CO} + \text{OH}$	$= \text{CO}_2 + \text{H}$	$1.40\text{E} + 05$	1.95	- 1347
8	$\text{H} + \text{O}_2$	$= \text{O} + \text{OH}$	$1.97\text{E} + 14$	0.00	16540
9	$\text{O} + \text{H}_2$	$= \text{H} + \text{OH}$	$5.08\text{E} + 04$	2.67	6292
10	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$= \text{OH} + \text{OH}$	$2.97\text{E} + 06$	2.02	13400
11	$\text{OH} + \text{H}_2$	$= \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	$2.16\text{E} + 08$	1.51	3430
12	$\text{HCO} + \text{M}$	$= \text{H} + \text{CO} + \text{M}$	$1.86\text{E} + 17$	-1.00	17000
13	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH}$	$= \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	$1.00\text{E} + 12$	0.00	0
14	$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{O}$	$= \text{CH}_3 + \text{HCO}$	$1.02\text{E} + 07$	1.88	179
15	$\text{H} + \text{C}_2\text{H}_4(+\text{M})$	$= \text{C}_2\text{H}_5(+\text{M})$	$1.08\text{E} + 12$	0.34	1822
16	$\text{CH}_3\text{OH} (+\text{M})$	$= \text{CH}_3 + \text{OH}(+\text{M})$	$1.90\text{E} + 16$	0.00	91730
17	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{H}$	$= \text{C}_2\text{H}_6 + \text{H}_2$	$5.54\text{E} + 02$	3.50	5167
18	$\text{CH}_3\text{OH} + \text{HO}_2$	$= \text{CH}_2\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2$	$3.98\text{E} + 13$	0.00	19400
19	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{O}_2$	$= \text{C}_2\text{H}_4 + \text{HO}_2$	$1.22\text{E} + 30$	- 5.76	10100
20	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{OH}$	$= \text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}_2\text{O}$	$5.12\text{E} + 06$	2.06	855
21	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{O}$	$= \text{C}_2\text{H}_5 + \text{OH}$	$1.13\text{E} + 14$	0.00	7850
22	$\text{CH}_3 + \text{HO}_2$	$= \text{CH}_3\text{O} + \text{OH}$	$1.10\text{E} + 13$	0.00	0
23	$\text{CO} + \text{HO}_2$	$= \text{CO}_2 + \text{OH}$	$3.01\text{E} + 13$	0.00	23000
24	$\text{CH}_3 + \text{CH}_3(+\text{M})$	$= \text{C}_2\text{H}_6(+\text{M})$	$9.21\text{E} + 16$	-1.17	635.8
25	$\text{H} + \text{OH} + \text{M}$	$= \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$2.25\text{E} + 22$	-2.00	0
26	$\text{H} + \text{O}_2(+\text{M})$	$= \text{HO}_2(+\text{M})$	$1.48\text{E} + 12$	0.60	0
27	$\text{CO} + \text{O}(+\text{M})$	$= \text{CO}_2(+\text{M})$	$1.80\text{E} + 10$	0.00	2384
28	$\text{CO} + \text{O}_2$	$= \text{CO}_2 + \text{O}$	$1.07\text{E} - 15$	7.13	13320
29	$\text{HCO} + \text{H}$	$= \text{CO} + \text{H}_2$	$7.34\text{E} + 13$	0.00	0
30	$\text{HCO} + \text{O}$	$= \text{CO} + \text{OH}$	$3.02\text{E} + 13$	0.00	0
31	$\text{HCO} + \text{H} + \text{M}$	$= \text{CH}_2\text{O} + \text{M}$	$2.66\text{E} + 24$	-2.57	427
32	$\text{CH}_2\text{O} + \text{OH}$	$= \text{HCO} + \text{H}_2\text{O}$	$3.43\text{E} + 09$	1.18	- 447
33	$\text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	$= \text{HCO} + \text{H}_2$	$9.33\text{E} + 08$	1.50	2976
34	$\text{CH}_2\text{O} + \text{O}$	$= \text{HCO} + \text{OH}$	$6.26\text{E} + 09$	1.15	2260
35	$\text{CH}_3 + \text{OH}$	$= \text{CH}_2\text{O} + \text{H}_2$	$2.25\text{E} + 13$	0.00	4300
36	$\text{CH}_3 + \text{O}$	$= \text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	$8.00\text{E} + 13$	0.00	0
37	$\text{CH}_3 + \text{O}_2$	$= \text{CH}_3\text{O} + \text{O}$	$2.00\text{E} + 18$	-1.57	29230
38	$\text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_3$	$= \text{HCO} + \text{CH}_4$	$3.64\text{E} - 06$	5.42	998
39	$\text{HCO} + \text{CH}_3$	$= \text{CH}_4 + \text{CO}$	$1.21\text{E} + 14$	0.00	0
40	$\text{CH}_3\text{O}(+\text{M})$	$= \text{CH}_2\text{O} + \text{H}(+\text{M})$	$5.45\text{E} + 13$	0.00	13500
41	$\text{C}_2\text{H}_4(+\text{M})$	$= \text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}_2(+\text{M})$	$2.60\text{E} + 17$	0.00	79350
42	$\text{HO}_2 + \text{O}$	$= \text{OH} + \text{O}_2$	$3.25\text{E} + 13$	0.00	0
43	$\text{CH}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$= \text{HCO} + \text{HO}_2$	$2.05\text{E} + 13$	0.00	38950

	Reaktion	A	n	E_a
44	$\text{CH}_3\text{O} + \text{O}_2 = \text{CH}_2\text{O} + \text{HO}_2$	5.50E + 10	0.00	2424
45	$\text{CH}_3 + \text{HO}_2 = \text{CH}_4 + \text{O}_2$	3.00E + 12	0.00	0
46	$\text{HCO} + \text{O}_2 = \text{CO} + \text{HO}_2$	7.58E + 12	0.00	410
47	$\text{HO}_2 + \text{H} = \text{OH} + \text{OH}$	7.08E + 13	0.00	300
48	$\text{HO}_2 + \text{H} = \text{H}_2 + \text{O}_2$	1.66E + 13	0.00	820
49	$\text{HO}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	2.89E + 13	0.00	- 500
50	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	4.20E + 14	0.00	11980
51	$\text{OH} + \text{OH}(+\text{M}) = \text{H}_2\text{O}_2(+\text{M})$	1.24E + 14	-0.37	0
52	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} = \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	2.41e + 13	0.00	3970
53	$\text{CH}_4 + \text{HO}_2 = \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}_2$	3.42E + 11	0.00	19290
54	$\text{CH}_2\text{O} + \text{HO}_2 = \text{HCO} + \text{H}_2\text{O}_2$	5.82E - 03	4.53	6557
55	$\text{O} + \text{H} + \text{M} = \text{OH} + \text{M}$	4.72E + 18	-1.00	0
56	$\text{O} + \text{O} + \text{M} = \text{O}_2 + \text{M}$	6.17E + 15	-0.50	0
57	$\text{H}_2 + \text{M} = \text{H} + \text{H} + \text{M}$	4.57E - 19	-1.40	104400
58	$\text{C}_2\text{H}_3 + \text{H}(+\text{M}) = \text{C}_2\text{H}_4 + (\text{M})$	6.10E + 12	0.27	280
59	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{C}_2\text{H}_3 = \text{C}_2\text{H}_4 + \text{C}_2\text{H}_4$	3.00E + 12	0.00	0
60	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}(+\text{M}) = \text{C}_2\text{H}_3(+\text{M})$	3.11E + 11	0.58	2589
61	$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{H} = \text{C}_2\text{H}_3 + \text{H}_2$	8.42E - 03	4.62	2583
62	$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{OH} = \text{C}_2\text{H}_3 + \text{H}_2\text{O}$	2.05E + 13	0.00	5955
63	$\text{C}_2\text{H}_3 + \text{O}_2 = \text{C}_2\text{H}_2 + \text{HO}_2$	5.19E + 15	- 1.26	3310
64	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{M} = \text{C}_2\text{H} + \text{H} + \text{M}$	4.20E + 16	0.00	107000
65	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 = \text{HCCO} + \text{OH}$	2.00E + 08	1.50	30100
66	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 = \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$	7.28E + 19	-2.54	1809
67	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{OH} = \text{C}_2\text{H} + \text{H}_2\text{O}$	3.39E + 07	2.00	14000
68	$\text{O} + \text{C}_2\text{H}_2 = \text{C}_2\text{H} + \text{OH}$	3.20E + 15	-0.60	15000
69	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O} = \text{CH}_2 + \text{CO}$	6.12E + 06	2.00	1900
70	$\text{C}_2\text{H} + \text{O}_2 = \text{HCO} + \text{CO}$	2.41E + 12	0.00	0
71	$\text{C}_2\text{H} + \text{O} = \text{CO} + \text{CH}$	1.81E + 13	0.00	0
72	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 = \text{HCO} + \text{OH}$	1.29E + 20	-3.30	284
73	$\text{CH}_2 + \text{O} = \text{CO} + \text{H} + \text{H}$	5.00E + 13	0.00	0
74	$\text{CH}_2 + \text{H} = \text{CH} + \text{H}_2$	1.00E + 18	-1.56	0
75	$\text{CH}_2 + \text{OH} = \text{CH} + \text{H}_2\text{O}$	1.13E + 07	2.00	3000
76	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 = \text{CO}_2 + \text{H} + \text{H}$	3.29E + 21	-3.30	2868
77	$\text{CH} + \text{O}_2 = \text{HCO} + \text{O}$	3.30E + 13	0.00	0
78	$\text{CH}_3\text{OH} + \text{OH} = \text{CH}_2\text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	7.10E + 06	1.80	-596
79	$\text{CH}_3\text{OH} + \text{H} = \text{CH}_3\text{O} + \text{H}_2$	3.60E + 12	0.00	6095
80	$\text{CH}_3\text{OH} + \text{H} = \text{CH}_2\text{OH} + \text{H}_2$	1.44E + 13	0.00	6095
81	$\text{CH}_3\text{OH} + \text{CH}_3 = \text{CH}_2\text{OH} + \text{CH}_4$	3.19E + 01	3.17	7172
82	$\text{CH}_3\text{OH} + \text{O} = \text{CH}_2\text{OH} + \text{OH}$	3.88E + 05	2.50	3080
83	$\text{CH}_2\text{OH} + \text{O}_2 = \text{CH}_2\text{O} + \text{HO}_2$	3.81E + 06	2.00	1640
84	$\text{CH}_2\text{OH}(+\text{M}) = \text{CH}_2\text{O} + \text{H} + (\text{M})$	2.80E + 14	-0.73	32820
85	$\text{C}_2\text{H}_3 + \text{O}_2 = \text{C}_2\text{H}_2 + \text{HO}_2$	2.12E - 06	6.00	9484
86	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O} = \text{OH} + \text{HO}_2$	9.55E + 06	2.00	3970
87	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O} = \text{HCCO} + \text{H}$	1.43E + 07	2.00	1900
88	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{OH} = \text{CH}_2\text{CO} + \text{H}$	3.24E + 13	0.00	12000
89	$\text{CH}_2\text{CO} + \text{H} = \text{CH}_3 + \text{CO}$	1.13E + 13	0.00	3428
90	$\text{CH}_2\text{CO} + \text{O} = \text{CH}_2 + \text{CO}_2$	1.75E + 12	0.00	1350
91	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 = \text{CH}_2\text{O} + \text{O}$	3.29E + 21	-3.30	2868
92	$\text{CH}_2\text{CO}(+\text{M}) = \text{CH}_2 + \text{CO}(+\text{M})$	3.00E + 14	0.00	70980
93	$\text{CH}_2\text{CO} + \text{O} = \text{HCCO} + \text{OH}$	1.00E + 13	0.00	8000
94	$\text{CH}_2\text{CO} + \text{OH} = \text{HCCO} + \text{H}_2\text{O}$	1.00E + 13	0.00	3000
95	$\text{CH}_2\text{CO} + \text{H} = \text{HCCO} + \text{H}_2$	2.00E + 14	0.00	8000
96	$\text{HCCO} + \text{OH} = \text{HCO} + \text{HCO}$	1.00E + 13	0.00	0
97	$\text{HCCO} + \text{H} = \text{C}_2\text{H}_2 + \text{CO}$	1.10E + 14	0.00	0
98	$\text{HCCO} + \text{O} = \text{H} + \text{CO} + \text{CO}$	8.00E + 13	0.00	0
99	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{O}_2 = \text{C}_2\text{H}_5 + \text{HO}_2$	4.00E + 13	0.00	50900

	Reaktion	A	n	E_a
100	$C_2H_6 + HO_2 = C_2H_5 + H_2O_2$	1.70E + 13	0.00	20460
101	$CH_2 + O_2 = CO_2 + H_2$	1.01E + 21	-3.30	1508
102	$CH_3 + C_2H_3 = CH_4 + C_2H_2$	3.92E + 11	0.00	0
103	$CH_3 + C_2H_5 = CH_4 + C_2H_4$	1.95E + 13	-0.50	0
104	$CH_3O + CH_3O = CH_3OH + CH_2O$	6.03E + 13	0.00	0
105	$CH_2O + CH_3O = CH_3OH + HCO$	1.15E + 11	0.00	1280
106	$CH_4 + CH_3O = CH_3 + CH_3OH$	1.57E + 11	0.00	8843
107	$C_2H_6 + CH_3O = C_2H_5 + CH_3OH$	3.00E + 11	0.00	7000
108	$C_2H_3 + H = C_2H_2 + H_2$	2.00E + 13	0.00	2500
109	$CH_3O + CH_3OH = CH_2OH + CH_3OH$	3.00E + 11	0.00	4074
110	$CH_3OH + OH = CH_3O + H_2O$	1.00E + 06	2.10	497
111	$C_2H_5 + H = CH_3 + CH_3$	3.61E + 13	0.00	0
112	$C_2H_3 + O_2 = CH_2O + HCO$	1.70E + 29	-5.31	6500
113	$C_2H_5 + H = C_2H_6$	3.61E + 13	0.00	0
114	$C_2H_5OH(+M) = CH_2OH + CH_3(+M)$	5.71E + 23	-1.68	94405
115	$C_2H_5OH(+M) = C_2H_5 + OH(+M)$	2.40E + 23	-1.62	99535
116	$C_2H_5OH(+M) = C_2H_4 + H_2O(+M)$	2.79E + 13	0.09	66136
117	$C_2H_5OH(+M) = CH_3CHO + H_2(+M)$	7.42E + 11	0.10	91007
118	$C_2H_5OH + O_2 = pC_2H_4OH + HO_2$	2.00E + 13	0.00	52800
119	$C_2H_5OH + O_2 = sC_2H_4OH + HO_2$	1.50E + 13	0.00	50150
120	$C_2H_5OH + OH = pC_2H_4OH + H_2O$	1.74E + 11	0.27	600
121	$C_2H_4OH + OH = sC_2H_4OH + H_2O$	4.64E + 11	0.15	0
122	$C_2H_5OH + H = pC_2H_4OH + H_2$	1.23E + 07	1.80	5098
123	$C_2H_5OH + H = sC_2H_4OH + H_2$	2.58E + 07	1.65	2827
124	$C_2H_5OH + HO_2 = pC_2H_4OH + H_2O_2$	1.23E + 04	2.55	15750
125	$C_2H_5OH + HO_2 = sC_2H_4OH + H_2O_2$	8.20E + 03	2.55	10750
126	$C_2H_5OH + HO_2 = C_2H_5O + H_2O_2$	2.50E + 12	0.00	24000
127	$C_2H_5OH + O = pC_2H_4OH + OH$	9.41E + 07	1.70	5459
128	$C_2H_5OH + O = sC_2H_4OH + OH$	1.88E + 07	1.85	1842
129	$C_2H_5OH + CH_3 = pC_2H_4OH + CH_4$	1.33E + 02	3.18	9362
130	$C_2H_5OH + CH_3 = sC_2H_4OH + CH_4$	4.44E + 02	2.90	7690
131	$C_2H_5OH + C_2H_5 = pC_2H_4OH + C_2H_6$	5.00E + 10	0.00	13400
132	$C_2H_5OH + C_2H_5 = sC_2H_4OH + C_2H_6$	5.00E + 10	0.00	10400
133	$C_2H_4 + OH = pC_2H_4OH$	9.93E + 11	0.00	-960
134	$sC_2H_4OH + M = CH_3CHO + H + M$	1.00E + 14	0.00	25000
135	$C_2H_4 + CH_3 = C_2H_3 + CH_4$	6.62E + 00	3.70	9500
136	$CH_3CO(+M) = CH_3 + CO(+M)$	3.00E + 12	0.00	16722
137	$CH_3CHO = CH_3 + HCO$	2.61E + 15	0.15	80550
138	$CH_3CHO + O_2 = CH_3CO + HO_2$	3.01E + 13	0.00	39148
139	$CH_3CHO + OH = CH_3CO + H_2O$	2.00E + 06	1.80	1300
140	$CH_3CHO + H = CH_3CO + H_2$	1.34E + 13	0.00	3300
141	$CH_3CHO + O = CH_3CO + OH$	5.94E + 12	0.00	1868
142	$CH_3CHO + HO_2 = CH_3CO + H_2O_2$	3.01E + 12	0.00	11925
143	$CH_3CHO + CH_3 = CH_3CO + CH_4$	2.61E + 06	1.78	5910
144	$C_2H_4 + O_2 = C_2H_3 + HO_2$	4.00E + 13	0.00	58200
145	$CO + H_2 + M = CH_2O + M$	5.07E + 27	-3.42	84350
146	$C_2H_4 + CH_3O = C_2H_3 + CH_3OH$	1.20E + 11	0.00	6750
147	$CH_3COCH_3 = CH_3CO + CH_3$	1.22E + 23	-1.99	83950
148	$CH_3COCH_3 + OH = CH_3COCH_2 + H_2O$	1.05E + 10	0.97	1586
149	$CH_3COCH_3 + H = CH_3COCH_2 + H_2$	5.63E + 07	2.00	7700
150	$CH_3COCH_3 + O = CH_3COCH_2 + OH$	1.13E + 14	0.00	7850
151	$CH_3COCH_3 + CH_3 = CH_3COCH_2 + CH_4$	3.96E + 11	0.00	9784
152	$CH_3COCH_3 + CH_3O = CH_3COCH_2 + CH_3OH$	1.00E + 11	0.00	7000
153	$CH_3COCH_2 = CH_2CO + CH_3$	1.00E + 14	0.00	31000
154	$CH_3COCH_3 + O_2 = CH_3COCH_2 + HO_2$	1.20E + 14	0.00	46000
155	$CH_3COCH_3 + HO_2 = CH_3COCH_2 + H_2O_2$	1.70E + 13	0.00	20460

	Reaktion	A	n	E_a
156	$C_2H_5 + CO = C_2H_5CO$	1.51E + 11	0.00	4810
157	$C_2H_5CHO + H = C_2H_5CO + H_2$	3.98E + 13	0.00	4200
158	$C_2H_5CHO + O = C_2H_5CO + OH$	5.01E + 12	0.00	1790
159	$C_2H_5CHO + OH = C_2H_5CO + H_2O$	9.24E + 06	1.50	-962
160	$C_2H_5CHO + CH_3 = C_2H_5CO + CH_4$	2.61E + 06	1.78	5911
161	$C_2H_5CHO + HO_2 = C_2H_5CO + H_2O_2$	1.00E + 12	0.00	11000
162	$C_2H_5CHO + CH_3O = C_2H_5CO + CH_3OH$	1.00E + 12	0.00	3300
163	$C_2H_5CHO + C_2H_5 = C_2H_5CO + C_2H_6$	1.00E + 12	0.00	8000
164	$C_2H_5 + HCO = C_2H_5CHO$	1.81E + 13	0.00	0
165	$C_2H_5CHO + O_2 = C_2H_5CO + HO_2$	2.00E + 13	0.50	42200
166	$C_2H_5CHO + C_2H_3 = C_2H_5CO + C_2H_4$	1.70E + 12	0.00	8440
167	$H_2O_2 + H = H_2 + HO_2$	4.82E + 13	0.00	7950
168	$HCO + O = CO_2 + H$	3.00E + 13	0.00	0
169	$CH_3 + M = CH_2 + H + M$	1.97E + 16	0.00	92520
170	$CH_3 + H = CH_2 + H_2$	9.00E + 13	0.00	15100
171	$CH_3 + OH = CH_2 + H_2O$	3.00E + 06	2.00	2500
172	$CH + CH_4 = C_2H_4 + H$	6.00E + 13	0.00	0
173	$CH_3OH(+M) = CH_2OH + H(+M)$	2.69E + 16	-0.08	98940
174	$CH_3CO + H = CH_2CO + H_2$	2.00E + 13	0.00	0
175	$CH_3CO + O = CH_2CO + OH$	2.00E + 13	0.00	0
176	$CH_3CO + CH_3 = CH_2CO + CH_4$	5.00E + 13	0.00	0
177	$C_2H_4 + O = CH_2CHO + H$	3.39E + 06	1.88	179
178	$C_2H_5 + O = CH_3CHO + H$	5.00E + 13	0.00	0
179	$C_2H_6 + CH = C_2H_5 + CH_2$	1.10E + 14	0.00	-260
180	$CH_3OH + HCO = CH_2OH + CH_2O$	9.63E + 03	2.90	13110
181	$C_2H_5OH + OH = C_2H_5O + H_2O$	7.46E + 11	0.30	1634
182	$C_2H_5OH + H = C_2H_5O + H_2$	1.50E + 07	1.60	3038
183	$C_2H_5OH + O = C_2H_5O + OH$	1.58E + 07	2.00	4448
184	$C_2H_5OH + CH_3 = C_2H_5O + CH_4$	1.34E + 02	2.92	7452
185	$sC_2H_4OH + O_2 = CH_3CHO + HO_2$	3.81E + 06	2.00	1641
186	$C_2H_5O + O_2 = CH_3CHO + HO_2$	4.28E + 10	0.00	1097
187	$H_2O_2 + O_2 = HO_2 + HO_2$	1.30E + 11	0.00	-1629
188	$H_2O_2 + OH = H_2O + HO_2$	5.80E + 14	0.00	9560
189	$C_2H_5O_2 = C_2H_5 + O_2$	4.93E + 50	-11.50	42250
190	$CH_3 + O_2 + M = CH_3O_2 + M$	5.44E + 25	-3.30	0
191	$CH_3O_2H = CH_3O + OH$	6.31E + 14	0.00	42300
192	$C_2H_5O_2H = C_2H_5O + OH$	6.31E + 14	0.00	42300
193	$C_2H_5O + M = CH_3 + CH_2O + M$	1.35E + 38	-6.96	23800
194	$CH_3O_2 + CH_2O = CH_3O_2H + HCO$	1.99E + 12	0.00	11670
195	$C_2H_5O_2 + CH_2O = C_2H_5O_2H + HCO$	1.99E + 12	0.00	11670
196	$C_2H_4 + CH_3O_2 = C_2H_3 + CH_3O_2H$	1.13E + 13	0.00	30430
197	$C_2H_4 + C_2H_5O_2 = C_2H_3 + C_2H_5O_2H$	1.13E + 13	0.00	30430
198	$CH_4 + CH_3O_2 = CH_3 + CH_3O_2H$	1.81E + 11	0.00	18480
199	$CH_4 + C_2H_5O_2 = CH_3 + C_2H_5O_2H$	1.81E + 11	0.00	18480
200	$CH_3OH + CH_3O_2 = CH_2OH + CH_3O_2H$	1.81E + 12	0.00	13710
201	$CH_3OH + C_2H_5O_2 = CH_2OH + C_2H_5O_2H$	1.81E + 12	0.00	13710
202	$C_2H_5 + HO_2 = C_2H_5O + OH$	3.20E + 13	0.00	0
203	$CH_3O_2 + CH_3 = CH_3O + CH_3O$	7.00E + 12	0.00	-1000
204	$CH_3O_2 + C_2H_5 = CH_3O + C_2H_5O$	7.00E + 12	0.00	-1000
205	$CH_3O_2 + HO_2 = CH_3O_2H + O_2$	1.75E + 10	0.00	-3275
206	$CH_3OH + O_2 = CH_2OH + HO_2$	2.05E + 13	0.00	44900
207	$C_2H_5O_2 + HO_2 = C_2H_5O_2H + O_2$	1.75E + 10	0.00	-3275
208	$CH_3O_2 + CH_3O_2 = CH_2O + CH_3OH + O_2$	3.11E + 14	-1.61	-1051
209	$CH_3O_2 + CH_3O_2 = O_2 + CH_3O + CH_3O$	1.40E + 16	-1.61	1860
210	$C_2H_6 + CH_3O_2 = C_2H_5 + CH_3O_2H$	1.70E + 13	0.00	20460
211	$C_2H_6 + C_2H_5O_2 = C_2H_5 + C_2H_5O_2H$	1.70E + 13	0.00	20460

	Reaktion	A	n	E_a
212	$pC_2H_4OH + O_2 = O_2C_2H_4OH$	1.20E + 11	0.00	-1100
213	$O_2C_2H_4OH = OH + CH_2O + CH_2O$	1.25E + 10	0.00	18900
214	$C_2H_5O_2 = C_2H_4O_2H$	5.64E + 47	-11.44	37320
215	$C_2H_4O_2H = C_2H_4O1-2 + OH$	4.25E + 22	-4.18	22350
216	$CH_3CO + O_2 = CH_3CO_3$	1.20E + 11	0.00	-1100
217	$CH_3CO_2 + M = CH_3 + CO_2 + M$	4.40E + 15	0.00	10500
218	$CH_3CO_3H = CH_3CO_2 + OH$	5.01E + 14	0.00	40150
219	$CH_3CO_3 + HO_2 = CH_3CO_3H + O_2$	1.75E + 10	0.00	-3275
220	$C_2H_5O + M = CH_3CHO + M$	1.16E + 35	-5.89	25274
221	$H_2O_2 + CH_3CO_3 = HO_2 + CH_3CO_3H$	2.40E + 12	0.00	9936
222	$CH_4 + CH_3CO_3 = CH_3 + CH_3CO_3H$	1.81E + 11	0.00	18480
223	$C_2H_4 + CH_3CO_3 = C_2H_3 + CH_3CO_3H$	1.13E + 13	0.00	30430
224	$C_2H_6 + CH_3CO_3 = C_2H_5 + CH_3CO_3H$	1.70E + 13	0.00	20460
225	$CH_2O + CH_3CO_3 = HCO + CH_3CO_3H$	1.99E + 12	0.00	11670
226	$CH_3O_2 + CH_3CHO = CH_3O_2H + CH_3CO$	3.01E + 12	0.00	11925
227	$CH_3CHO + CH_3CO_3 = CH_3CO + CH_3CO_3H$	3.01E + 12	0.00	11925
228	$C_2H_3 + CO = C_2H_3CO$	1.51E + 11	0.00	4810
229	$C_2H_3CHO + OH = C_2H_3CO + H_2O$	9.24E + 06	1.50	- 962
230	$C_2H_3CHO + H = C_2H_3CO + H_2$	1.34E + 13	0.00	3300
231	$C_2H_3CHO + O = C_2H_3CO + OH$	5.94E + 12	0.00	1868
232	$C_2H_3CHO + HO_2 = C_2H_3CO + H_2O_2$	3.01E + 12	0.00	11925
233	$C_2H_3CHO + CH_3 = C_2H_3CO + CH_4$	2.61E + 06	1.78	5910
234	$C_2H_3CHO + CH_3O_2 = C_2H_3CO + CH_3O_2H$	3.01E + 12	0.00	11925
235	$C_2H_4O_2H = C_2H_4 + HO_2$	9.29E + 30	-6.10	19930
236	$C_2H_4 + CH_3O_2 = C_2H_4O1-2 + CH_3O$	2.82E + 12	0.00	17110
237	$C_2H_4 + C_2H_5O_2 = C_2H_4O1-2 + C_2H_5O$	2.82E + 12	0.00	17110
238	$C_2H_4O1-2 = CH_3 + HCO$	3.63E + 13	0.00	57200
239	$C_2H_4O1-2 = CH_3CHO$	7.41E + 12	0.00	53800
240	$C_2H_4O1-2 + OH = C_2H_3O1-2 + H_2O$	1.78E + 13	0.00	3610
241	$C_2H_4O1-2 + H = C_2H_3O1-2 + H_2$	8.00E + 13	0.00	9600
242	$C_2H_4O1-2 + HO_2 = C_2H_3O1-2 + H_2O_2$	1.13E + 13	0.00	30430
243	$C_2H_4O1-2 + CH_3O_2 = C_2H_3O1-2 + CH_3O_2H$	1.13E + 13	0.00	30430
244	$C_2H_4O1-2 + C_2H_5O_2 = C_2H_3O1-2 + C_2H_5O_2H$	1.13E + 13	0.00	30430
245	$C_2H_4O1-2 + CH_3 = C_2H_3O1-2 + CH_4$	1.07E + 12	0.00	11830
246	$C_2H_4O1-2 + CH_3O = C_2H_3O1-2 + CH_3OH$	1.20E + 11	0.00	6750
247	$CH_3COCH_2 + O_2 = CH_3COCH_2O_2$	1.20E + 11	0.00	-1100
248	$CH_3COCH_3 + RO_2 = CH_3COCH_2 + CH_3COCH_2O_2H$	1.00E + 11	0.00	5000
249	$CH_2O + CH_3COCH_2O_2 = HCO + CH_3COCH_2O_2H$	1.29E + 11	0.00	9000
250	$HO_2 + CH_3COCH_2O_2 = CH_3COCH_2O_2H + O_2$	1.00E + 12	0.00	0
251	$CH_3COCH_2O_2H = CH_3COCH_2O + OH$	1.00E + 16	0.00	43000
252	$CH_3CO + CH_2O = CH_3COCH_2O$	1.00E + 11	0.00	11900
253	$C_2H_5CHO + CH_3O_2 = C_2H_5CO + CH_3O_2H$	3.01E + 12	0.00	11930
254	$C_2H_5CHO + C_2H_5O = C_2H_5CO + C_2H_5OH$	6.03E + 11	0.00	3300
255	$C_2H_5CHO + C_2H_5O = C_2H_5CO + C_2H_5O_2H$	3.01E + 12	0.00	11930
256	$C_2H_5CHO + CH_3CO_3 = C_2H_5CO + CH_3CO_3H$	3.01E + 12	0.00	11930
257	$CH_3CHO + OH = CH_3 + HOCHO$	3.00E + 15	- 1.08	0
258	$C_2H_3O1-2 = CH_3CO$	8.50E + 14	0.00	14000
259	$C_2H_3O1-2 = CH_2CHO$	1.00E + 14	0.00	14000
260	$CH_2CHO = CH_2CO + H$	3.09E + 15	-0.26	50820
261	$CH_2CHO + O_2 = CH_2O + CO + OH$	2.00E + 13	0.00	4200
262	$HCO + O_2 = O_2CHO$	1.20E + 11	0.00	-1100
263	$CH_2O + O_2CHO = HCO + HO_2CHO$	1.99E + 12	0.00	11670
264	$HO_2CHO = OCHO + OH$	5.01E + 14	0.00	40150
265	$H + CO_2 + M = OCHO + M$	7.50E + 13	0.00	29000
266	$HCCO + O_2 = CO_2 + HCO$	2.40E + 11	0.00	-854
267	$CH_3CHO + OH = CH_2CHO + H_2O$	1.72E + 05	2.40	815

	Reaktion	A	n	E_a
268	$\text{CH}_2\text{CO} + \text{OH} = \text{CH}_2\text{OH} + \text{CO}$	3.73E + 12	0.00	-1013
269	$\text{CH}_3 + \text{O}_2 = \text{CH}_2\text{O} + \text{OH}$	7.47E + 11	0.00	14250
270	$\text{CH}_3 + \text{CH}_3 = \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2$	1.00E + 14	0.00	32000
271	$\text{CH}_3 + \text{OH} = \text{CH}_2[\text{s}] + \text{H}_2\text{O}$	2.65E + 13	0.00	2186
272	$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{HO}_2 = (\text{C}_2\text{H}_4\text{O1-2} + \text{OH}) + \text{OH}$	2.23E + 12	0.00	17190
273	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 = \text{CH}_3 + \text{CH}_3\text{O}$	1.90E + 68	- 15.27	108939
274	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{OH} = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{H}_2\text{O}$	9.35E + 05	2.29	-780.7
275	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{H} = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{H}_2$	7.72E + 06	2.09	3384
276	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{O} = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{OH}$	1.86E - 03	5.29	-109
277	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{HO}_2 = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{H}_2\text{O}_2$	1.68E + 13	0.00	17690
278	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{CH}_3\text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_3\text{O}_2\text{H}$	1.68E + 13	0.00	17690
279	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{CH}_3 = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_4$	1.45E - 06	5.73	5699
280	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{HO}_2$	4.10E + 13	0.00	44910
281	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{CH}_3\text{O} = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_3\text{OH}$	6.02E + 11	0.00	4074
282	$\text{CH}_3\text{OCH}_2 = \text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_3$	1.60E + 13	0.00	25500
283	$\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_3\text{O} = \text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{CH}_2\text{O}$	2.41E + 13	0.00	0
284	$\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_2\text{O} = \text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{HCO}$	5.49E + 03	2.80	5862
285	$\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_3\text{CHO} = \text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{CH}_3\text{CO}$	1.26E + 12	0.00	8499
286	$\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{HO}_2 = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O} + \text{OH}$	9.00E + 12	0.00	0
287	$\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2$	2.00E + 12	0.00	0
288	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{R}'\text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H}$	5.00E + 12	0.00	17690
289	$\text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2 + \text{CH}_2\text{O} = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H} + \text{HCO}$	1.00E + 12	0.00	11670
290	$\text{R}'\text{O}_2 + \text{CH}_3\text{CHO} = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H} + \text{CH}_3\text{CO}$	2.80E + 12	0.00	13600
291	$\text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O} + \text{OH} = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H}$	2.00E + 13	0.00	0
292	$\text{CH}_3\text{O} + \text{CH}_2\text{O} = \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}$	1.00E + 11	0.00	11900
293	$\text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2 = \text{CH}_2\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H}$	6.00E + 10	0.00	21580
294	$\text{CH}_2\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H} = \text{OH} + \text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_2\text{O}$	1.50E + 13	0.00	20760
295	$\text{CH}_2\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H} + \text{O}_2 = \text{O}_2\text{CH}_2\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H}$	7.00E + 11	0.00	0
296	$\text{O}_2\text{CH}_2\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H} = \text{HO}_2\text{CH}_2\text{OCHO} + \text{OH}$	4.00E + 10	0.00	18580
297	$\text{HO}_2\text{CH}_2\text{OCHO} = \text{OCH}_2\text{OCHO} + \text{OH}$	2.00E + 16	0.00	40500
298	$\text{CH}_2\text{O} + \text{OCHO} = \text{OCH}_2\text{OCHO}$	1.25E + 11	0.00	11900
299	$\text{C}_2\text{H}_5\text{O}_2 = \text{C}_2\text{H}_4 + \text{HO}_2$	3.37E + 55	- 13.42	44670
300	$\text{C}_2\text{H}_4\text{O}_2\text{H} = \text{C}_2\text{H}_5 + \text{O}_2$	2.15E + 37	- 8.21	28020
301	$\text{CH}_3\text{O} + \text{CH}_3 = \text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_4$	2.40E + 13	0.00	0
302	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{O}_2\text{CHO} = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{HO}_2\text{CHO}$	4.42E + 04	2.60	13910
303	$\text{OCH}_2\text{OCHO} = \text{HOCH}_2\text{OCO}$	1.00E + 11	0.00	14000
304	$\text{HOCH}_2\text{O} + \text{CO} = \text{HOCH}_2\text{OCO}$	1.50E + 11	0.00	4800
305	$\text{CH}_2\text{OH} + \text{CO}_2 = \text{HOCH}_2\text{OCO}'$	1.50E + 11	0.00	35200
306	$\text{CH}_2\text{OH} + \text{HO}_2 = \text{HOCH}_2\text{O} + \text{OH}$	1.00E + 13	0.00	0
307	$\text{CH}_2\text{O} + \text{OH} = \text{HOCH}_2\text{O}$	4.50E + 15	-1.10	0
308	$\text{HOCH}_2\text{O} = \text{HOCHO} + \text{H}$	1.00E + 14	0.00	14900
309	$\text{HOCHO} + \text{M} = \text{CO} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.30E + 13	0.00	50000
310	$\text{HOCHO} + \text{M} = \text{CO}_2 + \text{H}_2 + \text{M}$	1.50E + 16	0.00	57000
311	$\text{R}'\text{O}_2 + \text{R}'\text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCHO} + \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{OH} + \text{O}_2$	6.63E + 22	-4.50	0
312	$\text{R}'\text{O}_2 + \text{R}'\text{O}_2 = \text{O}_2 + \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O} + \text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}$	1.55E + 23	-4.50	0
313	$\text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O} = \text{CH}_3\text{OCHO} + \text{H}$	1.75E + 16	-0.66	11720
314	$\text{CH}_3\text{OCHO} = \text{CH}_3 + \text{OCHO}$	1.39E + 18	-0.99	79140
315	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{HO}_2$	1.00E + 13	0.00	49700
316	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{OH} = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{H}_2\text{O}$	2.34E + 07	1.61	-35
317	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{HO}_2 = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{H}_2\text{O}_2$	1.22E + 12	0.00	17000
318	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{O} = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{OH}$	2.35E + 05	2.50	2230
319	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{H} = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{H}_2$	4.55E + 06	2.00	5000
320	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{CH}_3 = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{CH}_4$	7.55E - 01	3.46	5481
321	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{CH}_3\text{O} = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{CH}_3\text{OH}$	5.48E + 11	0.00	5000
322	$\text{CH}_3\text{OCHO} + \text{CH}_3\text{O}_2 = \text{CH}_3\text{OCO} + \text{CH}_3\text{O}_2\text{H}$	1.22E + 12	0.00	17000
323	$\text{CH}_3\text{O} + \text{CO} = \text{CH}_3\text{OCO}$	1.50E + 11	0.00	3000

	Reaktion	A	n	E_a
324	$\text{CH}_3 + \text{CO}_2 = \text{CH}_3\text{OCO}$	1.50E + 11	0.00	36730
325	$\text{CH}_2\text{O} + \text{HO}_2 = \text{OCH}_2\text{O}_2\text{H}$	1.50E + 11	0.00	11900
326	$\text{OCH}_2\text{O}_2\text{H} = \text{HOCH}_2\text{O}_2$	3.00E + 11	0.00	8600
327	$\text{HOCH}_2\text{O}_2 + \text{HO}_2 = \text{HOCH}_2\text{O}_2\text{H} + \text{O}_2$	3.50E + 10	0.00	-3275
328	$\text{CH}_3\text{OCH}_3 + \text{OCHO} = \text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{HOCHO}$	1.00E + 13	0.00	17690
329	$\text{HCO} + \text{OH} = \text{HOCHO}$	1.00E + 14	0.00	0
330	$\text{CH}_2\text{O} + \text{OCHO} = \text{HCO} + \text{HOCHO}$	5.60E + 12	0.00	13600
331	$\text{OCHO} + \text{HO}_2 = \text{HOCHO} + \text{O}_2$	3.50E + 10	0.00	-3275
332	$\text{OCHO} + \text{H}_2\text{O}_2 = \text{HOCHO} + \text{HO}_2$	2.40E + 12	0.00	10000
333	$\text{HOCHO} + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + \text{H}$	2.62E + 06	2.06	916
334	$\text{HOCHO} + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{CO} + \text{OH}$	1.85E + 07	1.51	-962
335	$\text{HOCHO} + \text{H} = \text{H}_2 + \text{CO}_2 + \text{H}$	4.24E + 06	2.10	4868
336	$\text{HOCHO} + \text{H} = \text{H}_2 + \text{CO} + \text{OH}$	6.03E + 13	-0.35	2988
337	$\text{HOCHO} + \text{CH}_3 = \text{CH}_4 + \text{CO} + \text{OH}$	3.90E - 07	5.80	2200
338	$\text{HOCHO} + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{CO} + \text{OH}$	1.00E + 12	0.00	11920
339	$\text{HOCHO} + \text{O} = \text{CO} + \text{OH} + \text{OH}$	1.77E + 18	-1.90	2975
340	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{M} = \text{CH}_2 + \text{M}$	1.00E + 13	0.00	0
341	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{CH}_4 = \text{CH}_3 + \text{CH}_3$	4.00E + 13	0.00	0
342	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{C}_2\text{H}_6 = \text{CH}_3 + \text{C}_2\text{H}_5$	1.20E + 14	0.00	0
343	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{O}_2 = \text{CO} + \text{OH} + \text{H}$	7.00E + 13	0.00	0
344	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{H}_2 = \text{CH}_3 + \text{H}$	7.00E + 13	0.00	0
345	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{H} = \text{CH} + \text{H}_2$	3.00E + 13	0.00	0
346	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{O} = \text{CO} + \text{H} + \text{H}$	3.00E + 13	0.00	0
347	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{OH} = \text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	3.00E + 13	0.00	0
348	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{CO}_2 = \text{CH}_2\text{O} + \text{CO}$	3.00E + 12	0.00	0
349	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{CH}_3 = \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}$	2.00E + 13	0.00	0
350	$\text{CH}_2[\text{s}] + \text{CH}_2\text{CO} = \text{C}_2\text{H}_4 + \text{CO}$	1.60E + 14	0.00	0
351	$\text{C}_2\text{H}_3 + \text{O}_2 = \text{CH}_2\text{CHO} + \text{O}$	3.50E + 14	-0.61	5260

Tabelle C.1.: Reaktionsmechanismus von Dimethylether nach [31, 42].

Lebenslauf

Personalien

Name	Christian Anton Pfeifer
Geburtsdatum	14. Oktober 1980
Geburtsort	Lörrach
Familienstand	ledig

Werdegang

1987 - 1991	Grundschule Wittlingen/Schallbach
1991 - 2000	Hebel-Gymnasium Lörrach
2000 - 2001	Grundwehrdienst Panzergrenadierbataillon 294, Stetten a.k.M.
2001 - 2006	Universität Karlsruhe (TH), Studium des Allgemeinen Maschinenbaus
seit 01/2007	Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Campus Nord (ehemals Forschungszentrum Karlsruhe GmbH) Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)