

# **Experimentelle Untersuchung der Zündung von Kerosin Jet A-1 unter subatmosphärischen Bedingungen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN  
(DR.-ING.)**

von der KIT-Fakultät für  
Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

**DISSERTATION**

von

**Dipl.-Ing. Michał Majcherczyk**

aus Żagań (Polen)

Tag des Kolloquiums:

18.12.2023

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. N. Zarzalis

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. D. Stapf



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz (CC BY-SA 4.0):  
<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.de>

Meiner Familie gewidmet.

Pracę tę dedykuję mojej Rodzinie.

I hear and I forget,  
I see and I remember,  
I do and I understand.

*Chinesischer Spruch*



---

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit am Engler-Bunte-Institut, Bereich Verbrennungstechnik, des KIT in Karlsruhe.

Folgenden Personen möchte ich meinen Dank aussprechen:

Ganz besonders Herrn Dr.-Ing. M. Sack für die sehr ergebnisreiche Unterstützung im Bereich der Funkenenergiemessung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Weber<sup>1</sup> für das Einpflanzen des Gedanken an eine Promotion und die Empfehlung an meinen Doktorvater.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. N. Zarzalis, für das Vertrauen in meine Person bei dieser schwierigen Aufgabe, den ersten Schritt auf einem neuen Untersuchungsfeld im Institut zu machen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Stapf für die Übernahme des Korreferats.

Frau D. Reinhardt für die sprachliche Korrekturen.

Herrn Dr.-Ing. M. Gruber und meinen Studenten für die tatkräftige Hilfe beim Aufbau der Anlage und bei den Messungen.

Den Mitarbeitern der Werkstätte und Herrn W. Pfeffinger für die so oft kurzfristige Hilfe.

Den Schwiegereltern für die logistische Unterstützung.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau für die Geduld und stetige Unterstützung während der langen Zeit des Zusammenschreibens dieser Dissertation.

---

<sup>1</sup> Lehrstuhl für Prozessenergie und Betriebliche Energiewirtschaft, TU Clausthal



# Inhaltsverzeichnis

<b>Danksagung</b> . . . . .	<b>i</b>
<b>1 Einleitung</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit . . . . .	2
<b>2 Theoretische Grundlagen</b> . . . . .	<b>5</b>
2.1 Kerosin Jet A-1 . . . . .	6
2.2 Elektrische Entladungen . . . . .	10
2.3 Erhaltungsgleichungen . . . . .	14
2.4 Wärme- und Stoffübertragung . . . . .	17
2.5 Turbulente Strömungen . . . . .	25
2.6 Erhitzung und Verdunstung eines Tropfens . . . . .	39
2.7 Charakterisierung von Sprays . . . . .	57
2.7.1 Grundlagen . . . . .	58
2.7.2 Unterschiede im Verhalten des Sprays im Vergleich zu einem einzelnen Tropfen . . . . .	67
2.8 Verbrennung . . . . .	74
2.8.1 Grundlagen . . . . .	76
2.8.2 Verbrennung eines Tropfens und eines Sprays . . . . .	90
2.9 Zündung . . . . .	104
2.9.1 Grundlagen für vorgemischte Systeme . . . . .	107
2.9.2 Zündung eines Tropfens . . . . .	112
2.9.3 Zündung eines Sprays . . . . .	114
2.9.4 Einfluss der Turbulenz auf die Zündung . . . . .	118
2.9.5 Modellierung der Zündung . . . . .	120
2.9.6 Einfluss des Funkens auf die Zündung . . . . .	122

2.10	Das Modell von Ballal und Lefebvre . . . . .	122
2.10.1	Mindestzündenergie . . . . .	123
2.10.2	Verdunstungszeit $t_e$ . . . . .	126
2.10.3	Quenchzeit $t_q$ . . . . .	130
2.10.4	Chemische Reaktionszeit $t_c$ . . . . .	135
2.10.5	Der kritische Durchmesser . . . . .	138
2.10.6	Flammgeschwindigkeit . . . . .	140
2.10.7	Bestimmung der im Modell verwendeten Größen . . . . .	143
2.10.8	Beispielrechnung . . . . .	149
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau und Messtechnik . . . . .</b>	<b>151</b>
3.1	ISCRA Prüfstand – Zündung . . . . .	151
3.2	ATA Prüfstand – Sprayeigenschaften . . . . .	167
3.3	Beschreibung der Zündeinheit . . . . .	171
3.3.1	Erzeugung des Zündfunken und Beschreibung der Messtechnik . . . . .	171
3.3.2	Energieinhalt des Funkens . . . . .	191
3.3.3	Zusammenfassung der Messsystem- und Funken-Charakterisierung . . . . .	194
<b>4</b>	<b>Auswertung und statistische Analyse . . . . .</b>	<b>195</b>
4.1	Bestimmung der Versuchsbedingungen . . . . .	196
4.1.1	Bestimmung der Strömungseigenschaften mittels numerischer Simulation . . . . .	196
4.1.2	Bestimmung der thermodynamischen und Strömungseigenschaften mittels Messungen . . . . .	201
4.1.3	Bestimmung der Sprayeigenschaften . . . . .	203
4.1.4	Festlegung der Versuchsbedingungen . . . . .	216
4.2	Bestimmung der Funkenenergie . . . . .	218
4.3	Abschätzung der Größe und der Temperatur des Funkens . . . . .	223
4.4	Bestimmung der Zündwahrscheinlichkeit . . . . .	226
<b>5</b>	<b>Ergebnisse und Erkenntnisse . . . . .</b>	<b>233</b>
5.1	Bestimmung der Turbulenzeigenschaften . . . . .	233
5.2	Energieinhalt des Funkens in der Entladungsphase . . . . .	238

5.3	Anpassung des Modells von Ballal und Lefebvre . . . . .	253
5.3.1	Modifikation 1 – Erhöhung der Masse-Transfer Zahl $B$ . . .	254
5.3.2	Modifikation 2 – Brennstoffzahl $\phi = 1$ . . . . .	254
5.3.3	Modifikation 3 – reduzierte Interaktion der Turbulenz mit den Tropfen und dem Zündvolumen . . . . .	258
5.3.4	Modifikation 4 – alternative Ausdrücke zur Berechnung der charakteristischen Zeiten . . . . .	260
5.4	Einfluss der Versuchsparameter auf die Zündenergien . . . . .	271
5.4.1	Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie . . . . .	271
5.4.2	Einfluss der mittleren Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie . . . . .	275
5.4.3	Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie . . .	279
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b> . . . . .	<b>283</b>
<b>7</b>	<b>Summary</b> . . . . .	<b>289</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b> . . . . .	<b>295</b>
A.1	Theoretische Grundlagen – Erweiterung der Themen, die keine praktische Anwendung in dieser Arbeit finden . . . . .	295
A.1.1	Erhitzung eines ruhenden Tropfens durch konvektiven Wärmeübergang . . . . .	295
A.1.2	Erhitzung eines sich bewegenden Tropfens durch konvektiven Wärmeübergang . . . . .	297
A.1.3	Verdunstung von Mehrkomponenten-Tropfen . . . . .	298
A.1.4	Kinetisches Modell der Verdunstung, Moleküldynamik und Methoden der Quanten-Mechanik . . .	302
A.2	Auslegung der ISCRA Anlage – Injektor und Nachbrenner . . . .	303
A.3	Bedienung der ISCRA Anlage . . . . .	311
A.4	Regelung der Testbedingungen in der ISCRA Anlage . . . . .	321
A.5	Sprayeigenschaften . . . . .	324
A.5.1	Ergebnisse aus der PDPA-Messung . . . . .	324
A.5.2	Surfaktant . . . . .	329
A.6	Randbedingungen der numerischen Strömungssimulation in der Sprache des Solvers . . . . .	331
A.7	Auswertungsverfahren – Zündenergie und Zündwahrscheinlichkeit	333

<b>Abbildungsverzeichnis</b> . . . . .	<b>351</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b> . . . . .	<b>361</b>
<b>Literaturverzeichnis</b> . . . . .	<b>363</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Die Entwicklung der Menschheit wird vom Willen zum Besserwerden (höher, weiter, schneller...) und dem Bedarf nach Sicherheit vorangetrieben. Diese scheinbar ganz unterschiedlichen Motivationen sind in der Technik unzertrennlich. Flugreisen mit einer Geschwindigkeit von 1000 km/h auf einer Flughöhe von 10000 m in triebwerksgetriebenen Maschinen sind in den letzten Jahrzehnten zur Alltäglichkeit geworden. Diese besondere Reiseart ist gleichzeitig eine der sichersten. Eines der vielen Elemente, die diese Reiseart sicher machen, ist die gesetzliche Forderung, die Triebwerke auf Reishöhe wiederzünden zu können, sowie die technischen Lösungen, die das ermöglichen.

Ein Ansporn für neue Untersuchungen auf dem Gebiet von Verbrennung in Triebwerken sind immer schärfer werdende gesetzliche Bestimmungen bezüglich der Abgasemissionen. Eine der Entwicklungen ist eine neue Generation von Triebwerken, deren Brennkammern nach dem Magerkonzept arbeiten. Sie stellt mit einer kleineren Verweilzeit in der Primärzone der Brennkammer neue Herausforderungen für die Wiederzündung dar.

Die Untersuchung der Wiederzündfähigkeit von neuentwickelten Triebwerken in der Flughöhe (unter subatmosphärischen Bedingungen) ist mit einem großen technischen und finanziellen Aufwand verbunden. Der kommerzielle Nutzen dieser Untersuchung hat außer einer erhöhten Sicherheit noch weitere Aspekte: das Verstehen des Zündprozesses könnte eine Verkürzung der Brennkammerlänge ermöglichen. Dies würde die Verkürzung der Triebwerkslänge bedeuten, damit eine Reduktion des Triebwerksgewichtes und demzufolge auch des Treibstoffverbrauchs

bewirken. Zudem sollten teure Konstruktionsfehler vor dem Bau der ersten Prototypen vermieden werden. Als Hilfsmittel wurden hierzu numerische Methoden entwickelt, um das nötige Brennkammervolumen für eine sichere Zündung bereits in der frühen Entwicklungsphase zu bestimmen.

Dabei erfolgt die Berechnung des Brennkammervolumens mit Hilfe von Kennzahlen, die dimensionsbehaftet sind. Darüber hinaus wurden die Kennzahlen anhand von Versuchen mit Brennkammern, die nach dem Konzept der Fett-Mager Verbrennung arbeiten, ermittelt. Dass diese Kennzahlen dimensionsbehaftet sind, zeigt ein nicht vollständiges Verständnis des Zündprozesses. Die Entwicklung von neuen Triebwerken, deren Brennkammer nach dem Konzept der Magerverbrennung arbeitet, erfordert das Verständnis des Zündprozesses auf der Basis von Grundlagenexperimenten. Die Generierung von Daten in einem solchen Grundlagenexperiment ist auch zur Validierung von numerischen Simulationen des Zündprozesses nötig.

Die ersten Phasen der Zündung – 1. Energietransport von der Zündkerze in die Luft-Brennstoff Mischung und 2. Flammenkerngenerierung in der Nähe des Zündfunken – sind nur mit sehr großem Aufwand zu simulieren. Sie sind deswegen oft durch ein Konzept einer minimalen Zündenergie bzw. eines Löschdurchmessers ersetzt. Diese wiederum sind anhand halb-empirischer Gleichungen für gegebene Bedingungen berechnet. Die Anwendbarkeit der bekannten Gleichungen unter subatmosphärischen Bedingungen ist fraglich, weil die Zündung von Mehrkomponenten-Sprays unter subatmosphärischen Bedingungen bisher experimentell nicht untersucht worden ist. Dies stellt ein Risiko möglicher Verständnislücken beim Beschreiben dieses Prozesses dar und weist auf die Notwendigkeit einer Validierung hin.

## 1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Zusammenfassung des heutigen Wissensstandes zum untersuchten Thema, die Entwicklung eines geeigneten Prüfstandes, in dem sich

subatmosphärische Bedingungen einstellen lassen und der eine optische Zugänglichkeit aufweist, um den Zündprozess mit optischen Messmethoden zu beobachten. Die Untersuchung des Zündprozesses in der entwickelten Brennkammer erfolgt dann unter Variation der Temperatur und der Strömungsbedingungen (Geschwindigkeit und Turbulenzzustand) sowie auch der Sprayeigenschaften des Brennstoffes Jet A-1.

Zur Beschreibung des Zündprozesses ist ein Verständnis der zugrunde liegenden Vorgänge notwendig. Diese enthalten die Beschreibung des Brennstoffes, der Strömung, der Turbulenz, der Wärme- und Stoffübertragungsprozesse inklusive Verdunstung (insbesondere für einen Tropfen und für Spray-Strukturen), der Spray-erzeugung und Sprayeigenschaften, der Verbrennung, der elektrischen Entladung als eine Zündquelle sowie der Zündung selbst. Der heutige Wissensstand zu den obengenannten Prozessen wird im theoretischen Teil der Arbeit zusammengefasst.

Für die Untersuchungen wurde ein Prüfstand ausgelegt, gefertigt und in Betrieb genommen. Er ermöglicht die Einstellung und Änderung der gewünschten Versuchsparameter und der Funkenenergie sowie die optische Beobachtung des Prozesses.

Die Untersuchung konzentriert sich auf den Transport der Energie vom Zündsystem ins Zündvolumen und auf die Flammenkerngenerierung. Dabei ist zum ersten Mal die Energie zur Erhitzung des Entladungskanals vor der eigentlichen Funkenentladung bestimmt und berücksichtigt worden. Weiterhin wurden die Einflüsse der Umgebung auf die abgegebene Funkenenergie untersucht, und schließlich die Zündenergien der Luft-Jet A-1 Mischungen unter subatmosphärischen Bedingungen bestimmt. Die Erkenntnisse aus der Untersuchung sollten das Verständnis des Zündprozesses eines komplexen Brennstoffes unter subatmosphärischen Bedingungen verbessern und als Basis und Ansatzpunkt für die Weiterentwicklung der Modelle zur Berechnung der Mindestzündenergie dienen.

Den Schwerpunkt der Arbeit stellt die Validierung und Anpassung des Modells von Ballal und Lefebvre [26] dar. Es berücksichtigt die bis jetzt ausführlichste Untersuchung von Mindestzündenergien und Löschdurchmessern in flüssigen Brennstoffen für Flugzeugantriebe. Dieses Modell wird bis heute zur Berechnung

des Flammenkerndurchmessers verwendet und dient als Basis für Simulationen der weiteren Zündphasen.

## 2 Theoretische Grundlagen

Zur Beschreibung des Zündvorgangs werden Begriffe aus verschiedenen Feldern der Ingenieurwissenschaft benötigt, die über die Grundausbildung eines Chemieingenieurs hinausgehen. Im folgenden Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Begriffe erläutert. Gleichzeitig wird an einige grundlegende chemische und physikalische Größen erinnert, um die verwendete Nomenklatur eindeutig festzulegen.

Die Beschreibung der theoretischen Grundlagen fängt mit der Charakterisierung des eingesetzten Brennstoffs – Kerosin Jet A1 – im Kapitel 2.1 an. Seine Ähnlichkeiten und Unterschiede zu anderen vergleichbaren Triebwerks-Brennstoffen sowie zu manchen Surrogaten werden kurz diskutiert.

Die Zündung durch einen elektrischen Funken erfordert Grundkenntnisse über die Funkenentladung, die im Kapitel 2.2 erläutert werden.

Die Beschreibung strömender Gemische erfordert Verständnis der Strömungslehre, deren Begriffe im Kapitel 2.3 dargestellt werden.

Darauf folgen im Kapitel 2.4 die Grundzüge der Wärme- und Stoffübertragung. Diese bilden die Grundlage zum Verständnis des Zündprozesses, der größtenteils durch den Transport von Energie und Stoff zwischen der Energiequelle, dem Zündvolumen und der Umgebung beschrieben wird.

Im Kapitel 2.5 wird das Verständnis der Strömungslehre um die Turbulenz und die Größen zu ihrer Beschreibung erweitert. In diesem Teil der Arbeit wird auch der Einfluss der Turbulenz auf die Austauschprozesse diskutiert.

Das Kapitel 2.6 beschäftigt sich mit der Verdunstung im Allgemeinen sowie mit den Modellen und Ansätzen zur Beschreibung der Verdunstung eines Tropfens.

Die Zündung des flüssigen Brennstoffs erfordert seine Zerstäubung, weswegen im nächsten Kapitel 2.7 die Grundlagen der Zerstäubung besprochen werden.

Im darauffolgenden Kapitel 2.8 werden die verbrennungstechnischen Begriffe eingeführt sowie die Physik der Verbrennung von flüssigen Brennstoffen unter turbulenten Strömungsbedingungen erläutert.

Anschließend folgt im Kapitel 2.9 die Darstellung der Zündung, die mit einer Zusammenfassung des heutigen Wissensstandes, der geltenden Konzepte und verfügbaren Modelle zur Beschreibung der Zündung einzelner Tropfen und Sprays abgeschlossen wird.

Zuletzt werden im Kapitel 2.10 das Modell von Ballal und Lefebvre zur Berechnung der minimalen Zündenergie und die Anpassungen dieses Modells beschrieben.

## 2.1 Kerosin Jet A-1

Kerosin Jet A-1 ist ein Düsentreibstoff der Kerosin-Klasse. Das Kerosin ist ein Produkt der Erdöldestillation, entnommen bei Siedetemperaturen zwischen 180°C und 280°C. Hauptbestandteile des Kerosins sind vorwiegend Alkane, Cycloalkane und aromatische Kohlenwasserstoffe mit etwa 9 bis 18 Kohlenstoff-Atomen pro Molekül (nach Robinson [191]). Das Kerosin Jet A-1 hat einen Fraktionierschnitt mit etwa 8 bis 16 Kohlenstoff-Atomen pro Molekül, was der Siedetemperatur zwischen 150°C und 275°C entspricht.

Das Kerosin Jet A-1 (NATO Benennung: F-35) wird weltweit in der zivilen Luftfahrt eingesetzt, und seine Eigenschaften sind nach IATA [109] durch die Normen „ASTM D1655“ [12], „UK Defence Standard 91-091“ [225], „Joint Inspection Group (JIG) Aviation Fuel Quality Requirements for Jointly Operated Systems (AFQRJOS, or “joint checklist” – international)“, „GOST 10227 TS-1

Aromaten in [% Vol.]	max 25/26,5 <sup>1</sup>
Schwefel in [% Masse]	max 0,3
10% Destillationstemperatur in [°C]	max 205
Enddestillationstemperatur in [°C]	max 300
Flammpunkt in [°C]	min 38
Dichte bei 15°C in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	775 bis 840
Schmelzpunkt in [°C]	max -47
Brennwert in $\left[\frac{\text{MJ}}{\text{kg}}\right]$	min 42,8

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften des Kerosins Jet A-1 nach ASTM D1655 [12]  
<sup>1</sup> je nach Bestimmungsmethode

(Russia and CIS)“ sowie „Number 3 Jet Fuel (China)“ spezifiziert. Die wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Ähnlich dem Kerosin JET A-1 sind folgende Brennstoffe:

- **JP8** (NATO Benennung: F-34) – entspricht dem Kerosin JET A-1 mit zusätzlichen Inhibitoren gegen das Vereisen des Treibstoffsystems
- **Kerosin JET A** – spezifiziert mit einem höheren Schmelzpunkt von  $-40^{\circ}\text{C}$
- **JP5** (NATO Benennung: F-44) – entspricht Kerosin JET A mit zusätzlichen Inhibitoren gegen das Vereisen des Treibstoffsystems (nach NATO Handbuch [156]), hat aber einen höheren Flammpunkt von min.  $65^{\circ}\text{C}$ .

Die Unterschiede zwischen Kerosin JET A-1, JET A und JP8 werden durch kleine Mengen Zusatzstoffe erreicht, die das Verbrennungsverhalten des Brennstoffs nur unwesentlich ändern. Sowohl das Kerosin JET A als auch der Brennstoff JP8 können bezüglich der Verbrennungseigenschaften als äquivalent dem Kerosin JET A-1 betrachtet werden. Der Brennstoff JP5 dagegen kann größere Unterschiede aufweisen, weil er nach der NATO-Spezifikation entweder auf Kerosin JET A- oder Kerosin JET B-Basis aufgebaut wird, und sein Flammpunkt zusätzlich erhöht wird. Das Kerosin JET B ist ein Düsentreibstoff der Naphta-Klasse, was einem Fraktionierschnitt von etwa 5 bis 15 Kohlenstoff-Atomen pro Molekül entspricht.

Deshalb sind die mithilfe von JP5 gewonnenen experimentellen Stoffeigenschaften nicht als Äquivalent zu JET A-1 verwendbar.

Anzumerken sind durch den Herstellungsprozess bedingte sowie durch die Spezifikationen zugelassene Spielräume in der Zusammensetzung des Brennstoffs. Es werden Abweichungen in den Brennstoffeigenschaften zwischen unterschiedlichen Herstellorten sowie zwischen unterschiedlichen Lager-Chargen innerhalb eines Herstellortes gefunden, die sich auf die Verbrennungs- sowie die Zündeigenschaften des Brennstoffs auswirken können. Dies ist ein offensichtlicher Nachteil bei der Verwendung von industriellem Brennstoff wie Kerosin JET A-1 in der quantitativen Untersuchung des Zündverhaltens.

Andererseits ist das Verhalten eines komplexen Brennstoffes nur bedingt durch strikt spezifizierte Surrogate abzubilden. Das Fehlen einer bestimmten Komponente oder mehrerer Komponenten des Brennstoffs kann das Zündverhalten stark beeinflussen. Das Untersuchen eines realen Brennstoffes wie Kerosin JET A-1 ermöglicht eine qualitativ korrekte Beurteilung der Einflüsse auf das Zündverhalten. Ein für die Zündung relevantes Merkmal ist die Präsenz leichtflüchtiger Kohlenwasserstoffe im Brennstoff, die die Zündung stark und positiv beeinflussen. Dieses Verhalten wird durch die Surrogate meistens nicht abgebildet.

Um die Verbrennung von Kerosin JET A-1 simulieren zu können, werden die Surrogate jedoch verwendet. Ein ausführlicher Übersichtsartikel zur experimentellen und numerischen Modellierung wurde von Dagaut und Cathonnet erstellt [62]. Er enthält auch eine Zusammenfassung der untersuchten Surrogate. Dazu gehören unter anderen:

- **„Dagaut Kerosin Surrogat“** – eine Mischung von 74% n-Dekan, 15% n-Propylbenzen und 11% n-Propylcyclohexan (in Mol), zum ersten Mal von Dagaut [61] publiziert;
- **„Aachen Kerosin Surrogat“** – eine Mischung von n-Dekan und 1,2,4-Trimethylbenzen im Massenverhältnis von 80 : 20 (Honnet et al. [106]);

- **n-Dekan** – ein einfacher Kohlenwasserstoff mit relativ gut bekannter Reaktionskinetik, der mit seiner Zusammensetzung ( $C_{10}H_{22}$ ) einer gemittelten Formel des JET A-1 ähnelt.

Eine Monographie der Stoffeigenschaften von Kerosin JET A-1 wurde von Rachner [177] zusammengestellt. In der vorliegenden Arbeit verwendete Stoffeigenschaften beziehen sich auf diese Arbeit, wenn nicht anders verwiesen. Die Messwerte für die Temperaturen unter  $0^{\circ}C$  sind auch in Faith et al. [79] zu finden. Die Messwerte für die Viskosität und die Dichte von Kerosin JET A und JP8 bei Temperaturen von  $-20^{\circ}C$  und  $-40^{\circ}C$  sind in Atkins et al. [13] zu finden.

In der Literatur angegebene Werte für die gemittelte Formel des Kerosins JET A-1 liegen im Bereich von  $C_{11,16}H_{20,82}$  (nach Vukadinovic [229]) bis  $C_{12}H_{23}$  und die mittleren molaren Massen im Bereich von 166 kg/kmol bis 172,77 kg/kmol (nach Rachner [177]). Sowohl die gemittelte Formel als auch die mittlere molare Masse sollten nicht als strikt geltende Werte betrachtet werden. Sie werden sich zwischen unterschiedlichen Proben des Brennstoffs unterscheiden.

Auch die Lagerung des Brennstoffs beeinflusst seine Zusammensetzung. Der Ausgleich des Umgebungsdruckes mit dem Behälterdruck muss durch den Austausch des Dampfes über dem Brennstoff im Behälter mit der Umgebungsluft erfolgen. Die Zusammensetzung des Brennstoffdampfes unterscheidet sich von der Zusammensetzung der Brennstoffflüssigkeit – im Dampf befinden sich mehr leichtflüchtige Komponenten mit niedrigerer molarer Masse und weniger schwerflüchtige Komponenten mit größerer molarer Masse als in der Flüssigkeit. Durch die Lagerung und die Schwankungen des atmosphärischen Druckes erfolgt ein regelmäßiger Austausch des Gases im Behälter, was zur Erhöhung der mittleren molaren Masse der Flüssigkeit führt. Dieses Verhalten ist ein gut bekannter Fakt in der Industrie der flüssigen Brennstoffe und wurde zum Beispiel für das Kerosin Jet A im Bericht von Shepherd [203] anhand des mit der Zeit steigenden Flammpunktes und der Abhängigkeit des Flammpunktes von der molaren Masse des Brennstoffs bewiesen.

In dieser Arbeit wird die von Rachner [177] angegebene Formel  $C_{12}H_{23}$  und die daraus errechnete molare Masse von 167 kg/kmol verwendet.

## 2.2 Elektrische Entladungen

Als Zündquelle in Triebwerken dient meistens eine elektrische Entladung. Diese Arbeit verwendet ebenfalls eine elektrische Entladung als Energiequelle in der Fremdzündung. Die Bestimmung der Funkenenergie ist nicht einfach. Die maximal verfügbare Energie  $E$  ist nach der Aufladung aller Kapazitäten im System nach der Gleichung 2.2.1 definiert:

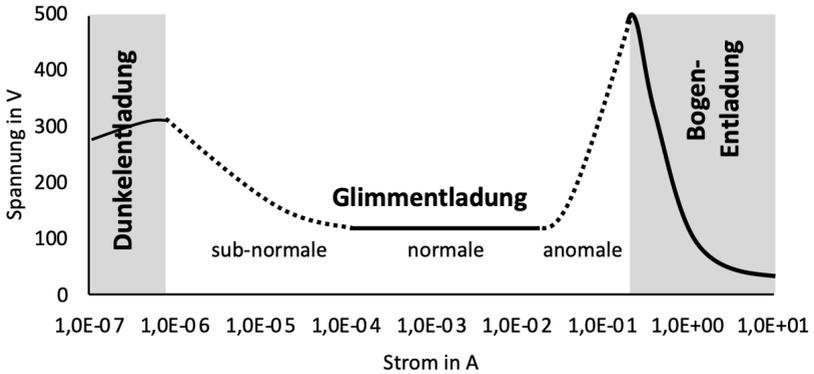
$$E = \frac{CU^2}{2}, \quad (2.2.1)$$

wo  $C$  die Gesamtkapazität des Systems und  $U$  die an den Kondensatoren angelegte Spannung beschreibt. Nur ein Teil dieser Energie gelangt jedoch in den Funken, was unter anderem durch die Verluste im Zündsystem verursacht ist.

Dieser Teil der Arbeit beschreibt kurz die Phänomenologie einer Funkenentladung und die Thematik der elektromagnetischen Verträglichkeit, die bei der Entstehung eines Funkens wichtig für die Messsysteme ist.

In dieser Arbeit kann der eingesetzte elektrische Funken als eine pulsierte Bogenentladung klassifiziert werden, die ein kapazitives Verhalten aufweist. Der Einleitungsmechanismus bei dem Produkt aus dem betrachteten Luftdruck und Elektrodenabstand  $p \cdot d$  ist nicht ausreichend geklärt und kann eine Mischung aus den Townsend- und Streamer-Theorien sein.

Der Durchbruch wird durch das Anlegen einer hohen Spannung zwischen den Elektroden verursacht. Der Townsend-Mechanismus beschreibt das Entstehen eines Funkens wie folgt: mit Anlegen der Spannung steigt die Stromdichte  $I$  in der Entladungsstrecke. Erst entsteht eine dunkle Townsend-Entladung, die in eine normale und dann anormale Glimmentladung übergeht, um schließlich als Bogenentladung sichtbar zu werden (ein prinzipieller Verlauf ist in Abbildung 2.1 dargestellt). Laut der Streamer-Theorie entsteht zwischen den Elektroden ein ionisierter Kanal, der ein direktes Entstehen einer Bogenentladung ohne eine Glimmentladungs-Phase ermöglicht (nach Raizer [178]).

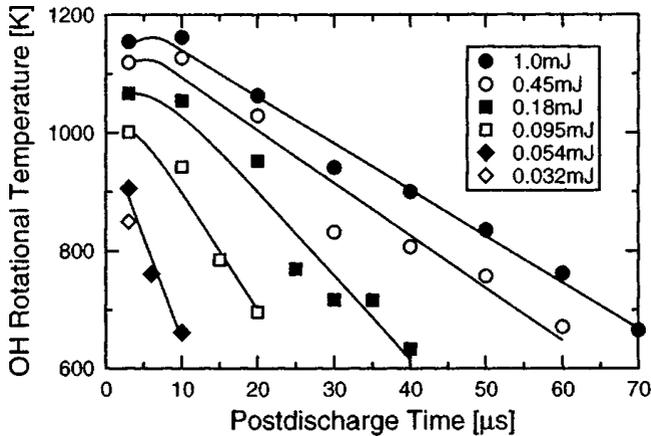


**Abbildung 2.1:** Prinzipielle Darstellung der Stromspannungs-Charakteristik einer Glimmentladung mit einem Übergang in die Bogenentladung laut Townsend-Mechanismus

Beide Theorien beschreiben das Erhitzen eines Entladungskanals, bevor die eigentliche Entladung stattfindet. Die Erhitzung des ionisierten Kanals bis zur Höhe der Plasmatemperatur kann einen wesentlichen Teil der ins System gebrachten Energie ausmachen, wie in dieser Arbeit erstmalig bei der Betrachtung der Zündprozesse berücksichtigt und im Kapitel 3.3.2 beschrieben.

Der Anstieg des Druckes und der Temperatur ist beim Entstehen des Entladungskanals als lauter Knall hörbar. Dieser ist durch die entstehende Stoßwelle verursacht, die auch Einfluss auf die Sprayeigenschaften in der Nähe des Zündpunktes haben kann, wie im Kapitel 2.9.6 kurz beschrieben wird.

Ono et al. [165] haben die Temperatur und das Volumen eines kapazitiven Funkens mit Energien von 0,03 mJ bis 1 mJ unter Raumbedingungen gemessen. Sie messen die Vibrations- und Rotationstemperatur der Stickstoffmoleküle im Moment der Entladung, sowie die rotationale Temperatur der OH-Radikale 3 s bis 70 s nach der Entladung (die OH-Radikale stammen aus dem zugeführten Wasserdampf). Die Rotationstemperatur ist annähernd gleich der Temperatur des Gases und wird zur Bestimmung der Temperatur im Funken und im Gas nach dem Erlöschen des Funkens verwendet.

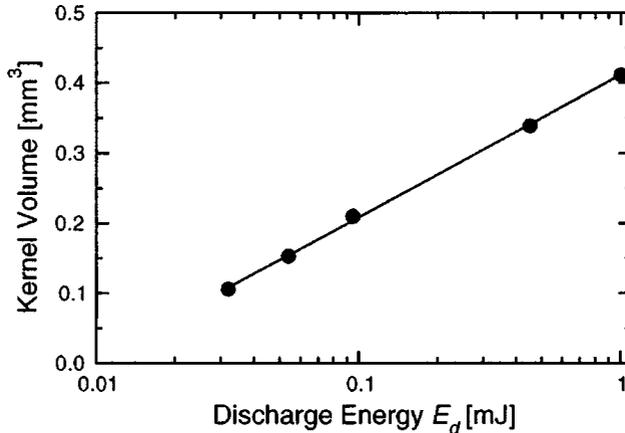


**Abbildung 2.2:** Die Zeitentwicklung der Rotationstemperatur der OH-Radikale nach der Entladung für die 0,032 mJ bis 1,0 mJ Entladungen. Von Ono et al. [165] mit Erlaubnis von AIP Publishing übernommen.

Die gemessene Vibrationstemperatur von 5000 K hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Temperatur des Funkens. Die Vibrationsenergie kann aber beim Abklingen in die Rotationsenergie übergehen, was zur Erhöhung der Rotationstemperatur und dadurch der Gastemperatur führen würde. Das wurde durch die Messungen der Temperatur nach der Entladung bestätigt.

Die Messung der Rotationstemperatur der OH-Radikale gibt eine Aussage zur Temperatur des Gases nach der Entladung. Das Gas wird nach dem Erlöschen des Bogens weiter erhitzt, was dem Übergang der Vibrationsenergie in die Rotationsenergie zugesprochen wird. Dies dauert bis ca. 3 s bei einem 0,032 mJ Funken und bis mehr als 10 s bei einem 1,0 mJ Funken an, wonach eine Kühlung mit 35 K/s bei einem 0,032 mJ Funken und mit 8 K/s bei einem 1,0 mJ Funken einsetzt. Das Gas wurde bis ca. 850 K bei einem 0,032 mJ Funken und bis ca. 1175 K bei einem 1,0 mJ Funken erhitzt (siehe Abbildung 2.2).

Es kann erwartet werden, dass höhere Funkenenergien eine noch höhere Temperatur des Gases und ein noch langsames Abklingen der Temperatur bedeuten würden.



**Abbildung 2.3:** Volumen eines Funkenkerns 3 s nach der Entladung in Abhängigkeit von der Funkenenergie. Von Ono et al. [165] mit Erlaubnis von AIP Publishing übernommen.

Das Volumen des Funkens ergab sich als eine lineare Funktion von  $\log E_d$  (siehe Abbildung 2.3). Eine Extrapolation auf die in dieser Arbeit gemessenen Energien von 20 mJ bis 50 mJ ergibt ein Funkenvolumen in der Größenordnung von  $0,7 \text{ mm}^3$ , was einem Durchmesser von etwa 1,1 mm entspricht.

Die Funkengenerierung verursacht starke elektromagnetische Störungen. Das Verständnis dieser Störungen ist wichtig, um einen störungsfreien Betrieb der Regel- und Messsysteme einer Anlage, insbesondere des Messsystems zur Messung der Funkenenergie, zu gewährleisten. Die beschriebenen Grundlagen können unter anderem dem Buch von Küchler [124] entnommen werden.

Ein elektrischer Strom (bzw. eine „Durchflutung“) verursacht ein magnetisches Wirbelfeld. Aus dem magnetischen Wirbelfeld resultiert ein magnetischer Fluss. Ein zeitlich veränderlicher magnetischer Fluss induziert wiederum ein elektrisches Wirbelfeld. Aus dem elektrischen Wirbelfeld resultieren weiterhin eine Leitungsstromdichte und Verschiebungsstromdichte.

Aus den Grundgesetzen der Elektrotechnik folgt ein Störverhalten in elektrischen Systemen durch Entstehung der Leitungs- und Verschiebungsstromdichten bei schnell veränderlichen Stromänderungen. Solche schnellen Stromänderungen treten

auch bei einer Funkenentladung auf. Ein schneller Stromanstieg in der Funkenstrecke und den Zuleitungen verursacht ein magnetisches Feld in der Umgebung. Die zeitliche Änderung des magnetischen Feldes (und daraus resultierende Änderung des magnetischen Flusses) induziert wiederum ein elektrisches Feld. Dieses Feld verursacht Stromflüsse in den Leitungen, die sich in ihrem Einflussbereich befinden. Dies betrifft zum Beispiel die Messleitungen sowie die Zuleitungen zur Funkenstrecke.

Um diesem Störverhalten entgegenzuwirken, sind Maßnahmen wie die Reduzierung der emittierten elektromagnetischen Felder sowie die Abschirmung der Leitungen nötig. Diese Maßnahmen sind im Kapitel 3.3.1 beschrieben.

## 2.3 Erhaltungsgleichungen

Nicht alle Strömungseigenschaften in den vorgenommenen Untersuchungen können direkt gemessen werden, sodass eine numerische Simulation der Strömung in untersuchten Geometrie notwendig ist. Die Modellierung der Gasphase einer nicht reagierenden Strömung basiert auf den Gleichungen der Impuls- und Massenerhaltung. In den folgenden Abschnitten werden die Erhaltungsgleichungen kurz eingeführt. Herleitungen der Gleichungen finden sich zahlreich in der Literatur. Hier sei unter anderem auf die Werke von Baehr [19], Schlichting [198], Pope [174] sowie Bird, Stewart und Lightfoot [33] hingewiesen.

Wendet man die allgemeine Transportgleichung einer Erhaltungsgröße auf die Masse an, ergibt sich die **Massenerhaltungsgleichung**:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (2.3.1)$$

wo  $t$  die Zeit und  $x_i$  den Weg in Richtung  $i$  darstellen. Die Gleichung 2.3.1 besagt, dass die Änderung der Dichte der Masse  $\rho$  und die Divergenz der Massenstromdichte  $\rho \cdot u_i$  in Summe Null ergeben muss. Der erste Term der Gleichung beschreibt die lokale, volumenbezogene Massenstromspeicherung, während der zweite Term

gleich dem an diesem Ort ein- und austretenden, volumenbezogenen Massenstrom ist.

Für eine beliebige Komponente A eines aus N Komponenten bestehenden Gemisches lässt sich eine Komponenten-Kontinuitätsgleichung erstellen:

$$\rho \frac{\partial Y_A}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial Y_A}{\partial x_i} = - \frac{\partial j_A^*}{\partial x_i} + \dot{\Gamma}_A \quad (2.3.2)$$

mit  $A$  als einer Bezeichnung eines Stoffes,  $Y_A$  als einem Massenanteil der Komponente A,  $u_i$  als einer Geschwindigkeit in die Richtung  $i$ ,  $j_{Ai}^*$  als einer Diffusionsstromdichte von Stoff A in die Richtung  $i$  und  $\dot{\Gamma}_A$  als einer Produktionsrate der Komponente A in einem Volumenelement. Der erste Term auf der linken Seite beschreibt die lokale, volumenbezogene Massenstromspeicherung für die Komponente A. Der zweite Term auf der linken Seite ist gleich dem konvektiven Stofftransport. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Diffusionsstromdichte der Komponente A (diffusiver Stofftransport) und der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt die Produktionsrate dieser Komponente.

Die **Impulserhaltungsgleichungen** (Navier-Stokes-Gleichungen) folgen unmittelbar aus dem Impulssatz, angewandt auf ein Kontinuum. Der Impulserhaltungssatz ergibt sich aus dem zweiten und dritten Newton'schen Axiom, welche besagen, dass die Änderung des Impulses mit der Zeit gleich der Summe der auf das Kontrollvolumen wirkenden Kräfte ist (zweites Axiom) und es in einem abgeschlossenen System, auf welches keine Kräfte von außen wirken, zu jeder Kraft eine Gegenkraft geben muss (actio = reactio, drittes Axiom). Die Navier-Stokes-Gleichung für ein kompressibles, newtonsches Fluid lautet:

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2.3.3)$$

Die linke Seite der Gleichung 2.3.3 beschreibt die Speicherung (erster Term) und den konvektiven Transport (zweiter Term) des Impulses. Auf der rechten Seite stehen die auf das Volumen wirkenden Kräfte, die Druckkräfte, viskosen

Kräfte und äußere, auf das Volumen wirkende Kräfte. Hierin steht  $f_i$  für die an diesem Punkt einwirkenden äußeren Volumenkräfte wie z.B. die Schwerkraft.  $\Pi_{ij}$  bezeichnet den viskosen Spannungstensor, der für ein newtonsches Fluid durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$\Pi_{ij} = \mu \left( 2S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3.4)$$

Hierin ist  $S_{ij}$  der Deformationstensor.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3.5)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.3.4 ist der sogenannte Stokes'sche Normalspannungsterm. Er besagt, dass die Summe aller Normalspannungen Null ergeben muss (nach Schlichting und Gersten [198]). Er ist für inkompressible Strömungen stets Null, da hier  $\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0$  gilt.

Für die Beschreibung einer reagierenden Strömung oder von Wärmeübertragungsprozessen ist die **Erhaltung der Energie** zu betrachten. Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik gilt, dass sich die innere Energie eines Systems nur durch den Transport von Wärme und durch am System verrichtete Arbeit ändern kann. Für die Energiebilanz an einem Fluidelement gilt folglich (nach Bähr und Stephan [19]):

$$\rho \frac{de}{dt} = - \frac{\partial \dot{q}'_i}{\partial x_i} + \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \sum_A J_{Ai}^* k_{Ai} + \dot{q}_R \quad (2.3.6)$$

wobei in dieser Gleichung  $e$  die innere Energie und bezeichnet.  $k_{Ai}$  sind die Massenkraften, die am Stoff  $A$  in die Richtung  $i$  wirken. Die linke Seite bezeichnet die Änderung der inneren Energie. Der erste Term auf der rechten Seite bezeichnet die Änderung durch den Transport von Wärme. Der zweite Term der rechten Seite beinhaltet die durch Reibungskräfte (viskose Dissipation) am System verrichtete Arbeit sowie die Volumenänderungsarbeit. Der dritte Term beschreibt die an den einzelnen Stoffen von den Massenkraften verrichtete Leistung. Der letzte Term ergibt sich aus der durch die Reaktion freigesetzten oder aufgenommenen Energie.

Die Änderung der inneren Energie durch den Transport von Wärme setzt sich aus drei Termen zusammen: der konduktiven Wärmeleitung, dem Wärmetransport durch die Strahlung und der mit strömendem Stoff transportierten Energie:

$$\dot{q}'_i = \dot{q}_i + \sum h_{Aj}^* \dot{A}_i = -\lambda_{ji} \frac{\partial T}{\partial x_i} + \dot{q}_{Strahlung} + \sum h_{Aj}^* \dot{A}_i \quad (2.3.7)$$

wo  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit und  $h$  die spezifische Enthalpie beschreiben.

Das  $\tau_{ji}$  im zweiten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.3.6 beschreibt den Spannungstensor:

$$\tau_{ji} = \Pi_{ji} - \delta_{ji} \left( p - \zeta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3.8)$$

$\delta_{ji}$  stellt den Einheitstensor (Kronecker- $\delta$ ) dar.  $\zeta$  ist die Volumenviskosität.

## 2.4 Wärme- und Stoffübertragung

Der Zündprozess hängt zum Großteil von den Transportprozessen der Energie und des Stoffs zwischen der Energiequelle, dem Zündvolumen und der Umgebung ab. Die Energieaustauschprozesse beinhalten unter anderem den Transport der Energie vom Zündfunken ins Zündvolumen, von der heißen Gasphase in die Erwärmung des flüssigen Brennstoffs sowie von der heißen Gasphase in die kältere Umgebung. Die Stoffübertragung findet unter anderem bei der Verdunstung von flüssigem Brennstoff, beim Transport der Verbrennungsedukte und Verbrennungsprodukte innerhalb der Gasphase sowie beim Transport der leichtflüchtigen Komponenten innerhalb der einzelnen Brennstofftropfen von deren Kern zur Oberfläche statt. Ein gutes Verständnis dieser grundlegenden Prozesse ist von großer Bedeutung bei der Beschreibung der Zündung.

Im Allgemeinen ist die Stoffübertragung durch die Komponenten-Erhaltungsgleichung und die Wärmeübertragung durch die Energie-Erhaltungsgleichung (Kapitel 2.3) beschrieben. In diesem Kapitel wird auf die einzelnen beteiligten Prozesse der Wärme- und Stoffübertragung eingegangen.

Die **konduktive Wärmeübertragung (die Wärmeleitung)** ist beim Transport der Energie innerhalb des Tropfens und innerhalb des Flammenkerns von Bedeutung. Auch die wandnahe Wärmeübertragung im Fall des konvektiven Wärmeübergangs erfolgt durch die Wärmeleitung. Die Wärmeleitung wird mit dem Fourierschen Gesetz beschrieben:

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad (2.4.1)$$

Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  hängt vom Stoff und seinem Zustand (Druck, Temperatur) ab. Die Werte für viele Stoffe sind im VDI-Wärmeatlas [227] tabellarisiert.

Die Wärmeleitung ist in der Energieerhaltungsgleichung durch den ersten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.3.7 abgebildet.

Der Begriff „**Konvektion**“ oder „konvektive Wärmeübertragung“ beschreibt den Wärmeaustausch durch die Fluidbewegung in der Grenzschicht. Die Grenzschicht ist als ein Bereich definiert, in dem die Fluideigenschaften durch eine angrenzende Oberfläche (z.B. eine Wand oder eine Flüssigkeitsoberfläche) beeinflusst werden. Die thermische Grenzschicht beschreibt den Bereich zwischen der Oberfläche mit der Temperatur  $T_s$  und der Temperatur  $T_\infty$  in der Strömung.

Der im Deutschen verwendete Begriff „Konvektion“ wird im englischsprachigen Raum „*advection*“ – „Advektion“ genannt und ist mit dem Begriff „*convection*“ nicht zu verwechseln. Der Englische Begriff „*convection*“ bedeutet „konvektiver Wärmeübergang“, wie im Nachfolgenden beschrieben.

Die Konvektion ist in der Energieerhaltungsgleichung durch den dritten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.3.7 abgebildet.

Der Prozess des **konvektiven Wärmeübergangs** (im Englischen „*convection*“) besteht aus überlagerten Mechanismen der konduktiven Wärmeübertragung sowie der Konvektion (im Englischen „*advection*“). Dies ist in der Energieerhaltungsgleichung durch den ersten und dritten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.3.7 abgebildet.

Eine einfache quantitative Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs erfolgt durch die Einführung des Wärmeübergangskoeffizienten  $h$ :

$$\dot{q} = h (T_s - T_\infty), \quad (2.4.2)$$

wo  $s$  die Oberfläche und  $\infty$  den Ort nicht unmittelbar beeinflusst vom betrachteten Prozess darstellt. Die gesamte Komplexität des Prozesses wurde dabei durch einen konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  ersetzt.

Zur Beschreibung der konvektiven Wärmeübertragung kommt oft die dimensionslose **Nusselt-Zahl**  $Nu$  zum Einsatz:

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \quad (2.4.3)$$

wo  $L$  eine für die Strömung maßgebende, geometrieabhängige Abmessung darstellt. Sie kann als dimensionsloser Temperaturgradient an einer Oberfläche betrachtet werden. Sie kann auch als Verhältnis der Intensitäten des tatsächlich auftretenden konvektiven Wärmeübergangs und einer gedachten reinen Wärmeleitung durch eine ruhende Fluidschicht aufgefasst werden.

Die **radiative Wärmeübertragung** oder einfacher „Wärmestrahlung“ findet durch Emission und Absorption elektromagnetischer Wellen statt. Dies ist die einzige Art der Wärmeübertragung, die keinen direkten Kontakt zwischen den austauschenden Körpern oder Fluiden benötigt. Die Wärmestrahlung ist in der Energieerhaltungsgleichung durch den zweiten Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.3.7 abgebildet.

Quantitativ wird die Ausstrahlung der Wärme durch einen Körper (zum Beispiel durch einen Funken oder einen Zündkern) wie folgt beschrieben:

$$\dot{e} = \varepsilon \sigma T_s^4. \quad (2.4.4)$$

$\sigma$  beschreibt die Stefan-Boltzmann-Konstante und  $\varepsilon$  beschreibt die Emissivität des ausstrahlenden Körpers. Wenn der ausstrahlende Körper komplett durch ein

Medium umschlossen ist, wird die Absorption der Wärmestrahlung durch das umgebende Medium (zum Beispiel das umgebende Gas):

$$\dot{g} = \alpha \dot{e} \quad (2.4.5)$$

betragen, wobei  $\alpha$  die Absorptivität des Mediums beschreibt [230].

Im betrachteten Zündvorgang sind drei Medien zu betrachten: die Spraytropfen, das umgebende Gas und der Zündfunke.

Die Spraytropfen besitzen unter den drei Medien die größte Emissivität und Absorptivität, aber anteilig geringeres Volumen und dadurch kleine Ausstrahlungs- und Absorptionsflächen. Die Emission der Wärme durch Strahlung der Spraytropfen ist zwar für die Berechnung der Verdunstung in manchen Modellen berücksichtigt (Abkühlung der Tropfen), ist jedoch generell für den Zündprozess vernachlässigbar klein. Grund dafür sind die niedrigen Temperaturen der Tropfen (243 K bis 298 K vor der Zündung bis zur Siedetemperatur der Brennstoffkomponenten von etwa 550 K (siehe Kapitel 2.1) bei erfolgreicher Zündung) und die anteilig kleine Ausstrahlungsfläche. Die Absorption der Wärme von Spraytropfen durch die Strahlung ist ebenfalls vernachlässigbar – Grund dafür ist die anteilig kleine Absorptionsfläche.

Das umgebende Gas besitzt die anteilig größten Ausstrahlungs- und Absorptionsflächen. Die Absorptivität von Gasschichten, die für den Zündprozess relevant sind (das Gasvolumen in unmittelbarer Nähe des Zündkerns), ist jedoch in praktischen Fällen beinahe Null. Anders ausgedrückt sind die Gase für die Wärmestrahlung bei den betrachteten Skalen fast durchsichtig. Die Emission der Wärme durch die Strahlung aus dem brennenden Gas wird zwar durch hohe Temperaturen (nahe der adiabatischen Flammentemperatur) bemerkbar, dieser Anteil der Wärme geht jedoch für die Zündung verloren – weder die Tropfen (wegen der anteilig kleinen Absorptionsfläche), noch das Gas (wegen der kleinen Absorptivität) können einen bedeutenden Anteil dieser Wärme aufnehmen.

Von Bedeutung kann der als Wärmestrahlung abgegebene Anteil der Funkenenergie sein. Die Funkenenergie in der vorliegenden Arbeit wird als der Eintrag der

elektrischen Energie in das Zündvolumen gemessen. Ein Teil dieser Energie wird zur Erwärmung des Zündvolumens verwendet, ein Teil wird ausgestrahlt und ist dadurch für die Zündung verloren. Wegen der hohen Temperatur des Plasmas während einer Funkenentladung und der Abhängigkeit  $\dot{e} \propto T^4$  könnte der ausgestrahlte Anteil groß sein. Wie die Arbeit von Ono et. al [165] zeigt (siehe Kapitel 2.2), sind jedoch die Plasmatemperaturen bei den verwendeten kapazitiven Entladungen kleiner als erwartet (in der Größenordnung der adiabatischen Flammentemperatur) und die Breite des Emissionsspektrums sehr schmal, sodass die Verluste durch Strahlung nicht bedeutend sein sollten.

Aus diesen Gründen folgt, dass die radiative Wärmeübertragung für den betrachteten Zündprozess nicht relevant ist.

**Diffusion** ist eine Relativbewegung der einzelnen Stoffe in einem Volumenelement, verursacht durch verschiedene mittlere Molekülgeschwindigkeiten der einzelnen Stoffe (nach Bähr und Stephan [19]). Die Diffusion wird durch den ersten Term auf der rechten Seite der Komponenten-Erhaltungsgleichung 2.3.2 dargestellt. Als Diffusionsstromdichte des Stoffes A definiert man die Größe

$$j_A^* = \rho (\mathbf{u}_A - \mathbf{u}), \quad (2.4.6)$$

wo  $\mathbf{u}$  die molekulare Geschwindigkeit darstellt.

Für Zweistoffgemische in Richtung einer  $x$ -Achse gilt nach dem ersten Fickschen Gesetz, modifiziert von de Groot [65]:

$$j_A^* = -\rho D_{AB} \frac{dY_A}{dx} \quad (2.4.7)$$

und für ein Vielstoffgemisch aus  $N$  Komponenten ist die Diffusionsstromdichte  $j_A^*$  der Komponente A gegeben durch (nach Sherwood et al. [204]):

$$j_A^* = \rho \sum_{\substack{K=1 \\ K \neq A}}^N \frac{M_A M_K}{M^2} D_{AK} \text{grad} Y_K, \quad (2.4.8)$$

wo  $A$  und  $K$  Komponenten des Gemisches und  $M$  die molare Masse darstellen.

Die Diffusionskoeffizienten  $D$  in Gasen können sowohl theoretisch anhand der kinetischen Gastheorie als auch experimentell bestimmt werden (nach Cussler [60]). Eine der Möglichkeiten stellt die theoretische Bestimmung von  $D$  anhand der Chapman-Enskog Theorie [47] dar:

$$D = \frac{1,86 \cdot 10^{-3} T^{3/2} \left( \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)^{1/2}}{p \sigma_{12}^2 \Omega}. \quad (2.4.9)$$

$\sigma_{12}$  stellt einen Wirkungsquerschnitt für die betrachteten Gase dar, der sich aus der Mittelung der Werte für die jeweiligen Gase ergibt:

$$\sigma_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_2). \quad (2.4.10)$$

Die Größe  $\Omega$  stellt ein temperaturabhängiges Kollisionsintegral dar, das unter anderem in Hirschfelder [105] und Cussler [60] tabularisiert wurde. Die Tabellarisierung erfolgte nach einem sogenannten Lennard-Jones-12-6-Potential:  $k_B T / \varepsilon_{12}$ . Dabei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $\varepsilon_{12}$  die Interaktionsenergie, die sich aus Beiträgen für die beiden Gase ergibt:

$$\varepsilon_{12} = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}. \quad (2.4.11)$$

Eine andere Möglichkeit stellt nach VDI-Wärmeatlas [227] die Verwendung einer Näherungsformel von Fuller dar, die für niedrige Drücke gilt:

$$D_{AB} = \frac{0,00143 \cdot 10^{-2} T^{1,75} \left( \frac{M_A + M_B}{M_A M_B} \right)^{0,5}}{p \sqrt{2} \left[ (\Sigma \nu)_A^{1/3} + (\Sigma \nu)_B^{1/3} \right]^2}, \quad (2.4.12)$$

wo  $\Sigma \nu$  ein sogenanntes Diffusionsvolumen bezeichnet. Nach Einsetzen von  $p$  in bar und  $M$  in g/mol ergibt sie den Wert von  $D$  in  $\text{cm}^2/\text{s}$ .

Für die Berechnung der Verdunstungs-Damköhler-Zahl (siehe Kapitel 2.6) ist die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten des Brennstoffs in der Luft erforderlich.

Der Diffusionskoeffizient für Isooktan wird theoretisch anhand der Gleichung 2.4.9 bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt für die Luft wurde von Wilhelm (nach Cussler [60], zitiert von Hirschfelder [105]) übernommen und beträgt  $\sigma_a = 0,3711 \text{ nm}$ . Aus gleicher Quelle stammt der Wert  $\varepsilon_a/k_B = 78,6 \text{ K}$ , der für die Bestimmung des Kollisionsintegrals notwendig ist. Für Isooktan betragen die Werte nach Wilhelm und Battino [233] entsprechend  $\sigma_f = 0,652 \text{ nm}$  und  $\varepsilon_f/k_B = 602 \text{ K}$ .

Der Diffusionskoeffizient für Jet A-1 wird mit der Näherungsformel 2.4.12 berechnet. Die Diffusionsvolumina für Luft und Jet A-1 betragen nach Reid [183] entsprechend  $\Sigma v_a = 19,7$  und  $\Sigma v_b = 243,93$ .

Analog zum konvektiven Wärmeübergang besteht der **konvektive Stoffübergang** aus überlagerten Mechanismen der Diffusion sowie einem Transport der einzelnen Komponenten eines Gemisches durch Fluidbewegung (Konvektion). Dies ist in der Komponenten-Erhaltungsgleichung durch den zweiten Term der linken und den ersten Term der rechten Seite (Gleichung 2.3.2) abgebildet. In Anlehnung an die Definitionsgleichung (2.4.2) des Wärmeübergangskoeffizienten beschreibt man die an der Oberfläche übertragene Stoffmengenstromdichte durch

$$\dot{n}_{A,s} = \beta \Delta c_A. \quad (2.4.13)$$

Die gesamte Komplexität des Prozesses wurde dabei durch einen Stoffübergangskoeffizienten  $\beta$  ersetzt.  $\Delta c_A$  beschreibt den maßgebenden Konzentrationsunterschied.

Zur Beschreibung des konvektiven Stoffübergangs wird oft (analog zur Nusselt-Zahl bei der Wärmeübertragung) die **Sherwood-Zahl**  $Sh$  angewendet:

$$Sh = \frac{\beta L}{D}. \quad (2.4.14)$$

Der Begriff „**Stoffdurchgang**“ bezeichnet die Stoffübertragung mit einer Änderung der Phase (nach Bähr und Stephan [19]). In der vorliegenden Arbeit ist der Stoffdurchgang von flüssiger in die gasförmige Phase von Bedeutung. Wegen seiner Komplexität ist dieser Prozess in einem separaten Kapitel 2.6 beschrieben, wo auch die dazugehörigen Wärmeübertragungsprozesse beschrieben sind. Der Schwerpunkt liegt bei den Vorgängen in einem Tropfen, die eine Grundlage zum Verständnis der Vorgänge bei der Zündung eines Sprays darstellen.

Zur Beschreibung und Lösung der Strömungs- sowie der Wärme- und Stoffübertragungsprobleme werden oft **dimensionslose Kennzahlen** verwendet. Neben der erwähnten Nusselt-Zahl  $Nu$  (Gleichung 2.4.3) und Sherwood-Zahl  $Sh$  (Gleichung 2.4.14) finden auch oft unter anderem folgende Kennzahlen Verwendung:

Die **Reynolds-Zahl**  $Re$  beschreibt die turbulenten Strömungen und wird im Kapitel 2.5 beschrieben (Gleichung 2.5.1).

Die **Prandtl-Zahl**  $Pr$  wird verwendet um die Wärmeleitung und Diffusion zu vergleichen:

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad (2.4.15)$$

wo  $\nu$  die kinematische Viskosität und  $\kappa$  die Temperaturleitfähigkeit darstellen.

Die **Péclet-Zahl**  $Pe$  beschreibt das Verhältnis von konvektiven zu diffusiven Flüssen:

$$Pe = \frac{Lu}{\kappa} = Re \cdot Pr. \quad (2.4.16)$$

Die **Fourier-Zahl**  $Fo$ , die als Verhältnis von Transportrate zur Speicherungsrate bei instationärer Wärme- oder Stoffübertragung interpretiert werden kann:

$$Fo = \frac{\alpha t}{L^2}, \quad (2.4.17)$$

wo  $\alpha$  einen Transportkoeffizienten darstellt (z.B. Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$  bei Wärmeübertragungsprozessen, Diffusionskoeffizient  $D$  bei Stoffübertragungsprozessen).

Die **Schmidt-Zahl**  $Sc$  beschreibt das Verhältnis von diffusivem Impulstransport zu diffusivem Stofftransport als:

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (2.4.18)$$

Die **Lewis-Zahl**  $Le$  stellt das Verhältnis von Wärmeleitung zu Diffusion dar:

$$Le = \frac{\kappa}{D}. \quad (2.4.19)$$

## 2.5 Turbulente Strömungen

Die Bewegung eines sehr viskosen oder langsam strömenden Fluids ist glatt und gleichmäßig. Diese Art der Strömungsform bezeichnet man als laminare Strömung. Wenn die Trägheitskräfte groß im Vergleich zu den viskosen Kräften werden, wird die Bewegung des Fluids ungleichmäßig, scheinbar zufällig und chaotisch, generell jedoch instationär. Diese Strömungen werden als turbulent bezeichnet. Die Zündung eines Triebwerkes erfolgt in einer turbulenten Strömung, und der Einfluss der Turbulenz auf den Zündprozess wird in dieser Arbeit untersucht. Daher sind die Grundlagen zum Verständnis und zur Beschreibung der Turbulenz im folgenden erläutert.

Die Turbulenz ist eine irreguläre Fluidbewegung, oder – anders gesagt — die Turbulenz besteht aus zeitlichen und räumlichen Fluktuationen im Strömungsfeld. Die dimensionslose Kennzahl, welche die turbulenten Strömungen beschreibt, ist die nach Reynolds benannte Reynolds-Zahl [186, 187]:

$$Re = \frac{uL}{\nu} \quad (2.5.1)$$

Für eine bekannte Geometrie kann eine kritische Reynolds-Zahl angegeben werden, für welche die Strömung vom laminaren in den turbulenten Zustand übergeht.

Ein wichtiges Merkmal turbulenter Strömungen ist die Mischungsgeschwindigkeit, die im Vergleich zu laminaren Strömungen um ein Vielfaches erhöht ist. Aufgrund dieser Eigenschaft ist die turbulente Strömung in technischen Anwendungen die überwiegende Strömungsform.

Eine turbulente Strömung weist ein großes Spektrum unterschiedlicher Größenskalen an wirbelähnlichen Strukturen auf (nach Richardson [188]). Dies führt zur Theorie der Turbulenzkaskade, nach der große Wirbelstrukturen in einer Kaskade zu immer kleineren Strukturen zerfallen. Die großen Wirbelstrukturen tragen den großen Teil der turbulenten, kinetischen Energie. Diese Energie wird in der Turbulenzkaskade über den Inertial- bzw. Trägheitsbereich hinweg durch Wirbelfadenstreckung zu den kleineren Wirbelstrukturen transportiert (nach Kolmogorov [123]). Aufgrund der Drehimpulserhaltung nimmt in Richtung der kleineren Strukturen die Drehgeschwindigkeit der Wirbel zu. Hierdurch steigt gleichzeitig der Geschwindigkeitsgradient und die Viskositätskräfte nehmen zu. Bedingt durch die steigenden Reibungskräfte dissipiert die Energie in den kleinen Skalen in innere thermische Energie des Fluids.

Zur **Beschreibung der Turbulenz** werden Größen wie turbulente Schwankungsgeschwindigkeit, Turbulenzgrad und turbulente Längensmaße bzw. Längenskalen verwendet.

Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_i$  ist der fluktuierende Anteil der Strömungsgeschwindigkeit in Richtung  $i$ :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.5.2)$$

wobei

$$\overline{u'_i} = 0. \quad (2.5.3)$$

Um die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit einfach zu quantifizieren, wird oft ein quadratisches Mittel des fluktuierenden Anteils der Strömungsgeschwindigkeit verwendet:

$$u' = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u'^2_i} + \overline{u'^2_j} + \overline{u'^2_k})}. \quad (2.5.4)$$

Die Größe  $u'$  wird dann **charakteristische** (oder **mittlere**) **turbulente Schwankungsgeschwindigkeit**, oder auch vereinfacht **turbulente Schwankungsgeschwindigkeit** genannt.

Der **Turbulenzgrad**  $Tu$  ist durch die Gleichung 2.5.5 gegeben:

$$Tu = \frac{u'}{\bar{u}}. \quad (2.5.5)$$

Die **turbulente kinetische Energie**  $k$  wird analog zur Kinematik von festen Körpern aus den quadratischen Mittelwerten der Geschwindigkeiten berechnet. Mit Beiträgen in allen drei Raumrichtungen ist sie wie folgt definiert:

$$k = \frac{1}{2} \left( \overline{u_i'^2} + \overline{u_j'^2} + \overline{u_k'^2} \right). \quad (2.5.6)$$

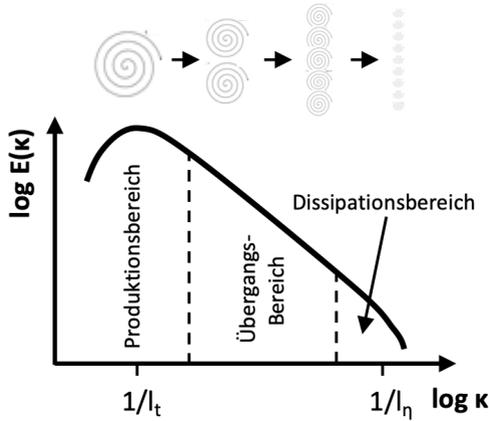
Aus den Gleichungen 2.5.4 und 2.5.6 lässt sich folgende Beziehung herleiten:

$$k = \frac{3}{2} u'^2 \quad (2.5.7)$$

Die Geschwindigkeitsschwankungen in einer turbulenten Strömung werden durch dreidimensionale Wirbelstrukturen unterschiedlicher Größen hervorgerufen. Der Transport der Energie zwischen Strukturen unterschiedlicher Größe wird durch die **turbulente Energiekaskade** beschrieben (Abbildung 2.4 oben, sinnbildlich dargestellt). Die grafische Auftragung der in den einzelnen Wirbelklassen gespeicherten turbulenten kinetischen Energie  $E(\kappa)$  gegenüber der Wellenzahl  $\kappa$  wird als **turbulentes Energiespektrum** bezeichnet (Abbildung 2.4, unten).

Die **turbulente Dissipationsrate**  $\varepsilon$  beschreibt die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie und ist durch die Gleichung 2.5.8 beschrieben (nach Nieuwstadt et al. [162]).

$$-\varepsilon = \frac{dk}{dt}. \quad (2.5.8)$$



**Abbildung 2.4:** Turbulente Energiekaskade (oben, sinnbildlich dargestellt) und turbulentes Energiespektrum (unten) nach Peters [170]

Die Größe der Wirbel gehört zu den wichtigsten Merkmalen einer turbulenten Strömung. Die wichtigsten Wirbelgrößen werden durch entsprechende Längenmaße gekennzeichnet.

Das **integrale Längenmaß**  $l_t$ , auch Makromaß genannt, entspricht der Längenskala der Turbulenzwirbel, die die größte kinetische Energie besitzen. Unter Voraussetzung der Gültigkeit der Taylorschen Hypothese [219] ( $u' \ll \bar{u}$ ) kann das integrale Längenmaß aus der zeitlich aufgelösten Messungen der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit bestimmt werden (siehe Horstmann [107] und Hinze [104]).

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung des integralen Längenmaßes in einer numerischen Simulation stellt die Gleichung 2.5.38 dar.

Das **Taylor-Längenmaß**  $l_\lambda$ , auch Taylor-Mikromaß genannt, entspricht der Längenskala von Turbulenzwirbeln, wo die Viskosität anfängt, die Dynamik der Wirbel zu beeinflussen. Dieses Längenmaß wird definiert durch (nach Peters [170]):

$$l_\lambda = \sqrt{15 \frac{\nu}{\varepsilon}} u'. \quad (2.5.9)$$

Das **Kolmogorov-Längenmaß**  $l_\eta$ , auch Mikromaß genannt, entspricht der kleinsten Längenskala bei der Betrachtung der Energiekaskade einer turbulenten Strömung, bei der die kinetische Energie durch Reibung in Wärme umgewandelt wird. Es wird definiert durch (nach Kolmogorov [122]):

$$l_\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.5.10)$$

Die **turbulente Reynolds-Zahl**  $Re_t$  ist als Verhältnis zwischen der turbulenten Viskosität und der laminaren Viskosität definiert:

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu}. \quad (2.5.11)$$

Die in Kapitel 2.3 formulierten Erhaltungsgleichungen gelten für laminare wie für turbulente Strömungen gleichermaßen. Für das Verhältnis der kleinsten Skalen, den Kolmogorov-Mikromaßen  $l_\eta$  zu den Makromaßen  $l_t$  gilt jedoch (nach Davidson [63]):

$$\frac{l_\eta}{l_t} \propto Re_t^{-\frac{3}{4}}. \quad (2.5.12)$$

Da mit steigender Reynolds-Zahl die kleinen Skalen stetig kleiner werden, während die großen Skalen nur von der Geometrie abhängen, steigt der numerische Aufwand mit der zur Auflösung der kleinsten Skalen notwendigen räumlichen und zeitlichen Auflösung mit der Reynolds-Zahl fortwährend an. Da in technischen Verbrennungssystemen meist Reynolds-Zahlen weit oberhalb der kritischen Reynolds-Zahl vorliegen, ist es selbst mit modernsten Großrechnern nicht möglich, technisch relevante Systeme, wie beispielsweise die Brennkammer eines Flugstrahltriebwerks, direkt zu simulieren. Eine Variante zur Reduzierung des Rechenaufwands ist es, die turbulente Strömung statistisch durch ihre Mittelwerte und deren Schwankungsgrößen zu beschreiben. Zumeist sind die statistischen Größen hinreichend zur Bewertung eines technischen Systems. Die Bildung der

statistischen Größen beruht auf Mittelungs- bzw. Filterungsoperationen. Zunächst lässt sich eine fluktuierende turbulente Größe wie folgt zerlegen:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \overline{\phi'} = 0. \quad (2.5.13)$$

Führt man diese Zerlegung in die Erhaltungsgleichungen ein und mittelt diese zeitlich, so erhält man **die Reynolds-gemittelten Gleichungen**. Angewandt auf die Impulserhaltungsgleichung, auch Navier-Stokes-Gleichung, liefert diese mathematische Operation die Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichung. Dies führt zur Namensgebung der auf diesem Vorgehen basierenden Turbulenzmodelle, den RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)-Modellen. Für im zeitlichen Mittel stationäre Strömungen erfolgt die Mittelung durch:

$$\bar{\phi}(x) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi(x, t) dt \right). \quad (2.5.14)$$

Die Anwendung der Reynolds-Mittelung auf die Navier-Stokes-Gleichung führt jedoch zu Korrelationen der Komponenten der Geschwindigkeitsfluktuation, welche zu weiteren Unbekannten im Gleichungssystem führen und dieses somit nicht mehr geschlossen ist. Dies ist das sogenannte Schließungsproblem. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit von Turbulenzmodellen, worauf noch näher eingegangen wird.

Eine weitere, in Modellierung angewandte Mittelung ist die **Favre-Mittelung**. Sie umgeht das Problem weiterer Korrelationen zwischen Dichteschwankungen und anderen fluktuierenden Strömungsgrößen für den Fall, dass die Dichteschwankungen aufgrund hoher Dichtegradienten nicht mehr vernachlässigbar sind. Dieses Problem wird durch eine Wichtung des Mittelwerts mit der Dichte umgangen. Der so erhaltene Mittelwert ist definiert durch [81]:

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho \cdot \phi}}{\bar{\rho}}. \quad (2.5.15)$$

Die Zerlegung des Momentanwerts in Mittelwert und Schwankungswert erfolgt analog zur Reynolds-Mittelung:

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad \widetilde{\phi''} = 0. \quad (2.5.16)$$

Die Favre-Mittelung wird in dieser Arbeit wegen konstanter Dichte (keine Temperaturgradienten in der Simulation) nicht angewendet, deren Kenntnis ist jedoch für die allgemeine Beschreibung der Wirbelviskositätsmodelle notwendig.

Die Zerlegung einer fluktuierenden turbulenten Größe nach Gleichung 2.5.13 in der analytischen Betrachtung – insbesondere die Aufspaltung der Geschwindigkeit in den gemittelten und den fluktuierenden Anteil in der Gleichung 2.5.2, führt zu einer Erweiterung der konvektiven Terme in den Erhaltungsgleichungen. Die Gleichungen 2.3.2, 2.3.3 und 2.3.6 können zur Beschreibung stationärer Strömungen mit ihrer mittleren Geschwindigkeit nur dann verwendet werden, wenn  $u_x = \overline{u_x}$  (bei Absenz des fluktuierenden Anteils). Die Berücksichtigung des fluktuierenden Anteils führt zu zusätzlichen Termen:

- Erweiterung der Impulserhaltungsgleichung 2.3.3 mit

$$u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \Rightarrow \overline{u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i}} = \overline{u_i} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial u_i} \left( \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2.5.17)$$

kann auch auf der rechten Seite der Gleichung über eine **Reynoldssche Spannung** bzw. **turbulente Scheinspannung** ausgedrückt werden:

$$\tau_t = -\rho \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.5.18)$$

- Erweiterung der Komponenten-Erhaltungsgleichung 2.3.2 mit

$$u_i \frac{\partial Y_A}{\partial x_i} \Rightarrow \overline{u_i \frac{\partial Y_A}{\partial x_i}} = \overline{u_i} \frac{\partial \overline{Y_A}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial u_i} \left( \overline{u'_i Y'_A} \right) \quad (2.5.19)$$

kann auch auf der rechten Seite der Gleichung über eine **turbulente Diffusionsstromdichte** ausgedrückt werden:

$$j_{Ai}^* = -\rho \overline{u_i' Y_A'} \quad (2.5.20)$$

- Die Energieerhaltungsgleichung 2.3.6 muss in ihre Temperaturform gebracht werden, um mit

$$u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \Rightarrow \overline{u_i \frac{\partial T}{\partial x_i}} = \bar{u}_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial u_i} \left( \overline{u_i' T'} \right) \quad (2.5.21)$$

den Einfluss des fluktuierenden Anteils über eine **turbulente Wärmestromdichte** auszudrücken:

$$\dot{q}_i = -\rho c_p \overline{u_i' T'} \quad (2.5.22)$$

wo  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck darstellt.

Die Überführung der erweiterten konvektiven Terme in die Reynoldssche Spannung, turbulente Diffusionsstromdichte bzw. turbulente Wärmestromdichte ist im Detail in den Kapiteln 3.5 und 3.6 von Bähr und Stephan [19] beschrieben. Dabei wurden folgenden Annahmen getroffen: eine stationäre, ebene Strömung; die Massenkkräfte vernachlässigbar; die Strömung betrachtet als inkompressibel; große Reynoldszahlen, sodass die Terme  $\frac{1}{Re}$  und  $\frac{1}{Re^2}$  in der dimensionslosen Betrachtungsweise vernachlässigbar sind; konstante Wärmeleitfähigkeit durch Ausschließen der großen Temperatur- und Druckänderungen;  $Ma \ll 1$ , wodurch die mechanische Dissipation in der Energiegleichung vernachlässigt werden kann; Mischungsenthalpien verschwindend klein; annähernd gleiche spezifische Wärmekapazitäten der Stoffe; chemische Reaktionen spielen keine Rolle. Es sei angemerkt, dass es die gleichen Annahmen sind, die zur Herleitung von Grenzschichtgleichungen getroffen werden.

Die Energieerhaltungsgleichung 2.3.6 mit ausgeschriebenem Term für den Transport von Wärme (Gl. 2.3.7) lautet

$$\rho \frac{de}{dt} = - \frac{-\lambda_{ji} \frac{\partial T}{\partial x_i} + \dot{q}_{Strahlung} + \sum h_{Aj}^*}{\partial x_i} + \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \sum_A j_{Ai}^* k_{Ai} + \dot{q}_R. \quad (2.5.23)$$

Der **Einfluss der Turbulenz auf die Erhaltungsgleichungen** ist durch die zusätzlichen Terme 2.5.18 bis 2.5.22 beschrieben. Die Reynoldssche Spannung erhöht die innere Energie des Volumenelements. Dies beeinflusst die Wärmeübertragung nicht direkt, sei aber hier zur Vollständigkeit der Energieerhaltungsgleichung erwähnt. Mit dem Boussinesq-Ansatz lässt sich die Reynoldssche Spannung mit einer turbulenten Viskosität  $\nu_t$  ausdrücken:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.5.24)$$

und damit lässt sich die Gesamtschubspannung durch

$$(\tau_{ij})_{tot} = \rho (\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.5.25)$$

ausdrücken.

Der Boussinesq-Ansatz kann nur die Strömungen beschreiben, in denen  $\nu_t$  isotrop angenommen werden kann, wie zum Beispiel in turbulenten Freistrahlen. Er eignet sich nicht für die Beschreibung wandnaher Strömungen, wo die Reynoldssche Spannung bei Annäherung an die Wand aufgelöst werden muss.

Analog dem Boussinesq-Ansatz wird eine turbulente Temperaturleitfähigkeit  $\kappa_t$  und eine turbulente Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_t$  definiert:

$$\kappa_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = -\overline{u'_j T'} \quad (2.5.26)$$

$$\lambda_t = \kappa_t \rho c_p. \quad (2.5.27)$$

Der konduktive Anteil der Wärmestromdichte wird dadurch zu:

$$-(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}. \quad (2.5.28)$$

Ähnlich definiert man einen turbulenten Diffusionskoeffizienten  $D_t$ :

$$D_t \frac{\partial \bar{Y}_A}{\partial x_j} = -\overline{u'_j Y'_A} \quad (2.5.29)$$

und damit wird die Gesamtdiffusionsstromdichte zu:

$$(j_{Ai}^*)_{tot} = -\rho (D + D_t) \frac{\partial \bar{Y}_A}{\partial x}. \quad (2.5.30)$$

Dies spiegelt sich direkt bei dem diffusiven Anteil der Wärmeübertragung und bei der Vergrößerung der inneren Energie durch auf das Fluidelement wirkende Massenkräfte wider. Die Energieerhaltungsgleichung 2.5.23 geht im turbulenten Fall in die Gleichung 2.5.31 über:

$$\begin{aligned} \rho \frac{de}{dt} = & -(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_i^2} + \dot{q}_{Strahlung} + \sum h_A \left( -\rho (D + D_t) \frac{\partial^2 \bar{Y}_A}{\partial x^2} \right) \\ & + (\tau_{ij})_{tot} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \sum_A (j_{Ai}^*)_{tot} k_{Ai} + \dot{q}_R. \end{aligned} \quad (2.5.31)$$

Der Einfluss von Turbulenz auf den letzten Term  $\dot{q}_R$  hat die gleiche Ursache wie die Erhöhung der Flammgeschwindigkeit durch die Turbulenz, die im Kapitel 2.8.1 beschrieben wird.

Die Komponenten-Erhaltungsgleichung 2.3.2 mit der Erweiterung des konvektiven Terms für den fluktuierenden Anteil der Geschwindigkeit (Gleichung 2.5.19) lautet:

$$\rho \frac{\partial Y_A}{\partial t} + \rho \left( \bar{u}_i \frac{\partial \bar{Y}_A}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial u_i} \left( \overline{u'_i Y'_A} \right) \right) = -\frac{\partial j_A^*}{\partial x_i} + \dot{\Gamma}_A. \quad (2.5.32)$$

Die Turbulenz bewirkt also den konvektiven Anteil des Stoffübergangs, wobei man unter einigen Voraussetzungen (siehe Kapitel 3.5 und 3.6 im Buch von Bähr und Stephan [19]) auch schreiben kann:

$$\rho \frac{\partial Y_A}{\partial t} + \rho \bar{u}_i \frac{\partial \bar{Y}_A}{\partial x_i} = - \frac{\partial (j_{Ai}^*)_{tot}}{\partial x_i} + \dot{\Gamma}_A, \quad (2.5.33)$$

wodurch die eigentliche Vergrößerung des konvektiven Stofftransports aufgrund von Turbulenz durch eine gedachte Vergrößerung der Diffusionsstromdichte dargestellt wird.

Die Gesamtdiffusionsstromdichte  $(j_{Ai}^*)_{tot}$  ist durch die Gleichung 2.5.30 mit einem turbulenten Diffusionskoeffizienten  $D_t$  (Gleichung 2.5.29) beschrieben.

Der Einfluss der Turbulenz auf die Massenproduktionsrate  $\dot{\Gamma}_A$  ist analog zur Erhöhung der Flammgeschwindigkeit durch die Turbulenz, was in Kapitel 2.8.1 beschrieben wird.

Zur Schließung der Korrelationsterme in den Reynolds- oder Favre-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen bedarf es physikalischer Modelle, der sogenannten **Turbulenzmodelle**. Sie werden meist in drei unterschiedliche Klassen eingeteilt. Die **RANS**-Modelle lösen die Reynolds-gemittelten Gleichungen. Die Reynolds-spannungen müssen hierfür vollständig modelliert werden. Sie haben daher den höchsten Grad an Modellierung. Da jedoch nur die mittlere Strömung durch das Rechengitter aufgelöst werden muss, haben Sie den geringsten numerischen Aufwand. Dieser Typ der Simulation wurde in dieser Arbeit zur Berechnung der Strömungseigenschaften verwendet. Die zweite Klasse ist die in den letzten Jahren immer populärer werdende Großskalensimulation, die **LES** Simulation. Die LES löst die für die makroskopischen Transportprozesse relevanten großskaligen Wirbel direkt auf, während die kleinskaligen, dissipativen Wirbel weiterhin modelliert werden. Hierdurch beschränkt sich der Grad an Modellierung auf die kleinskaligen Wirbel. Man spricht hierbei häufig vom Sub-Grid-Scale, da diese Strukturen nicht mehr durch das Gitter aufgelöst werden. Dabei steigen jedoch die Kosten der LES-Simulation an, da das Gitter im Vergleich zur RANS-Simulation die großskaligen Wirbel auflösen muss. Die dritte Klasse ist die **DNS** (Direkte Numerische

Simulation). Die DNS basiert auf der Lösung der in Kapitel 2 beschriebenen Erhaltungsgleichungen. Sie verwendet keinen Modellansatz, muss hierfür jedoch sämtliche Zeit- und Längenskalen auflösen. Die technische Anwendung von DNS für praktisch relevante Strömungen ist mit den heutigen Rechensystemen nicht möglich. Sie dient jedoch erfolgreich der Erforschung der Interaktion von Turbulenz und Reaktion. Die LES und DNS finden keine Verwendung in der vorliegenden Arbeit.

Die **Wirbelviskositätsmodelle** sind die am häufigsten angewandten Modelle. Sie beschreiben den Reynoldsschen Spannungstensor  $\widetilde{u_i'' u_j''}$  nach der Hypothese von Boussinesq [38]. Hierbei werden die Reynolds-Spannungen in Analogie zu den laminaren Spannungen behandelt. Die turbulenten Spannungen sind hiernach proportional zu den mittleren Geschwindigkeitsgradienten:

$$\widetilde{\rho u_i'' u_j''} = -\mu_t \left( 2\widetilde{S_{ij}} + \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \widetilde{u_k}}{\partial x_k} \right) + \frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{\rho k} \quad (2.5.34)$$

Der letzte Term  $\frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{\rho k}$  entspricht einem Druckterm, er wird häufig in der Modellierung dem statischen Druck aufaddiert und nicht direkt gelöst. Er ist jedoch in der Regel gegenüber dem statischen Druck vernachlässigbar. Der Proportionalitätsfaktor  $\mu_t$  ist die turbulente Viskosität oder auch Wirbelviskosität mit Bezug auf die Wirbelstruktur turbulenter Strömungen. Im Gegensatz zur laminaren Viskosität ist die turbulente Viskosität keine Stoffgröße, sondern hängt von der lokalen Turbulenz ab. Sie variiert damit stark im Strömungsfeld. Da sie vom Strömungszustand abhängig ist, verhält sich ein mittleres, turbulentes Strömungsfeld somit streng genommen nicht wie ein Newtonsches Fluid. Die turbulente Viskosität ist weiterhin eine skalare und somit isotrope Feldgröße, das heißt, sie wirkt in alle Raumrichtungen gleich. Im Umkehrschluss wird somit eine isotrope Turbulenz vorausgesetzt. Dies ist eine der wesentlichsten Vereinfachungen der Wirbelviskositätsmodelle. Die Boussinesq-Annahme bedeutet somit eine Verlagerung des Schließungsproblems auf die Modellierung der Wirbelviskosität. Hierzu gibt es Null-, Ein-, Zwei- und auch Dreigleichungsmodelle, die nach der Anzahl an weiteren Gleichungen benannt werden, über welche die Wirbelviskosität bestimmt wird. Hier wird im Rahmen der **RANS-Modelle** lediglich das verwendete  $k$ - $\epsilon$ -Zweigleichungsmodell dargestellt.

Eine ausführliche Übersicht über die RANS-Modelle findet sich im Buch von Wilcox [232].

An dieser Stelle sollte nur das in dieser Arbeit verwendete Zweigleichungsmodell kurz in seiner Standardimplementierung beschrieben werden. Zweigleichungsmodelle bestimmen häufig die turbulente Viskosität aus je einer Gleichung für das turbulente Geschwindigkeitsmaß  $u'$  und einer Gleichung für das turbulente Längenmaß  $l_t$ . Basierend auf einer Dimensionsanalyse lässt sich dann die Wirbelviskosität ausdrücken durch:

$$\mu_t \propto \bar{\rho} l_t u'. \quad (2.5.35)$$

Als turbulentes Geschwindigkeitsmaß kann die turbulente, kinetische Energie verwendet werden. Es gilt dann:

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3}k}. \quad (2.5.36)$$

Mit der isotropen, turbulenten Dissipationsrate  $\varepsilon$

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\bar{\rho}} \left( \widetilde{\frac{u''_i}{\partial x_j} \frac{u''_i}{\partial x_j}} \right) \quad (2.5.37)$$

kann ein turbulentes Längenmaß durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden

$$l_t = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2.5.38)$$

Aus den Gleichungen 2.5.36 und 2.5.38 ergibt sich mit Gleichung 2.5.35 die gesuchte Wirbelviskosität.

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (2.5.39)$$

Die Konstante  $C_\mu$  ist eine Proportionalitätskonstante. Der in der Literatur meist verbreitete Wert ist  $C_\mu = 0,09$ . Für einfache Strömungsfälle kann  $k$  und  $\varepsilon$  gemessen und daraus  $\mu_t$  bestimmt werden.

In ausreichender Entfernung der Wand kann dann gezeigt werden, dass folgender Ausdruck gilt (nach Pope [174]):

$$\frac{\mu_t \varepsilon}{\bar{\rho} k^2} = C_\mu = 0,09. \quad (2.5.40)$$

Zur Bestimmung der Geschwindigkeits- und Längenmaße werden in den Zweigleichungsmodellen Transportgleichungen zweier turbulenter Größen gelöst. Das im nächsten Paragraphen beschriebene  $k$ - $\varepsilon$ -Modell verwendet die bereits eingeführten Größen der turbulenten kinetischen Energie und der turbulenten Dissipationsrate.

Das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell ist das wohl am weitesten verbreitete Zweigleichungsmodell. Es ist in nahezu jedem CFD-Programm implementiert und findet schon seit Jahren breite Anwendung in der Industrie. Die Entwicklung des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells geht zurück auf Jones und Launder [128]. Das heutzutage am häufigsten verwendete  $k$ - $\varepsilon$ -Modell, das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell, wird Launder und Sharma zugeschrieben [129], die vor allem verbesserte Modellkonstanten vorschlugen. Frühere Beiträge kamen nach Pope insbesondere von Davydov [64], Harlow und Nakayama [100] und Hanjalic [99]. Das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell löst zusätzlich zu den allgemeinen Erhaltungsgleichungen die folgenden Gleichungen für die Turbulenz:

**$k$ -Gleichung**

$$\frac{\partial (\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu_t}{Pr_k} \left( \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \right] + \mathcal{P}_k - \bar{\rho} \varepsilon \quad (2.5.41)$$

**$\varepsilon$ -Gleichung**

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) \right] + C_{\varepsilon 1} \mathcal{P}_k \frac{\varepsilon}{k} - \bar{\rho} C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.5.42)$$

Der Term  $\mathcal{P}_k$  ist der Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie. Für ihn gilt

$$\mathcal{P}_k = -\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}. \quad (2.5.43)$$

$C_\mu [-]$	$C_{\varepsilon 1} [-]$	$C_{\varepsilon 2} [-]$	$Pr_k [-]$	$Pr_\varepsilon [-]$
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

**Tabelle 2.2:** Koeffizienten des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells nach Launder und Sharma [129]

mit dem Reynolds-Spannungs-Tensor nach Gleichung 2.5.34. Während die Gleichung zur Beschreibung der turbulenten kinetischen Energie direkt aus den Transportgleichungen der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit herleitbar ist, ist die Transportgleichung für die turbulente Dissipationsrate in ihrer obigen Form als rein empirisch anzusehen (nach Pope [174]). Die von Launder und Sharma bestimmten Standardkoeffizienten sind in Tabelle 2.2 abgebildet. Die Koeffizienten wurden an Messungen einfacher, turbulenter Strömungen so angepasst, dass sie möglichst allgemeingültig sind. Dennoch werden diese Konstanten häufig zur besseren Beschreibung bestimmter Systeme modifiziert. Eine der bekanntesten Modifizierungen ist die Freistrahkorrektur nach Pope [173]. Für die benötigte Schließung der Navier-Stokes-Gleichung kann aus der Lösung der  $k$ - und  $\varepsilon$ -Gleichungen mittels der Gleichung 2.5.39 die Wirbelviskosität berechnet und daraus über Gleichung 2.5.34 die Reynolds-Spannungen ermittelt werden.

## 2.6 Erhitzung und Verdunstung eines Tropfens

Für die Zündung eines Brennstoffsprays in der Luft ist die Verdampfung, also die Überführung des Brennstoffs von der flüssigen in die gasförmige Phase, notwendig. Der allgemeine Begriff „Verdampfung“ erschließt mehr spezifisch die Verdunstung (der Sättigungsdruck der Flüssigkeit liegt unter dem Druck des umgebenden Gases) und das Sieden (der Sättigungsdruck der Flüssigkeit ist höher als der Druck des Gases). Das Sieden eines Tropfens führt zu seiner Explosion und dadurch weiterer Zerstäubung. Bei der Zündung und Verbrennung von Sprays in den betrachteten technischen Anwendungen verdunsten die Tropfen meistens vollständig, bevor sie die Siedetemperatur erreichen, weswegen im Weiteren nur die Verdunstung betrachtet wird.

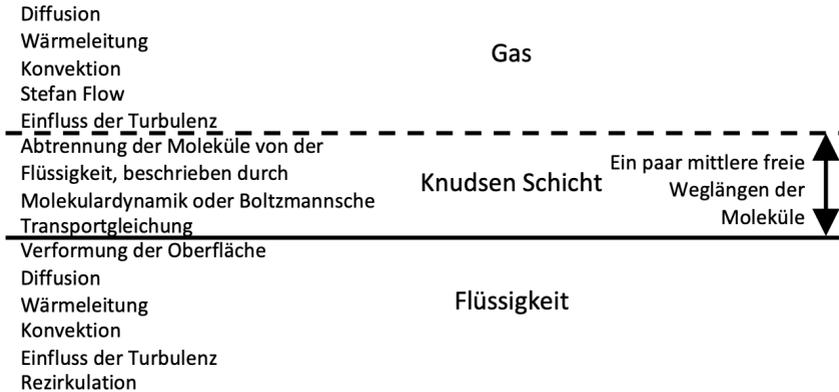
Die Verdunstung erfolgt bis zur Einstellung eines thermodynamischen Gleichgewichts zwischen den beiden Phasen oder bis die flüssige Phase vollständig in die gasförmige Phase umgewandelt ist. Bei Verbrennungsvorgängen verdunsten (oder verdampfen) und verbrennen die Tropfen normalerweise vollständig bevor das Gleichgewicht erreicht wird. Bei manchen Zündvorgängen jedoch ist die anfangs verfügbare Energie durch die Funkenleistung begrenzt, sodass durchaus das thermodynamische Gleichgewicht erreicht werden kann und die Tropfen nicht vollständig verdunsten.

Das Verständnis und die richtige Modellierung der Verdunstung spielen eine wichtige Rolle bei der Analyse der Zündprozesse. Im folgenden werden die Grundlagen erläutert und Modelle dargestellt, die in der vorliegenden Arbeit eingesetzt werden. Für die weiteren wichtigen Modelle, die jedoch keine praktische Anwendung in dieser Arbeit finden, sei auf den Anhang A.1 verwiesen.

Makroskopisch gesehen, setzt sich die Problematik der Wärme- und Stoffübertragung bei der Verdunstung aus drei hintereinander geschalteten Vorgängen zusammen:

- Wärme- und Stoffübertragung im Inneren der Flüssigkeit, bestimmt durch die Wärmeleitung, die Diffusion der Komponenten, den konvektiven Transport der Stoffe und der Wärme inklusive Rezirkulation im Inneren der Flüssigkeit und Auswirkungen der Turbulenz, falls vorhanden.
- Stoffdurchgang an der Phasengrenze, bestimmt durch die Abtrennung der Moleküle von der Flüssigkeit in der Knudsen-Schicht und beschrieben durch die Moleküldynamik oder die Boltzmannsche Transportgleichung
- Wärme- und Stoffübertragung in der Gasphase, bestimmt durch die Wärmeleitung, Diffusion, den konvektiven Transport inklusive Stefan-Strömung und Auswirkungen der Turbulenz, falls vorhanden.

Die Prozesse, die sich auf die Verdunstung einer Flüssigkeit auswirken, sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Prozesse in der Knudsen-Schicht müssen nur selten



**Abbildung 2.5:** Die an der Stoff- und Wärmeübertragung bei der Verdunstung beteiligten Prozesse

betrachtet werden. Ob diese Prozesse in der vorliegenden Arbeit eine Rolle spielen wird im Folgenden analysiert.

In der Knudsen-Schicht (benannt nach Knudsen [121]) findet der Austausch der Moleküle zwischen der gasförmigen und der flüssigen Phase statt. Die Dicke dieser Schicht beträgt wenige Vielfache der mittleren freien Weglängen der Moleküle. Das Gas in der Knudsen-Schicht befindet sich nicht im Gleichgewicht mit der Flüssigkeit und seine Zusammensetzung wird durch kinetische Prozesse bestimmt. Dies beeinflusst unter Umständen, wie weiter unten beschrieben, die Wärme- und Stoffübertragung.

Außerhalb der Knudsen-Schicht befindet sich der Dampf im Gleichgewicht mit der Flüssigkeit, und der weitere, radial nach außen gerichtete Transport in die gasförmige Phase ist durch Kontinuumsprozesse der Übertragung im Gas bestimmt.

Wie Stark die Knudsen-Schicht eine Rolle bei der Verdunstung spielt wird mit der Knudsen-Zahl beschrieben (nach Harvie und Fletcher [101]):

$$\text{Kn} = \frac{l_{\text{coll}}}{d_d}. \quad (2.6.1)$$

Die Größe  $d_d$  stellt dabei den Tropfendurchmesser und  $l_{coll}$  die mittlere freie Weglänge der Moleküle dar (nach Atkins [14]):

$$l_{coll} = \frac{k_B T}{\sigma p} \quad (2.6.2)$$

mit  $\sigma$  als Wirkungsquerschnitt der Moleküle.

Der Bereich bei  $\text{Kn} < 0,01$  ist als Kontinuum-Regime bekannt. Die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle ist klein im Vergleich zum Tropfenradius, und die Gasphase kann als Kontinuum betrachtet werden. In den Bereichen bei  $0,01 < \text{Kn} < 0,1$  (Slip-Regime) und  $0,1 < \text{Kn} < 3$  (Übergangs-Regime) ist die mittlere freie Weglänge der Moleküle vergleichbar mit den Abmessungen des Systems. Abbildung 2.5 zeigt die Situation im Slip-Regime, wo die Gasphase erst in einer Entfernung von ein paar  $l_{coll}$  als Kontinuum betrachtet werden kann. In der Nähe der Oberfläche muss die kinetische Theorie angewendet werden. Für das Übergangsregime muss die kinetische Theorie für die gesamte Gasphase betrachtet werden, weil Molekülkollisionen im Gas die gleiche Rolle spielen wie Kollisionen mit der Oberfläche. Der Fall mit  $\text{Kn} > 3$  beschreibt die molekulare Strömung, in der Kollisionen zwischen den Molekülen nur sehr selten vorkommen.

Die Abschätzung der Knudsen-Zahl unter für diese Arbeit relevanten Bedingungen mit  $T = 298 \text{ K}$ ,  $p = 0,7 \text{ bar}$ ,  $d_d = 100 \text{ m}$  und gemitteltem Wert für den Wirkungsquerschnitt (Werte nach Atkins [14])  $\bar{\sigma}_a = 0,79 \cdot \sigma_{\text{N}_2} + 0,21 \cdot \sigma_{\text{O}_2} = 0,79 \cdot 0,43 \text{ nm}^2 + 0,21 \cdot 0,40 \text{ nm}^2 \approx 0,42 \text{ nm}^2$ , ergibt  $\text{Kn} \approx 0,0014$ . Man gelangt in das Slip-Regime bei einer Tropfengröße  $d_d < 14 \text{ m}$ .

Die Erhöhung der Temperatur auf die für die Verbrennung der Kohlenwasserstoffe üblichen Werte (es sei in diesem Rechenbeispiel  $1800 \text{ K}$ ) bewirkt eine Versechsfachung der Knudsen-Zahl, sodass für  $d_d = 100 \text{ m}$   $\text{Kn} \approx 0,0084$  entspricht und bereits bei den Tropfen kleiner als  $85 \text{ m}$  werden die kinetischen Prozesse von Bedeutung. Bei einer weiteren Reduzierung des Druckes auf  $p = 0,4 \text{ bar}$  gelangen alle Tropfen mit  $d_d < 145 \text{ m}$  in das Slip-Regime und die Tropfen mit  $d_d < 15 \text{ m}$  gelangen sogar in das Übergangs-Regime mit  $\text{Kn} > 0,1$ .

Dies bedeutet, dass die kinetische Theorie einen Einfluss auf die Tropfenverdunstung während der Zündung unter subatmosphärischen Bedingungen hat, und die Gasphase nicht immer als Kontinuum betrachtet werden kann. Dieses ist aber in dieser Arbeit letztendlich nicht nötig, weil einerseits für die Betrachtung der Eigenschaften der Gasphase nur die gemittelten Werte in größerer Entfernung von den Tropfen verwendet werden und andererseits nur ein Teil der Tropfen die im Rechenbeispiel notwendige Kombination von entsprechend kleinen Durchmessern und hoher Temperatur des umgebenden Gases aufweist.

Zu den weiteren Details bezüglich der kinetischen Modelle der Verdunstung und deren Anwendung sei auf die Monographie und den Übersichtsartikel von Sazhin [196, 197] und auf die dort erwähnten Referenzen verwiesen.

Nach dem Ausschließen der Prozesse in der Knudsen-Schicht aus der Betrachtung, bleiben die Übertragungsvorgänge im Inneren der Flüssigkeit und in der Gasphase zu lösen. Die einfacheren Analysen betrachten die Erhitzung des Tropfens in erster Näherung als ein separater Prozess, der vor der Verdunstung stattfindet. Daraufhin folgt die Betrachtung der Verdunstung und Verbrennung der Tropfen, wie zum Beispiel durch das klassische  $d^2$ -Modell. Nach diesem Modell wurden weitere Korrelationen und Modelle entwickelt, die immer mehr Einflussfaktoren, wie Stefan-Flow und Turbulenzeinflüsse, berücksichtigen.

Bei der **Erhitzung eines ruhenden Tropfens** ist keine Konvektion vorhanden, und das Problem in der Gasphase reduziert sich zur Konduktion. Die Wärmeleitung kann für die Gas- und Flüssigphase separat berechnet und die Wärmestromdichten auf der Tropfenoberfläche können gleichgesetzt werden. Die mathematische Formulierung des Problems (die sphärische Symmetrie vorausgesetzt) hat die Form:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial T}{\partial R} \right), \quad (2.6.3)$$

wo  $R$  einen Radius darstellt und

$$\kappa = \begin{cases} \kappa_l = \frac{\lambda_l}{c_{p,l}\rho_l} & \text{wenn } R \leq R_d \\ \kappa_g = \frac{\lambda_g}{c_{p,g}\rho_g} & \text{wenn } R_d < R \leq \infty \end{cases} \quad (2.6.4)$$

mit  $l$  für Flüssigkeit und  $g$  für Gas.

Die analytische Lösung für die Gasphase basiert auf der zusätzlichen Annahme einer zeitlich konstanten Temperatur der Tropfenoberfläche (wegen  $\kappa_g \gg \kappa_l$ ) und ergibt nach Todes [220]:

$$\dot{q} = \frac{\lambda_g (T_{d,0} - T_{g,\infty})}{R_d} \left( 1 + \frac{R_d}{\sqrt{\pi \kappa_g t}} \right). \quad (2.6.5)$$

Für längere Zeiten:

$$t \gg t_d \equiv \frac{R_d^2}{\pi \kappa_g} \quad (2.6.6)$$

reduziert sich die Lösung zu:

$$|\dot{q}| = \frac{\lambda_g}{R_d} (T_{g,\infty} - T_{d,0}) = h (T_{g,\infty} - T_{d,0}). \quad (2.6.7)$$

Daraus folgt der minimale Wert der Nusselt-Zahl  $Nu = 2$  für eine Kugel, wenn man die Definition der Nusselt-Zahl (Gleichung 2.4.3 mit  $L = 2R_d$ ) mit dem Ergebnis  $h = \frac{\lambda_g}{R_d}$  vergleicht.

Für die weiterführenden Informationen siehe Anhang A.1.1

Die Wärmeübertragung bei der **Erhitzung eines sich bewegendes Tropfens** kann nicht mehr eindimensional betrachtet werden, und die Gleichung 2.6.3 muss durch eine allgemeinere Gleichung ersetzt werden (nach Michaelides [151]):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(t, \mathbf{x}) T) = \kappa \nabla^2 T. \quad (2.6.8)$$

Bei der Lösung des Problems wird zwischen einfacherer, stationärer Wärmeübertragung und mehr allgemeiner instationärer Wärmeübertragung unterschieden. Die Lösungen des Problems konzentrieren sich auf die Suche nach einer Korrelation für die Nusselt-Zahl als Funktion einer oder mehrerer dimensionsloser Kennzahlen: Reynolds, Prandtl, Péclet und Fourier-Zahlen.

Die Analysen des Erhitzungsprozesses begrenzen sich oft auf den Fall kleiner  $Re$ , sodass man den Fall einer Stokes-Strömung annimmt (d.h. die Reibungskräfte sind viel größer als die Trägheitskräfte). Für diesen Fall können die radialen und azimutalen Komponenten der Geschwindigkeit um einen sphärischen Körper nach Choudhury und Drake sowie Proudman und Pearson [55, 175] berechnet werden (für die Formeln siehe Sazhin [195]).

Im Fall der instationärer Wärmeübertragung kann eine weitere Vereinfachung durch Annahme einer konstanten Oberflächentemperatur getroffen werden. Es wurde gezeigt, dass sich die Lösung bei kleinen Zeiten auf die Gleichung 2.6.5 reduziert (nach Feng und Michaelides [82]), und dass  $Nu$  von  $Re$  praktisch unabhängig ist (nach Feng und Michaelides [83]). Für lange Zeiten wurden dort Formeln für  $Nu$  angegeben, die am häufigsten Verwendung finden:

$$Nu = 2 + \beta_c Re_d^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}}, \quad (2.6.9)$$

wobei  $Re_d$  die Reynoldszahl basierend auf dem Durchmesser des Tropfens darstellt, definiert als:

$$Re_d = \frac{d\Delta u}{\nu} \quad (2.6.10)$$

und hier wiederum  $\Delta u$  die Geschwindigkeit des Tropfens relativ zur Strömung beschreibt. Die  $Pr$ -Zahl in der Gleichung 2.6.9 bezieht sich auf die Gaseigenschaften und die meist verwendeten Werte für den Parameter  $\beta_c$  sind  $\beta_c = 0,6$  und  $\beta_c = 0,552$ .

Für die weiterführenden Informationen siehe Anhang A.1.2

Eine ausführliche Beschreibung der Theorie und Berechnungsmodelle zur **Erhitzung eines Tropfens durch Strahlung** kann im Artikel von Sazhin [195] gefunden werden. Wie im Kapitel 2.4 erwähnt, spielt die Strahlung bei dem Zündvorgang wegen der relativ kleinen Temperaturen (siehe Kapitel 4.3) und des kleinen Ausstrahlungsvolumens eine untergeordnete Rolle.

Das klassische Modell zur Beschreibung der **Tropfenverdunstung und Tropfenverbrennung** entsteht durch die Integration der Stofftransportgleichung für einen

Tropfen, der nur aus einer Komponente besteht und eine konstante Temperatur besitzt. Es liefert das sogenannte  $d^2$ -Gesetz [92, 131, 211] (auch „Quasi-Stationäres Modell“ oder nach seinen Autoren „Godsave-Spalding Gesetz“ genannt), das die Abnahme der Tropfendurchmesser mit der Zeit beschreibt:

$$d_s^2 = d_{s0}^2 - Kt, \quad (2.6.11)$$

wobei  $d_{s0}$  den Tropfendurchmesser zum Zeitpunkt Null und  $K$  die Verdunstungskonstante bezeichnet. Die Letztere ist definiert als:

$$\frac{d(d_s^2)}{dt} = -K. \quad (2.6.12)$$

Dieses Gesetz wurde sowohl für Verdunstung als auch Verbrennung von Tropfen unter folgenden Annahmen hergeleitet (für die ausführliche Beschreibung siehe Law [131]):

1. sphärische Symmetrie
2. keine Spray-Effekte (die Eigenschaften der einzelnen Tropfen und deren Grenzschichten sind durch die benachbarten Tropfen und deren Grenzschichten nicht beeinflusst)
3. die Diffusion als die prozessbestimmende Größe
4. isobarischer Prozess
5. „flame-sheet“ Modell für die Verbrennung
6. konstante Transporteigenschaften der Gasphase
7. Gasphase quasi-stationär
8. gleichzeitige Verdunstung und Verbrennung des Brennstoffes
9. Einkomponenten-Brennstoff
10. konstante und einheitliche Tropfentemperatur

11. Sättigungsdampfdruck auf der Tropfenoberfläche
12. kein Einfluss von Soret-, Dufour- oder Strahlungs-Effekten.

Die Verdunstungskonstante berechnet sich zu:

$$K = \frac{8\rho_g D_g}{\rho_l} \ln(1 + B). \quad (2.6.13)$$

Die in der Gleichung 2.6.13 zum ersten Mal vorkommende **Spalding Transfer Number (Spalding-Transferzahl oder auch Massen- oder Wärme-Transportzahl genannt)  $B$**  wurde entwickelt, um den Stoffdurchgang in Form einer „Ohmschen Gleichung“ darzustellen (nach Spalding [213]):

$$j = g \cdot B, \quad (2.6.14)$$

wo  $j$  die Massenstromdichte,  $g$  die Konduktanz der Oberfläche (sie sollte den Einfluss von Strömungs- und Materialeigenschaften beinhalten) und  $B$  die dimensionslose Treibkraft darstellen sollte. Die Größe  $B$  ist im Allgemeinen definiert als

$$B = \frac{P_\infty - P_S}{P_S - P_T}, \quad (2.6.15)$$

wo  $P$  eine Erhaltungsgröße darstellt. Die Indizes bedeuten die Eigenschaften in folgenden Zuständen:  $\infty$  - in der Hauptströmung der Gasphase;  $S$  - Kontrollfläche in der unmittelbaren Nähe der Oberfläche (der Phasengrenze);  $T$  - eine fiktive Kontrollfläche innerhalb der Flüssigkeit, wo kein Stoff- oder Wärmetransport mehr durch diese Fläche stattfindet. Die Herleitung und praktischen Anwendungsbeispiele der Spalding-Zahl  $B$  wurden im Artikel von Spalding [213] beschrieben.

Für einen brennenden Tropfen wird die Spalding-Zahl  $B$  als Wärmetransportzahl (als Erhaltungsgrößen  $P$  werden Enthalpien  $h$  eingesetzt) wie folgt definiert:

$$P_\infty = h_g = c_p (T_g - T_0) + (Y_{O,g}/OFR_{st}) \cdot H_S \quad (2.6.16)$$

$$P_S = h_s = c_p (T_s - T_0) + (Y_{O,s}/OFR_{st}) \cdot H_S \quad (2.6.17)$$

$$P_T = h_l = c_p (T_l - T_0) \quad (2.6.18)$$

Wo die Unterschriften  $g$  das Gas,  $s$  die Tropfenoberfläche und  $l$  das Innere des Tropfens beschreiben,  $Y_O$  den Massenanteil von Oxidator darstellt,  $OFR_{st}$  als stöchiometrisches Oxidator-Brennstoff-Verhältnis (siehe Kapitel 2.8) und  $H_S$  als Brennwert definiert ist.

Als Referenzzustand wird das Innere der Flüssigkeit gewählt ( $T_0 = T_l$ ) und es wird die Vereinfachung  $Y_{O,s} = 0$  getroffen. Die entsprechenden Enthalpien können wie folgt umgeschrieben werden:

$$h_g = c_{p,g} (T_g - T_s) + h_e + c_{p,l} (T_s - T_l) + (Y_{O,g}/OFR_{st}) \cdot H_S, \quad (2.6.19)$$

wo  $h_e$  die Verdunstungsenthalpie darstellt,

$$h_s = h_e + c_{p,l} (T_s - T_l) \quad (2.6.20)$$

$$h_l = c_p (T_l - T_l) = 0 \quad (2.6.21)$$

und nach Einsetzen in die Gleichung 2.6.15 enthält man die Spalding-Transfer-Zahl  $B$  für einen brennenden Tropfen:

$$B = \frac{c_{p,g} (T_\infty - T_s) + (Y_{O,\infty}/OFR_{st}) H_S}{h_e + c_{p,l} (T_s - T_l)}. \quad (2.6.22)$$

Für die Bestimmung von  $B$  für einen brennenden Tropfen kann nach Kanury [116] eine weitere Vereinfachung  $T_s = T_b$  getroffen werden ( $b$  steht für Siedezustand (boiling)) und die Transfer-Zahl  $B$  wird zu:

$$B \approx \frac{c_{p,g} (T_g - T_b) + (Y_{O,\infty} / OFR_{st}) H_S}{h_e + c_{p,l} (T_b - T_l)}. \quad (2.6.23)$$

Der Nenner in Gleichungen 2.6.22 und 2.6.23 ist nach Law als effektive Verdampfungsenthalpie  $h_{eff}$  zu verstehen. Die effektive Verdampfungsenthalpie setzt sich aus der Verdampfungsenthalpie  $h_e$  und der Enthalpie  $h_l$  zur Erwärmung des Tropfens auf die Gleichgewichtstemperatur zusammen, nach:

$$h_{eff} = h_e + h_l. \quad (2.6.24)$$

Die effektive Verdampfungsenthalpie berechnet sich weiterhin nach Law durch:

$$h_{eff} = \frac{(1 - Y_{f,s}) [c_{p,g} (T_\infty - T_s) + (Y_{O,\infty} / OFR_{st}) H_S]}{Y_{f,s} + (Y_{O,\infty} / OFR_{st}) - Y_{f,F} (1 + Y_{O,\infty} / OFR_{st})}, \quad (2.6.25)$$

worin die Indizes  $f$  für den Brennstoff und  $F$  für die Flamme eingesetzt sind. Im Fall der Verdunstung ohne Verbrennung setzt man  $Y_{O,\infty} = 0$  (der Transport des Oxidators spielt keine Rolle und wird nicht betrachtet) und  $Y_{f,F} = Y_{f,\infty}$  und bekommt:

$$B = \frac{c_{p,g} (T_\infty - T_s)}{h_{eff}} \quad (2.6.26)$$

und

$$h_{eff} = \frac{(1 - Y_{f,s}) [c_{p,g} (T_\infty - T_s)]}{Y_{f,s} - Y_{f,\infty}}. \quad (2.6.27)$$

Das mit der Gleichung 2.6.11 beschriebene klassische  $d^2$ -Gesetz hat viele Schwächen, die aus der Vereinfachung des physikalischen Modells stammen. Vor allem die Erhitzung des Tropfens ist nicht dargestellt und weicht in der Realität vom

beschriebenen Verhalten ab. Nach dem Erreichen einer angenähert konstanten Temperatur stimmen die empirischen Untersuchungen mit dem Gesetz überein. Vor allem durch Modifikation bzw. Erweiterung der Verdunstungskonstante  $K$  lässt sich eine bessere Übereinstimmung dieses Gesetzes mit der Realität erreichen, wie es in den weiter beschriebenen Modellen gezeigt wird.

Die weiterführenden Informationen zur Theorie der Verdunstung von Tropfen unter Verwendung der  $B$ -Zahl wurde im Übersichtsartikel von Law [131] dargestellt. Sie basiert auf dem klassischen  $d^2$ -Modell und beschreibt die Begrenzungen sowie Erweiterungsmöglichkeiten dieses Modells. Der Übersichtsartikel von Annamalai aus dem Jahr 1992 [11] fasst den damaligen Wissensstand zusammen. Die neuesten Modelle und Berechnungsmöglichkeiten bei der Erhitzung und Verdunstung von Brennstofftropfen sind dagegen in der Monographie von Sazhin [196] ausführlich beschrieben und in seinem Übersichtsartikel um die neuesten Erkenntnisse ergänzt [197].

Eine Reihe von **Korrelationen zur Beschreibung von Verdunstung** ist im Artikel von Chiu [50] aufgelistet. Die neuesten Korrelationen sind im Übersichtsartikel von Sazhin [195] enthalten. Für die Beschreibung der Verdunstung anhand empirischer Korrelationen wurden dimensionslose Größen in der Grenzschicht, die den Tropfen umgibt, eingeführt (im Folgenden mit Index  $f$  gekennzeichnet): Reynolds-Zahl  $Re_f$ , Nusselt-Zahl  $Nu_f$  (nach Renksizbulut und Yuen [184]), Sherwood-Zahl  $Sh_f$  für einen sich bewegenden, verdunstenden Tropfen (nach Nafziger [155]) und die Schmidt-Zahl  $Sc_f$ . Weitere Hinweise zur Berechnung dieser Zahlen sind in der Monographie von Sazhin [196] enthalten.

Eine **analytische Lösung für** das Zeit- und Radius-abhängige **Temperaturprofil innerhalb eines Tropfens** wurde von Sazhin hergeleitet und in seiner Monographie [196] dargestellt. Diese Lösung kann zur Berechnung des Temperaturverlaufs innerhalb eines monokomponenten Tropfens verwendet werden, wenn eines der weiter dargestellten Modelle für die Gasphase angewandt wird.

Als **klassische hydrodynamische Verdunstungs-Modelle** gelten die Verdunstungsmodelle nach Maxwell und Stefan-Fuchs.

Das einfachste **Verdunstungsmodell** stammt von **Maxwell** aus dem Jahr 1877 (nach Fuchs [87]). Es besagt, dass die Verdunstung nur durch die Diffusion bestimmt ist:

$$\dot{m}_d = -4\pi R_d D_v (\rho_{v,s} - \rho_{v,\infty}), \quad (2.6.28)$$

worin der Index  $v$  für Brennstoffdampf ((fuel-)vapour) eingesetzt wird. Der erwartete natürliche Logarithmus vor der Klammer in der Gleichung 2.6.28 entfällt durch die Linearisierung des Logarithmus.

Das **Verdunstungsmodell nach Stefan-Fuchs** stellt die Erweiterung des Modells von Maxwell um die Stefan-Strömung dar. Die Stefan-Strömung ist eine konvektive Strömung einer Gas-Brennstoffdampf-Mischung weg von der Tropfenoberfläche. Sie kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$u\rho_g = D_g \frac{d\rho_g}{dR}. \quad (2.6.29)$$

Eine Integration von  $R_d$  bis  $R_\infty$  mit  $u_\infty = 0$  ergibt die Geschwindigkeit der Stefan-Strömung  $u_r$  an der Oberfläche eines Tropfens mit dem Durchmesser  $D_{32}$ :

$$u_r = 2 \frac{D_g}{D_{32}} \ln \frac{\rho_a}{\rho_{f,v}}. \quad (2.6.30)$$

Es gilt dabei die Annahme, dass die Dichte in der Nähe der Tropfenoberfläche (eine Mischung bestehend aus Brennstoffdampf und umgebendem Gas) konstant bleibt ( $\rho_{tot} = \rho_g + \rho_v = \text{const}$ ). Das Modell ergibt:

$$\dot{m}_d = -4\pi R_d D_g \rho_{tot} \ln(1 + B_M), \quad (2.6.31)$$

wobei  $B_M$  nach der Gleichung 2.6.32 die Spalding Masse-Zahl darstellt:

$$B_M = \frac{\rho_{v,s} - \rho_{v,\infty}}{\rho_{g,s}} = \frac{Y_{v,s} - Y_{v,\infty}}{1 - Y_{v,s}}. \quad (2.6.32)$$

Der Massenanteil von Brennstoffdampf kann nach Sazhin [196] mit:

$$Y_{v,s} = \left[ 1 + \left( \frac{p}{p_{v,s}} - 1 \right) \frac{M_a}{M_v} \right]^{-1} \quad (2.6.33)$$

abgeschätzt werden. Weiterhin kann für die Abschätzung des Sättigungdruckes  $p_{v,s}$  eine Näherung nach Abramzon und Sazhin für n-Dodekan [4] verwendet werden:

$$p_{v,s} = \exp \left[ 8,1948 - 7,8099 \left( \frac{300}{T_s} \right) - 9,0098 \left( \frac{300}{T_s} \right)^2 \right] \text{ bar.} \quad (2.6.34)$$

Ein alternativer Ausdruck für  $\dot{m}_d$ , basierend auf der Energieerhaltungsgleichung, lautet:

$$\dot{m}_d = -4\pi R_d \frac{\lambda_g}{c_{p,v}} \ln(1 + B_T), \quad (2.6.35)$$

mit der Spalding-Zahl  $B_T$  nach Abramzon [5]:

$$B_T = \frac{c_{p,v} (T_g - T_s)}{h_e (T_s) - \left( \frac{|\dot{Q}_d|}{\dot{m}_d} \right)}, \quad (2.6.36)$$

wo  $\dot{Q}_d$  den Wärmestrom zur Erhitzung des Tropfens in [J/s] und  $\dot{m}_d$  die Verdunstungsrate in [kg/s] darstellen.

Weiterhin gilt in diesem Modell für die Berechnung von Wärme- und Stoffübergang:

$$\text{Nu} = \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \text{Nu}_0 \quad (2.6.37)$$

und

$$\text{Sh} = \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \text{Sh}_0, \quad (2.6.38)$$

wo  $\text{Nu}_0$  und  $\text{Sh}_0$  die Werte für nicht-verdunstende Tropfen unter Berücksichtigung der Tropfenbewegung darstellen, die für  $\text{Nu}$  beispielweise aus der Gleichung 2.6.9 (Sazhin [195]) berechnet werden können.

**Das hydrodynamische Verdunstungs-Modell nach Abramzon und Sirignano** modifiziert das klassische hydrodynamische Verdunstungs-Modell durch Verwendung der Konzepte der Grenzschicht-Theorie. Die Grenzschicht-Dicken für eine Kugel ohne den Einfluss der Stefan-Strömung betragen:

$$\delta_{T,0} = \frac{2R_d}{\text{Nu}_0 - 2}, \quad (2.6.39)$$

und

$$\delta_{M,0} = \frac{2R_d}{\text{Sh}_0 - 2}. \quad (2.6.40)$$

Der Einfluss der Stefan-Strömung wurde durch Korrekturfaktoren berücksichtigt:

$$F_T = \frac{\delta_T}{\delta_{T,0}}; \text{ und } F_M = \frac{\delta_M}{\delta_{M,0}}, \quad (2.6.41)$$

die sich aus folgender Gleichung approximieren lassen:

$$F_{M(T)} = \left(1 + B_{M(T)}\right)^{0,7} \frac{\ln\left(1 + B_{M(T)}\right)}{B_{M(T)}}. \quad (2.6.42)$$

Damit werden modifizierte Nusselt- und Sherwood-Zahlen eingeführt:

$$\text{Nu}^* = 2 + \frac{\text{Nu}_0 - 2}{F_T} \quad (2.6.43)$$

$$\text{Sh}^* = 2 + \frac{\text{Sh}_0 - 2}{F_M}. \quad (2.6.44)$$

Für die Berechnung von  $\text{Nu}_0$  und  $\text{Sh}_0$  können die Korrelationen von Frössling (siehe auch Gleichung 2.6.9) verwendet werden:

$$\text{Nu}_0 = 2 + 0,552\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3}, \quad (2.6.45)$$

$$\text{Sh}_0 = 2 + 0,552\text{Re}^{1/2}\text{Sc}^{1/3}. \quad (2.6.46)$$

Die modifizierten Nusselt- und Sherwood-Zahlen beschreiben den Einfluss der Stefan-Strömung auf die Verdunstungsrate eines Tropfens:

$$\dot{m}_d = 2\pi R_d \bar{D}_g \bar{\rho}_{total} \text{Sh}^* \ln(1 + B_M), \quad (2.6.47)$$

und

$$\dot{m}_d = 2\pi R_d \frac{\bar{\lambda}_g}{\bar{c}_{p,v}} \text{Nu}^* \ln(1 + B_T). \quad (2.6.48)$$

Die  $\text{Nu}^*$  und  $\text{Sh}^*$  sollten dabei nicht mit den normalen Nu- und Sh-Zahlen verwechselt werden. Diese lassen sich aus den modifizierten Zahlen wie folgt bestimmen:

$$\text{Nu} = \text{Nu}^* \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \quad (2.6.49)$$

$$\text{Sh} = \text{Sh}^* \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M}. \quad (2.6.50)$$

Das Modell von Abramzon und Sirignano liefert laut Sazhin [195] eine bessere Übereinstimmung mit den bekannten empirischen Korrelationen als das klassische hydrodynamische Verdunstungs-Modell.

Ein weiteres **Modell von Yao, Abdel-Khalik und Ghiaasiaan** [245] berücksichtigt die finite Dicke der thermischen Grenzschicht. Für die Einzelheiten sei auf die Originalpublikation sowie die Monographie von Sazhin [196] verwiesen.

Ein weiteres **Verdunstungs-Modell nach Tonini und Cossali** [222] wurde entwickelt für einen einkomponentigen, sphärischen und ruhenden Tropfen. Es berücksichtigt die Einflüsse der Gastemperatur sowie die lokalen Änderungen der Dichte im Strömungsfeld. Für die Einzelheiten sei auf die Originalpublikation sowie die Monographie von Sazhin [196] verwiesen.

Die bis jetzt beschriebenen Modelle setzten einen Einkomponenten-Tropfen voraus, um eine Vereinfachung des physikalischen Problems zwecks Begrenzung des numerischen Aufwands zu erreichen. Obwohl diese Annahme für in der Praxis eingesetzte komplexe Brennstoffe wie JET-A1 nicht immer korrekt ist, erweist sie sich für die Zwecke dieser Arbeit als ausreichend. Die weiterführenden Informationen zur **Verdunstung von Mehrkomponenten-Tropfen** sind im Anhang A.1.3 zu finden.

Die bisher beschriebenen Modelle und Theorien basierten auf der Annahme, dass sowohl das Gas als auch die Flüssigkeit als Kontinuum beschrieben werden können und dass die Knudsen-Schicht (siehe Abbildung 2.5 und die Erläuterung zur Gleichung 2.6.1) keine Rolle bei der Verdunstung spielt. Diese Annahme ist für die untersuchte Konfiguration richtig. Die weiterführenden Informationen zum **kinetischen Modell der Verdunstung, Moleküldynamik und Methoden der Quanten-Mechanik** sind im Anhang A.1.4 enthalten.

Die numerischen Arbeiten zum **Turbulenz Einfluss auf die Verdunstung** versuchen den Einfluss der Wirbelstrukturen auf die Verdunstung des Tropfens zu analysieren (nach Sirignano [208]). Vor allem die Wechselwirkung von Wirbeln und Tropfen von gleicher Größenordnung können die Nusselt- und Sherwood-Zahlen eines verdunstenden Tropfens erhöhen, wie von Masoudi und Sirignano [147] aufgezeigt.

Die experimentellen Arbeiten dagegen konzentrieren sich auf die Einflüsse der Längenskalen und der Turbulenzintensität auf die Verdunstung eines Tropfens. Die empirische Korrelationen zeigen die Erhöhung des Verdunstungskoeffizienten  $K$  in Abhängigkeit von  $Re_d$  und Sc-Zahlen (nach Frössling, Wu et al., Gökalp et al. sowie Birouk und Gökalp [34, 86, 93, 239]), oder effektiver Verdunstungs-Damköhler-Zahl (nach Wu et al. sowie Birouk und Gökalp [35, 239]).

Der Übersichtsartikel von Birouk und Gökalp [35] gibt folgende Abhängigkeit zum Einfluss der Turbulenz auf die Verdunstung eines Tropfens:

$$\frac{\dot{m}_{d,turb}}{\dot{m}_d} = 1 + 0,00635 (Da_e)^{-2,43}. \quad (2.6.51)$$

$\dot{m}_d$  beschreibt in dieser Gleichung die Verdunstungsrate eines Tropfens in ruhender Umgebung und  $Da_e$  stellt die Verdunstungs-Damköhler-Zahl definiert als:

$$Da_e = \frac{t_{Dt}}{t_{Dm}}, \quad (2.6.52)$$

dar. Das  $t_{Dt}$  ist ein Zeitmaß für die turbulente Diffusion, definiert als:

$$t_{Dt} = \frac{d_0 l_t}{D_t}, \quad (2.6.53)$$

und das  $t_{Dm}$  ist ein Zeitmaß für die molekulare Diffusion, definiert als:

$$t_{Dm} = \frac{l_\eta d_0}{D}. \quad (2.6.54)$$

Der turbulente Diffusionskoeffizient  $D_t$  kann als  $D_t \approx k^{0,5} l_t$  angenähert werden, somit ergibt sich die  $Da_e$  zu:

$$Da_e \approx \frac{D}{k^{0,5} l_\eta}. \quad (2.6.55)$$

Diese Korrelation wurde für den Bereich  $0,05 < Da < 0,14$  validiert. Für die untersuchten Bedingungen (Damköhler-Zahlen im Größenbereich von  $Da_e \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ) liefert sie jedoch unrealistisch hohe Werte - die Verdunstungsrate würde in diesem Fall mehrhundertfach vergrößert.

Eine alternative stellt die Korrelation von Wu et al. [240] dar. Sie besagt:

$$\frac{\dot{m}_{d,t}}{\dot{m}_d} = 0,74 (Da_e)^{-0,115}. \quad (2.6.56)$$

Die Verdunstungsrate  $\dot{m}_{d,t}$  bezieht sich dabei auf die Verdunstungsrate mit Berücksichtigung von Stefan-Strömung, wie z.B. von Abramzon und Sirignano

beschrieben (Gleichungen 2.6.47 und 2.6.48). Die Verdunstungs-Damköhlerzahl  $Da_e$  wird definiert als:

$$Da_e = \frac{t_{ed}}{t_e} \quad (2.6.57)$$

mit  $t_{ed}$  als die Zeitskala der turbulenten Strömung, basierend auf dem Anfangs-Tropfendurchmesser  $d_0$ :

$$t_{ed} = \frac{(d_0^2 l_t)^{1/3}}{u'} \quad (2.6.58)$$

und  $t_e$  als die Tropfenverdunstungs-Zeitskala:

$$t_e = \frac{\delta_M}{u_r}. \quad (2.6.59)$$

Die Grenzschichtdicke  $\delta_M$  und Stefan-Geschwindigkeit  $u_r$  können aus den Gleichungen 2.6.41 und 2.6.30 bestimmt werden.

## 2.7 Charakterisierung von Sprays

Spray stellt einen Typ zweiphasiger Strömung dar. Es besteht aus einer Flüssigkeit in Form von Tropfen oder Ligamenten als diskreter Phase und aus einem Gas als kontinuierlicher Phase (nach Sirignano [207]). Die bisher beschriebenen Grundlagen zur Erhitzung und Verdunstung bezogen sich auf einen einzelnen Tropfen. Der untersuchte Zündvorgang betrifft die Zündung von Sprays, wo die Wechselwirkungen zwischen den Tropfen und der Umgebung Einfluss auf das Verhalten des einzelnen Tropfens haben. Die Eigenschaften des Brennstoff-Sprays haben schließlich einen entscheidenden Einfluss auf den untersuchten Zündvorgang.

Der Zündvorgang in der vorliegenden Arbeit erfolgt in einem bereits ausgebildeten Spray, sodass die Erzeugung des Sprays außerhalb des Fokus dieser Arbeit liegt. Hier werden daher nur kurz die Arbeitsprinzipien des verwendeten Druckdrallzerstäubers beschrieben, worauf die Erklärung der wichtigsten Merkmale und Größen zur Beschreibung des Sprays folgt. Weiterhin werden die Sprayeigenschaften in dieser Arbeit nicht unter subatmosphärischen, sondern unter Raumbedingungen

gemessen. Die Umrechnung der Eigenschaften auf die relevanten Bedingungen ist nötig, und die bekannten Gleichungen und Korrelationen werden dazu erläutert. Im Anschluss wird der Einfluss der Abstände zwischen den Tropfen auf ihre Erhitzung, Verdunstung sowie auf den Stofftransport in der Gasphase beschrieben. Die Art der Verbrennung eines gegebenen Sprays kann durch eine sogenannte „Group Combustion Number“ charakterisiert werden, deren Definition und Bedeutung in einem weiteren Kapitel aufgeführt wird. Manche Autoren unterteilen die Betrachtungs- und Modellierungsansätze in sogenannte „Array-, Gruppen- oder Spray-“ Strukturen. Diese Unterscheidung wird genauer erklärt. Zum Schluss wird der Einfluss der Tropfen auf die Turbulenzeigenschaften sowie der Einfluss der Turbulenz auf die Sprayeigenschaften beschrieben.

## 2.7.1 Grundlagen

Die **Druckdrallzerstäuber** nutzen hauptsächlich zwei Phänomene, um eine feine Zerstäubung zu erreichen:

- die Konversion des Druckes in kinetische Energie, um eine große Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit zu erreichen, und
- um in der Flüssigkeit eine Drallbewegung entstehen zu lassen, damit sie durch die Zentrifugalkräfte die Form eines breiten konischen dünnen Films annimmt, sobald sie die Düsenöffnung verlässt.

Der effektive Strömungsquerschnitt einer Düse wird oft durch die Flow Number FN (Gleichung 2.7.1) beschrieben, die sich einfach aus der Kontinuitäts- und der Bernoulli-Gleichung herleiten lässt. Sie lässt eine einfache Berechnung des Massenstroms  $\dot{m}_l$  in Abhängigkeit vom Druckabfall auf der Düse  $\Delta p_l$  zu:

$$FN = \frac{\dot{m}_l}{\Delta p_l^{0,5} \cdot \rho_l^{0,5}} \quad (2.7.1)$$

Andere wichtige Parameter einer Düse sind unter anderem der Sprühwinkel, die räumliche Verteilung des Sprays (unterschiedliches Verhalten einer Hohl- und Vollkegeldüse) sowie die Verteilung der Tropfendurchmesser entlang des Strömungsquerschnitts (die für eine bestimmte Flüssigkeit unter bestimmten Bedingungen gilt). Der Einfluss unterschiedlicher Bedingungen auf die Sprayeigenschaften wird ab der Seite 64 beschrieben.

Anhand des Volumenanteils der dispersen Phase können folgende **Regimes (Bereiche) im Spray** unterschieden werden (nach Jenny et al. [110]):

- **Dichtes Spray** bzw. **Zerstäubungsregime** beim Volumenanteil der dispersen Phase über  $10^{-3}$ . In diesem Bereich findet die Zerstäubung statt.
- **Verdünntes Spray** mit einem Volumenanteil der dispersen Phase zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-3}$ , in diesem Bereich können die Kollisionen zwischen den Tropfen vernachlässigt werden. Der Einfluss der Turbulenz der Tropfen auf die Turbulenz der Gasphase ist signifikant.
- **Sehr verdünntes Spray** mit einem Volumenanteil der dispersen Phase unter  $10^{-6}$ , in diesem Bereich kann der Einfluss der Turbulenz der Tropfen auf die Turbulenz der Gasphase vernachlässigt werden.

Die Größe „Volumenanteil der dispersen Phase“ wird selten bei den Brennstoff-Sprays verwendet. Sie kann aber bei bekannten Dichten des Brennstoffs und des Gases aus dem Luft-Brennstoff- oder Brennstoff-Luft- Verhältnis (AFR oder FAR) nach der Gleichung 2.7.2 berechnet werden. Die Definitionen dieser Begriffe sind im Kapitel 2.8.1 enthalten.

$$\text{Volumenanteil} = \frac{V_f}{V_a} = \frac{\frac{m_f}{\rho_f}}{\frac{m_a}{\rho_a}} = \text{FAR} \cdot \frac{\rho_a}{\rho_f} = \text{AFR} \cdot \frac{\rho_f}{\rho_a} \quad (2.7.2)$$

Bei in dieser Arbeit untersuchten Bedingungen –  $\rho_a$  von  $0,819 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  bis  $0,965 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $\rho_f$  von  $796 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  bis  $827 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  und lokalem AFR von 80 bis 238 – ergeben sich

Volumenanteile der dispersen Phase von  $4,3 \cdot 10^{-6}$  bis  $14,6 \cdot 10^{-6}$ . Man befindet sich im Bereich des verdünntes Sprays.

Die dimensionslose **Weber-Zahl**  $We$  beschreibt das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den stabilisierenden Oberflächenkräften:

$$We = \frac{\rho_g u^2 L}{\sigma}, \quad (2.7.3)$$

wo  $u$  die relative Geschwindigkeit zwischen der Oberfläche und dem Gas,  $L$  die charakteristische Länge, meistens den Durchmesser des Tropfens, und  $\sigma$  die Oberflächenspannung darstellt.

Für die Bestimmung der Sprayeigenschaften am Zündort ist es wichtig, dass die Zerstäubung abgeschlossen ist. Das lässt sich mit der kritischen Weber-Zahl  $We_{crit}$  bestimmen. Die Zerstäubung in laminaren Strömungen findet statt, wenn  $We_{crit}$  die Größenordnung von 10 überschreitet. In turbulenten Strömungen liegt der Grenzwert für die Zerstäubung bei  $We_{crit} \approx 1$  (nach Lefebvre [137]).

Sprays bestehen aus mehreren Tropfen mit meist unterschiedlichen Durchmessern, die im Raum (Gas) verteilt sind. Eine genaue **Beschreibung eines Sprays** erfordert, je nach Komplexität des Vorganges, die Angabe von mehreren Eigenschaften für jeden einzelnen Tropfen. Zu diesen Größen gehören unter anderem: die Position im Raum, die Größe und die Form sowie die Geschwindigkeits- und Beschleunigungsvektoren. In der Praxis werden die Eigenschaften des Sprays oft mit nur wenigen Parametern definiert. Die Genauigkeit der Beschreibung wird dadurch teilweise aufgegeben, um eine einfache Charakterisierung und Analyse des vorliegenden Problems zu ermöglichen. Einige dieser Parameter werden in diesem Kapitel in Kürze beschrieben. Für eine detaillierte Ausarbeitung sei auf die Monographie von Lefebvre und McDonell [139] verwiesen.

Die **Verteilung der Tropfengrößen** in einem Spray kann zur intuitiven Anschauung durch ein Histogramm, eine Häufigkeitsverteilungskurve oder eine Summen-Verteilungskurve dargestellt werden. Um diese Bilder durch die Angabe weniger Parameter beschreiben und wiedergeben zu können, benötigt man eine

definierte Verteilungsfunktion und die Anpassung dieser Funktion an die vorhandenen Werte bzw. Kurven. Nach Lefebvre [137] stehen unter anderem folgende Verteilungsfunktionen zu Verfügung:

**Mathematische Verteilungsfunktionen:**

- Normalverteilung
- logarithmische Normalverteilung

**Empirische Verteilungsfunktionen:**

- Nukiyama- und Tanasawa-Verteilung [164]
- Rosin-Rammler-Verteilung [192]
- modifizierte Rosin-Rammler-Verteilung (nach Rizk und Lefebvre [189])
- Limes-Superior-Funktion (nach Mugele und Evans [152])

**Mittlere Durchmesser** erlauben eine einfache Beschreibung der Tropfengröße im Spray, ohne auf die Größenverteilung zurückgreifen zu müssen.

Eine allgemeine Definition für die mittleren Durchmesser besagt:

$$D_{ab} = \left[ \frac{\sum N_i \cdot D_i^a}{\sum N_i \cdot D_i^b} \right]^{\frac{1}{a-b}}, \quad (2.7.4)$$

wobei  $i$  einen Größenbereich (zum Beispiel  $10,5 \text{ m}^\times \leq D^\times < 11,5 \text{ m}^\times$ ),  $N_i$  die Anzahl der Tropfen im Bereich  $i$ , und  $D_i$  den mittleren Durchmesser des Bereiches  $i$  (im früheren Beispiel  $D_i^\times = 11 \text{ m}^\times$ ) beschreibt.

Von besonderer Bedeutung bei der Erhitzung, Verdunstung, Verbrennung und Zündung eines Sprays ist der  $D_{32}$ , auch Sauterdurchmesser (**SMD**) genannt. Der Sauterdurchmesser ist der Durchmesser eines Tropfens, dessen Verhältnis seines Volumens zu seiner Oberfläche dem des gesamten Sprays entspricht. Er ist

besonders gut geeignet zur vereinfachten Beschreibung des gesamten Sprays bei Reaktions- und Massenübertragungs-Problemen.

$$\text{SMD} = D_{32} = \frac{\sum N_i \cdot D_i^3}{\sum N_i \cdot D_i^2} \quad (2.7.5)$$

Bei Verwendung eines mittleren Durchmessers ist es wichtig, noch ein zusätzliches Maß zur Charakterisierung der Zerstreuung von Tropfengrößen zu haben. Zwei Sprays mit identischem mittleren Durchmessern können nämlich sehr unterschiedlich in der Struktur und im Verhalten sein, wenn das eine aus Tropfen mit sehr unterschiedlichen Größen und das andere aus gleich großen Tropfen besteht. Als das zusätzliche Maß kann einer der Parameter aus den Verteilungsfunktionen verwendet werden, vorzugsweise aus der Rosin-Rammler-Funktion (nach Chin und Lefebvre [49]). Das Gleiche gilt bei Verwendung eines repräsentativen Durchmessers.

Die **repräsentativen Durchmesser** helfen eine Verteilungsfunktion zu definieren. Als Beispiele können genannt werden:

$D_{0,1}$  – ein Tropfendurchmesser, für den 10% des totalen Flüssigkeitsvolumens aus Tropfen mit kleinerem Durchmesser bestehen.

$D_{0,5}$  – ein Tropfendurchmesser, für den 50% des totalen Flüssigkeitsvolumens aus Tropfen mit kleinerem Durchmesser bestehen (der sogenannte „mass median diameter“ **MMD**).

$D_{\text{peak}}$  – ein Tropfendurchmesser, der dem höchsten Punkt auf der Tropfengrößenverteilungskurve entspricht.

Wie vorhin erwähnt, ist ein Maß für die **Breite der Tropfendurchmesserverteilung** für die Charakterisierung des Sprays wichtig, wenn sie mit einem mittleren oder repräsentativen Durchmesser beschrieben wird. Lefebvre [137] gibt folgende Maße an (im Folgenden in Originalsprache belassen): MMD/SMD, Droplet Uniformity Index, Relative Span Factor, Dispersion Index, Dispersion Boundary

Factor. Für eine ausführlichere Beschreibung der Maße sei auf die Monographien von Lefebvre verwiesen [137, 139].

Als wichtigste **äußere Merkmale** des Sprays können folgende Parameter genannt werden:

- Volumenanteil der dispersen Phase (Dispersion)
- Penetration – die maximale Entfernung der Tropfen von einer Düse bei Zerstäubung in ruhendes Gas
- Spray- oder Kegelwinkel – definiert als ein Winkel zwischen zwei vom Düsenaustritt ausgehenden Linien, die die gesamte flüssige Masse einschließen
- Patternation – die Symmetrie des Spraybildes
- radiale Verteilung der Flüssigkeit
- äquivalenter Spraywinkel – reduziert eine Verteilungskurve des Sprays in radialer Richtung auf einen einzigen numerischen Wert. Der äquivalente Spraywinkel ist definiert durch:

$$\Phi = \Phi_L + \Phi_R, \quad (2.7.6)$$

wo  $L$  und  $R$  der linken und rechten Seite der Verteilungskurve (getrennt durch die Sprayachse) entsprechen. Weiterhin (von Lefebvre und Ortman [140], modifiziert):

$$\Phi_L \text{ bzw. } \Phi_R = \frac{\int_0^{\theta_\infty} \theta \frac{d\dot{v}_L}{d\theta} d\theta}{\int_0^{\theta_\infty} \frac{d\dot{v}_L}{d\theta} d\theta}. \quad (2.7.7)$$

$\theta$  beschreibt den Winkel zwischen der Sprayachse und einer Linie zwischen dem Düsenaustritt und einem Punkt auf dem Sprayradius,  $\theta_\infty$  entspricht dem Winkel zwischen der Sprayachse und einer Linie zwischen dem Düsenaustritt und der Spraygrenze (entspricht der Hälfte des Kegelwinkels)

und  $\dot{v}_l$  entspricht der Volumenstromdichte der Flüssigkeit an einem gegebenen Punkt. Der äquivalente Spraywinkel entspricht der Position des Schwerpunktes der Flüssigkeitsmasse in der Verteilungskurve.

Die Bestimmung der Sprayeigenschaften in dieser Arbeit wurde mit Wasser unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Eine Umrechnung dieser Eigenschaften auf die Versuchsbedingungen (Brennstoff JET-A1 und subatmosphärisch) ist durch **empirische Korrelationen zur Vorhersage der Sprayeigenschaften** von Druckdrallzerstäubern möglich. In diesem Kapitel werden die Korrelationen kurz dargestellt und ihre Anwendung in der vorliegenden Arbeit besprochen. Sie basieren auf den Monographien von Lefebvre [137, 139], wenn nicht anders zitiert. Für die Erklärung der theoretischen Hintergründe sei auf die obengenannte Quellenliteratur verwiesen.

Der **Einfluss von Betriebsparametern und Eigenschaften der Flüssigkeit auf den Spraywinkel** kann durch die folgende Gleichung berechnet werden (nach Rizk und Lefebvre [190]):

$$2\theta_m = 6K^{-0,15} \left( \frac{\Delta p_l d_0^2 \rho_l}{\mu_l^2} \right)^{0,11}, \quad (2.7.8)$$

wobei  $\theta_m$  einen mittleren Halbwinkel des Sprays und  $\mu_l$  die dynamische Viskosität darstellt.  $K$  stellt eine geometrieabhängige Konstante eines Zerstäubers dar:

$$K = \frac{A}{d_0 d_s} \quad (2.7.9)$$

mit  $A$  – gesamte Fläche aller Eintrittskanäle des Zerstäubers,  $d_0$  - Austrittdurchmesser des Zerstäubers und  $d_s$  – Durchmesser der Drallkammer.

Für einen bekannten Spraywinkel für die Zerstäubung von Wasser (Index  $w$ ) lässt sich somit ein Spraywinkel für die Zerstäubung von JET-A1 (Index  $f$ ) berechnen:

$$2\theta_f = 2\theta_w \frac{6K^{-0,15} \left( \frac{\Delta p_w d_0^2 \rho_w}{\mu_w^2} \right)^{0,11}}{6K^{-0,15} \left( \frac{\Delta p_f d_0^2 \rho_f}{\mu_f^2} \right)^{0,11}} = 2\theta_w \left( \frac{\rho_w \mu_f^2}{\rho_f \mu_w^2} \right)^{0,11}. \quad (2.7.10)$$

Die Überführung auf die rechte Seite der Gleichung 2.7.10 ist möglich, wenn der Winkel bei gleichen Zerstäubungsdrücken  $\Delta p_w = \Delta p_f$  umgerechnet wird, und weil  $K$  und  $d_0$  für einen gegebenen Zerstäuber immer konstant sind.

Die Untersuchungen der Zerstäubung bei Umgebungsdruck über 1 bar ( $p_a = 0,1$  MPa) zeigen eine deutliche Abhängigkeit des Spraywinkels vom Umgebungsdruck. Diese Abhängigkeit ist bis  $p_a = 1,0$  MPa deutlich und reduziert sich bei höheren Drücken (nach Lefebvre und Ortman [140]). Es liegt die Vermutung nahe, dass diese Abhängigkeit auch unter subatmosphärischen Drücken bestehen bleibt ( $p_a \leq 0,1$  MPa).

Die vorhandenen empirischen Korrelationen zeigen eine Abnahme des Spraywinkels mit steigendem Druck. Diese Korrelationen beziehen sich auf einen äquivalenten Winkel  $\Phi$ , einen Halbwinkel  $\theta$  oder auf eine Änderung ( $\Delta$ ) einer dieser Winkel. Zum Beispiel nach De Corso [66]:

$$\Phi \propto p_a^{-1,6} \quad (2.7.11)$$

nach Neya [161]:

$$-\Delta\Phi \propto p_a^{-1,2}, \quad (2.7.12)$$

wo  $-\Delta\Phi$  eine Abnahme des äquivalenten Spraywinkels bedeutet, und nach Dodge [71]

$$2\theta = 79,8 - 0,918 \frac{\rho_a}{\rho_{a_0}} \quad (2.7.13)$$

wo  $\rho_{a_0}$  den Luftdruck bei atmosphärischen Bedingungen darstellt.

Die angegebenen Abhängigkeiten wurden in 10 mm Abstand von der Düse festgestellt. Folglich ist nach De Corso [66] die Änderung des Winkels durch eine Interaktion des Gases mit dem Spray verursacht. Die Tropfen in der Mitte des Sprays beschleunigen das Gas in die positive Längsrichtung der Strömung. Gleichzeitig stellen diese Tropfen ein Hindernis für das Eindringen des Gases aus der radialen Richtung in die Mitte des Sprays dar. Dies verursacht einen Druckunterschied zwischen der Umgebung und der Mitte des Sprays (entlang der Sprayachse) und daraus folgt eine Bewegung des Gases aus der radialen Richtung in die Mitte des Sprays hinein. Diese Bewegung wirkt sich auf die außenliegenden Tropfen des Sprays aus, die ebenfalls in die Richtung der Längsachse abgelenkt werden. Der Einfluss des Umgebungsdruckes auf den Spraywinkel in größeren Entfernungen vom Düsenaustritt kann deswegen noch höher sein, weil mit größerer zurückgelegter Strecke das Spray über einen längeren Zeitraum durch das in die Mitte des Sprays strömende Gas beeinflusst werden kann.

Lefebvre [139] zeigt eine Anzahl von empirischen Gleichungen zur Vorhersage **mittlerer Spraydurchmesser** für die Sprays auf, die von einem Druckdrallzerstäuber erzeugt wurden. Als eine dimensionsanalytisch korrekte Form wird zur Berechnung von  $D_{32}$  folgende Gleichung vorgeschlagen (Lefebvre [136]):

$$\text{SMD} = 2,25\sigma^{0,25}\mu_l^{0,25}\dot{m}_l^{0,25}\Delta p_l^{-0,5}\rho_a^{-0,25}. \quad (2.7.14)$$

Um das Risiko von Unter- oder Überbewertung einer oder mehrerer Einflussfaktoren zu minimieren, kann Bezug auf eine vorhandene Messung mit dem gegebenen Zerstäuber genommen werden. Der SMD kann damit für neue, nicht untersuchte Bedingungen mit folgender Formel berechnet werden:

$$\begin{aligned} \text{SMD} &= \text{SMD}_{ref} \frac{2,25\sigma^{0,25}\mu_f^{0,25}\dot{m}_f^{0,25}\Delta p_f^{-0,5}\rho_a^{-0,25}}{2,25\sigma_{ref}^{0,25}\mu_{l,ref}^{0,25}\dot{m}_{l,ref}^{0,25}\Delta p_{l,ref}^{-0,5}\rho_{a,ref}^{-0,25}} = \\ &= \text{SMD}_{ref} \frac{\sigma^{0,25}\mu_f^{0,25}\dot{m}_f^{0,25}\Delta p_f^{-0,5}\rho_a^{-0,25}}{\sigma_{ref}^{0,25}\mu_{l,ref}^{0,25}\dot{m}_{l,ref}^{0,25}\Delta p_{l,ref}^{-0,5}\rho_{a,ref}^{-0,25}}, \quad (2.7.15) \end{aligned}$$

wo die mit  $l, ref$  bzw.  $a, ref$  gekennzeichneten Größen die Werte für eine Versuchsflüssigkeit bzw. die Luft bei einer experimentellen Untersuchung des Sprays darstellen. Die mit  $f$  bzw.  $a$  gekennzeichneten Größen stellen die Werte für Brennstoff bzw. Luft unter den gewünschten Bedingungen dar.

## 2.7.2 Unterschiede im Verhalten des Sprays im Vergleich zu einem einzelnen Tropfen

Die Tropfen im Spray beeinflussen sich gegenseitig, sodass die **Erhitzung und Verdunstung eines Sprays** nicht einfach als die Summe des Verhaltens der einzelnen Tropfen dargestellt werden kann.

Es gibt nach Sirignano [207, 211] drei **Interaktionsstufen**, je nach den Abständen zwischen den Tropfen:

- Bei ausreichend großen Abständen wird der Masse-, Impuls- und Energie-Austausch (weiter kurz „Austausch“ genannt) nicht direkt durch die benachbarten Tropfen beeinflusst. Die Wechselwirkungen begrenzen sich in diesem Fall lediglich auf die Änderungen der Umgebungseigenschaften durch den Austausch einzelner Tropfen mit dem Gas. Im Grenzfall immer größer werdender Abstände geht dieser Einfluss gegen Null und die Tropfen werden als einzelne Tropfen betrachtet.
- Bei kleineren Abständen werden nicht nur die Umgebungseigenschaften, sondern auch die Nusselt- und Sherwood-Zahl sowie der Auftriebs- und Widerstands-Beiwert beeinflusst. In dieser Interaktionsstufe befinden sich die Tropfen in der Grenzschicht oder im Nachlauf der benachbarten Tropfen.
- Die dritte Interaktionsstufe umfasst die Kollisionen zwischen den einzelnen Tropfen.

Reveillon und Demoulin [185] weisen auf eine weitere Interaktionsmöglichkeit hin, bei der

- der turbulente Transport zwischen den Bereichen mit niedriger und hoher Konzentration des Brennstoffes einen zusätzlichen, dominierenden Effekt auf den Austausch hat.

Im Allgemeinen werden Masse- und Energieaustausch mit kleiner werdenden Abständen zwischen den Tropfen verringert, weil durch den Einfluss anderer Tropfen auf ihre Umgebung die entsprechenden Gradienten für jeden einzelnen Tropfen kleiner werden.

Eine alternative zu den Interaktionsstufen stellen die **von Sirignano [205] definierten Modellierungsansätze** dar. Zum Beschreiben dieser Ansätze gilt das Konzept mit folgenden Begriffen: jeder Tropfen ist von einer Gasschicht umgeben. Eine Wolke bzw. Sammlung von Tropfen besetzt ein bestimmtes Volumen. Die Eigenschaften des Gases an der Grenze der Gasschicht, aber noch innerhalb des besetzten Volumens, sind die *lokalen Umgebungseigenschaften*. Die Eigenschaften des Gases außerhalb des besetzten Volumens sind die *primären Umgebungseigenschaften*.

- **Array**-Betrachtung – untersucht bzw. berechnet wird das Verhalten jedes einzelnen Tropfens. Die primären Umgebungseigenschaften sind vorgegeben und werden nicht beeinflusst. Die lokalen Umgebungseigenschaften werden genau aufgelöst, wobei der Einfluss des Tropfens auf diese Eigenschaften oft vernachlässigbar klein ist.
- **Gruppen**-Betrachtung – die Sammlung von Tropfen bewegt sich als einzelne Gruppe, Bewegung und Lage der einzelnen Tropfen werden nicht modelliert. Zur Beschreibung der Tropfenbewegung und -abstände werden statistische Größen verwendet. Für die lokalen Umgebungseigenschaften werden gemittelte Werte verwendet, die vom Modell vorgegeben werden müssen (wie zum Beispiel die Verdunstungsrate als Funktion der lokalen Umgebungseigenschaften). Die primären Umgebungseigenschaften sind vorgegeben und werden nicht beeinflusst.
- **Spray**-Betrachtung – die primären und lokalen Umgebungseigenschaften sowie die Tropfeneigenschaften sind stark gekoppelt. Lage und Bewegung der Tropfen sind mit statistischen Größen beschrieben und die Eigenschaften

der Gasphase sowie der Tropfen gemittelt, ähnlich wie in der Gruppen-Betrachtung.

Der **Einfluss des Tropfenabstandes auf die Verdunstung** kann als ein sogenannter „Wechselwirkungskoeffizient“  $\eta$  definiert werden:

$$\eta = \frac{\frac{dm_d}{dt}}{\left. \frac{dm_d}{dt} \right|_0}. \quad (2.7.16)$$

wo  $\left. \frac{dm_d}{dt} \right|_0$  die Verdunstungsrate eines einzelnen Tropfens darstellt.

Der Wechselwirkungskoeffizient für einen  $j$ -ten Tropfen wurde beim Einsatz des  $d^2$ -Gesetzes zur Berechnung von  $\left. \frac{dm_d}{dt} \right|_0$  analytisch bestimmt (nach Su und Chiu sowie Piazza [172, 215]). Ein mittlerer Wechselwirkungskoeffizient eines Sprays wird dann durch:

$$\eta_A = \frac{\sum_{j=1}^N \eta_j}{N} \quad (2.7.17)$$

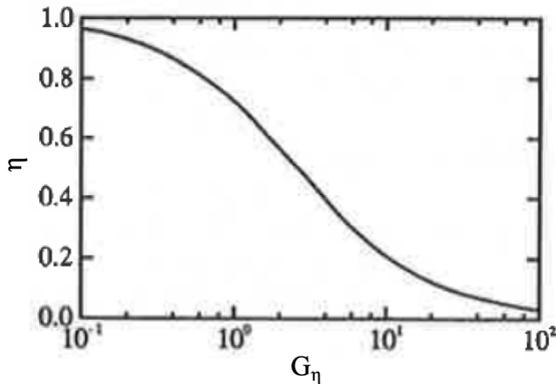
definiert (nach Sirignano [207]).

Der Wechselwirkungskoeffizient für Tropfen im Spray kann nach Annamalai und Ryan [11] anhand einer „Gruppenzahl“  $G_\eta$ , definiert als:

$$G_\eta = 4\pi\bar{\rho}_N R_d R_c^2, \quad (2.7.18)$$

mit Index  $c$  für Tropfenwolke (cloud), berechnet werden. Der dazugehörige Wechselwirkungskoeffizient kann aus dem Diagramm auf der Abbildung 2.6 abgelesen werden.

Für die Abschätzung der Wechselwirkungskoeffizienten, die in vorliegender Arbeit vorkommen, wird das Spray vereinfacht als homogenes, monodisperses Spray mit Tropfendurchmesser  $D_{32}$  betrachtet. Der Tropfenradius  $R_d$  wird dann als  $R_d = \frac{1}{2}D_{32}$  definiert. Der Radius der Tropfenwolke  $R_c$  ist etwas schwieriger zu bestimmen – er sollte die Abmessung des erhitzten Sprayvolumens darstellen. Im Fall der erzwungenen Zündung wird sich diese Größe mit der Zeit ändern. Das



**Abbildung 2.6:** Der Wechselwirkungskoeffizient  $\eta$  in Abhängigkeit von Gruppenzahl  $G_\eta$  nach Gleichung 2.7.18. Nach Annamalai und Ryan [11], mit Erlaubnis von Elsevier.

erhitzte Volumen gleicht im Moment der elektrischen Entladung der Größe des elektrischen Funkens mit  $V \approx 1 \text{ mm}^3$ , was in etwa  $R_c \approx 0,63 \text{ mm}$  entspricht (siehe Tabelle 4.7). Die G-Zahl unter diesen Bedingungen beträgt  $G < 10^{-1}$ , sodass der Wechselwirkungskoeffizient  $\eta \approx 1$  und der gegenseitige Einfluss der Tropfen im Spray vernachlässigt werden kann. Im Moment der Zündung wird das erhitzte Sprayvolumen größer als das kritische Volumen der Zündbedingung ( $R_c > R_{crit}$  – die Definition von  $R_{crit}$  folgt im Kapitel 2.9). Zum Beispiel beträgt  $R_{crit} = 2,5 \text{ mm}$  (ein realistischer Wert, der sich aus der Rückrechnung der gemessenen Zündenergien auf die Zündbedingung 2.10.1 ergibt). Bei der Annahme, dass der über die Zeit gemittelte Wert von  $R_c$  in etwa  $R_{crit}$  entspricht, beträgt die in dieser Arbeit vorkommende Gruppenzahl  $G_\eta = 0,17$ , was einem Wechselwirkungskoeffizienten von  $\eta = 0,94$  entspricht. Die Wechselwirkung der Tropfen steigt also mit wachsender Größe des Flammenkerns, was die Verdunstungsprozesse im Spray verlangsamt. Für die Generierung des Flammenkerns – bei kleinstem Volumen des erhitzten Sprays – ist jedoch der Wechselwirkungskoeffizient nahe 1, sodass er in der Berechnung vernachlässigt werden kann.

Die Gleichung 2.7.18 stellt nur eine der möglichen Definitionen für die Gruppenzahl („**Group Combustion Number**“)  $G$  dar, mithilfe deren eine Charakterisierung

des Sprays mit einer einzelnen Zahl möglich ist (nach Chiu et al. [51]). Je nach dem Wert von  $G$  sind vier unterschiedliche Verbrennungsarten zu erwarten. Eine weitere Definition von  $G$  und weitere Einzelheiten sind im Kapitel 2.8.2 enthalten.

Die **Interaktion zwischen den Tropfen und der turbulenten Strömung** ist noch zum Großteil nicht ausreichend erforscht (nach Sirignano [208]). Dabei kann die Turbulenz der Strömung die Austauschprozesse und die Bewegung der Tropfen beeinflussen, wie auch die Tropfen die Charakteristik der Strömungsturbulenz wesentlich ändern können. Die Zusammenfassung des heutigen Wissensstands sowie der offenen Fragen zu diesem Thema ist im Kapitel 7 des Übersichtsartikels von Sirignano [208], im Kapitel 10 des Buchs von Sirignano [207] sowie in den Kapiteln 2.2.1 und 2.2.2 des Übersichtsartikels von Jenny et al. [110] zu finden.

Eine Übersicht über die möglichen Interaktionen wurde durch Elghobashi [74] ausgearbeitet und ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die vertikale Achse stellt das Verhältnis von einer Partikel-(Tropfen-)Antwortzeit in einer Stokesschen Strömung  $\tau_p$  zum Kolmogorov-Zeitmaß  $\tau_K$  dar. Die Größen  $\tau_p$  und  $\tau_K$  sind wie folgt definiert:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d^2}{18 \rho_f \nu'} \quad (2.7.19)$$

$$\tau_K = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.7.20)$$

mit Indizen  $p$  für den Partikel und  $fl$  für das umgebende Fluid.

Die horizontale Achse stellt den Volumenbruch der Partikel in der Strömung  $\alpha_V$  dar:

$$\alpha_V = \frac{NV_p}{V}, \quad (2.7.21)$$

wo  $V$  einen Volumen darstellt. Die Größe  $\alpha_V$  entspricht dem in der Gleichung 2.7.2 definierten Volumenanteil.

Das Diagramm von Elghobashi (Abbildung 2.7) zeigt einen Bereich mit  $\alpha_V < 10^{-6}$ , wo nur die Partikel durch das Gas beeinflusst werden und einen Bereich mit  $\alpha_V > 10^{-6}$ , wo auch die Partikel das Gas beeinflussen. Der Bereich eines

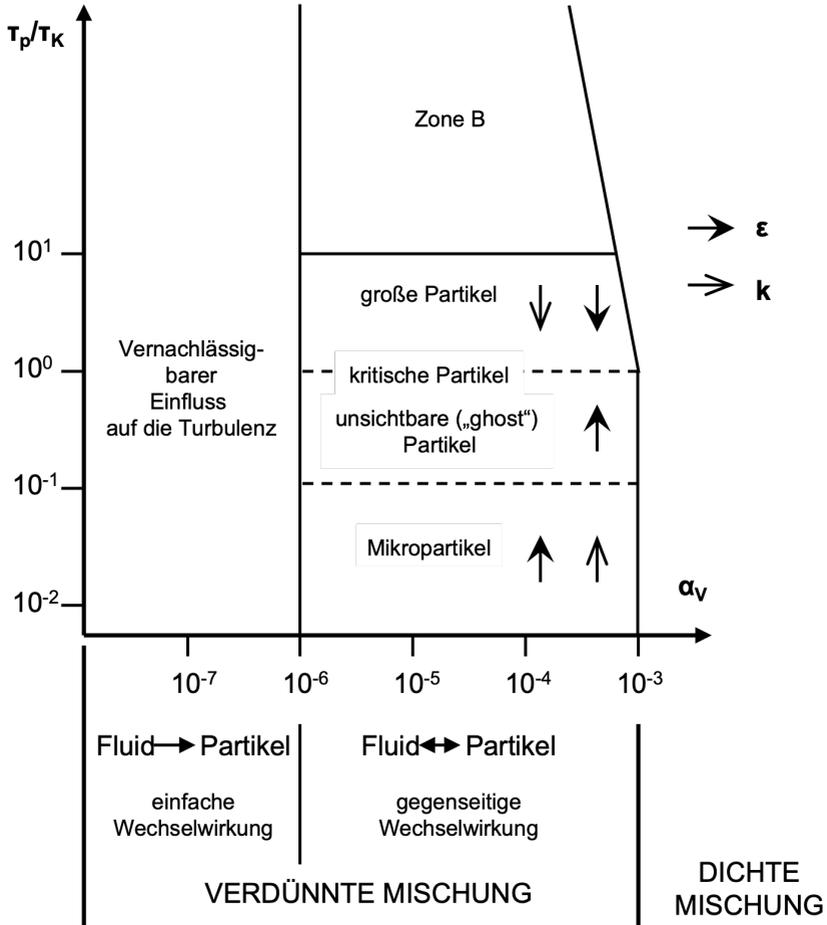


Abbildung 2.7: Diagramm der Strömungsregime in turbulenten Zweiphasenströmungen nach Elghobashi [74], übersetzt.

dichten Sprays mit  $\alpha_V > 10^{-3}$  ist zusätzlich durch die Interaktionen der Tropfen untereinander, sowie durch die Interaktionen der Fluidteile mit unterschiedlichen Eigenschaften im Nachlauf der Tropfen, gekennzeichnet.

Wie im Kapitel 2.7.1 berechnet, betragen die für diese Arbeit üblichen Werte von  $\alpha_V$   $4,3 \cdot 10^{-6}$  bis  $14,6 \cdot 10^{-6}$ . Damit befindet man sich im Bereich von gegenseitiger Wechselwirkung von Luft und Brennstofftropfen – jedoch sehr nahe der Grenze, wo nur das Fluid das Verhalten von Partikeln beeinflusst.

Der Einfluss der Turbulenz auf die Austauschprozesse eines Tropfens wurde im Kapitel 2.6 beschrieben. Ein zusätzlicher **Einfluss der Turbulenz auf die Sprays** macht sich durch die Wirkung von Wirbelstrukturen auf die Flugbahnen der Tropfen bemerkbar. Dies führt nach Jenny et al. [110] zur Entstehung von sogenannten „bevorzugten Tropfenkonzentrationszonen“ („preferential droplet concentration“). Es entstehen im Spray Bereiche mit erhöhter Tropfenkonzentration, was sich direkt auf die Austauschprozesse auswirkt.

In dichteren Sprays ist auch der **Einfluss der Tropfen auf die Turbulenz der Gasphase** von Bedeutung. Grundsätzlich sind drei Phänomene zu erwarten (nach Jenny et al. sowie Sirignano [110, 208]):

1. Erhöhung der Anisotropie der Turbulenz.
2. Dämpfung der Turbulenz durch Präsenz der Tropfen in der Strömung.
3. Erhöhung der kleinskaligen Turbulenz durch die Interaktion der Tropfen mit den kleinsten Turbulenzskalen sowie durch die Entstehung neuer Wirbelstrukturen im Nachlauf der Tropfen.

Der Einfluss der Tropfen auf die Turbulenz der Gasphase hängt aber auch von der Größe der Partikel ab, wie im Diagramm von Elghobashi dargestellt. Die Zone B enthält die größten Partikel mit großen Reynolds-Zahlen und großen Tropfenantwortzeiten, was zur Produktion von Turbulenz hauptsächlich durch die Entstehung neuer Wirbelstrukturen im Nachlauf der Tropfen führt.

Die unter der Zone B liegende Zone A ist in Bereiche mit unterschiedlichen Partikelgrößen geteilt. Im Bereich der großen Partikel wird sowohl die turbulente

kinetische Energie  $k$  als auch die turbulente Dissipationsrate  $\varepsilon$  durch die Präsenz der Partikel verringert. Im Bereich der kritischen und der unsichtbaren Partikel (in der Originalliteratur als „Ghost“ Partikel bezeichnet) wird  $\varepsilon$  erhöht, aber  $k$  bleibt in etwa gleich, wenn sie mit einer partikelfreien Strömung verglichen wird (daher die Bezeichnung „unsichtbare“ („Ghost“) Partikel – sie können nicht durch die Änderung von  $k$  in der Strömung entdeckt werden). Im Bereich der Mikropartikel werden sowohl  $k$  als auch  $\varepsilon$  höher als in einer vergleichbaren partikelfreien Strömung (nach Sirignano [208]).

Für in dieser Arbeit berücksichtigte Betriebspunkte reichen die Werte für  $\frac{\tau_p}{\tau_K}$  von 4,4 bis 29. Das bedeutet, dass in manchen Betriebspunkten die Turbulenz der Strömung durch die Präsenz des Sprays erhöht wird (Zone B mit  $\frac{\tau_p}{\tau_K} > 10$ ) und in anderen die Turbulenzparameter  $k$  und  $\varepsilon$  reduziert werden (Zone A – große Partikel – mit  $\frac{\tau_p}{\tau_K} < 10$ ).

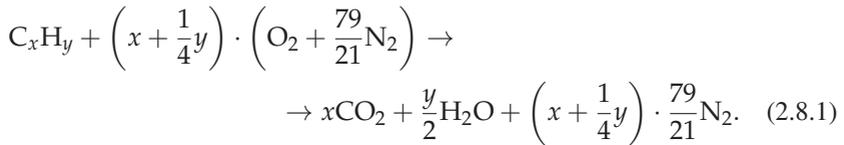
## 2.8 Verbrennung

Die Energiefreisetzungsrates im Zündprozess ist durch Verbrennungsprozesse bestimmt. Am Ende ist das Erreichen einer selbständigen Verbrennung das Ziel einer erfolgreichen Zündung. Das grundlegende Verständnis der Verbrennungsprozesse ist von daher unentbehrlich zur Analyse des Zündprozesses. Nach der Einführung in die Grundbegriffe und Größen zur Beschreibung der Verbrennung und der Flamme werden in diesem Kapitel die Besonderheiten im Verhalten von Flammen unter dem Einfluss von Turbulenz beschrieben. Danach werden die Besonderheiten und Modellierungsansätze in der Verbrennung eines Tropfens und eines Sprays erläutert, damit der heutige Wissensstand im Bereich von Tropfen- und Sprayverbrennung zusammengefasst wird.

Die Verbrennung wird im Allgemeinen als die schnelle, sich selbst unterhaltende Oxidation von Brennstoffen, unter Abgabe von Wärme und Licht, beschrieben. Das Gebiet, in dem schwerpunktmäßig die chemische Umsetzung stattfindet, wird

als Flamme bezeichnet (nach Joos [113]). Charakteristisch für alle Verbrennungsreaktionen ist, dass das chemische Gleichgewicht fast komplett auf der Seite der Produkte liegt.

Eine komplette Oxidation von Kohlenwasserstoffen in der Luft (annähernd als eine Mischung aus 21% Sauerstoff und 79% Stickstoff angenommen) verläuft nach der Formel:



Die Gleichung 2.8.1 stellt den Sonderfall einer **stöchiometrischen Verbrennung** dar. In diesem Fall wird genau die Menge an Sauerstoff zugeführt, die rechnerisch für eine vollständige Verbrennung nötig ist. Bei einem Überschuss an Luft erscheint auf der rechten Seite der Verbrennungsgleichung zusätzlich der unverbrannte Sauerstoff, und man spricht von einer **überstöchiometrischen, luftreichen** oder **mageren Verbrennung**. Bei einem Mangel an Luft erscheinen auf der rechten Seite der Verbrennungsgleichung Produkte einer inkompletten Verbrennung, hauptsächlich Kohlenmonoxid, Wasserstoff und unverbrannte Kohlenwasserstoffe. Solche Verbrennung wird **unterstöchiometrisch, brennstoffreich** oder **fett** genannt.

Die durch die Gleichung 2.8.1 dargestellte Reaktion ist eine sogenannte Globalreaktion. In der Realität verläuft die Verbrennungsreaktion von Brennstoff und Oxidator zu den Produkten durch mehrere Elementarreaktionen, die viele elementare Schritte und Zwischenprodukte beinhalten. Die Elementarreaktionen können parallel verlaufen und miteinander konkurrieren. Das führt auch zur Produktion unerwünschter Schadstoffe in Form von Stickstoffoxiden oder Kohlenmonoxid, auch bei einer stöchiometrischen Verbrennung.

## 2.8.1 Grundlagen

Zur quantitativen Beschreibung der Verbrennungsstöchiometrie wird eine sogenannte **Luftzahl** oder das **Luftverhältnis**  $\lambda$  verwendet:

$$\lambda = \frac{l}{l_{st}}. \quad (2.8.2)$$

Die Luftzahl stellt ein Verhältnis des aktuellen Luftangebots  $l$  zum stöchiometrischen Luftbedarf  $l_{st}$  (in  $\left[\frac{\text{mol}}{\text{mol}}\right]$ ) dar. Ein Umkehrwert der Luftzahl stellt eine sogenannte **Brennstoffzahl** oder das **Äquivalenzverhältnis**  $\phi$  dar:

$$\phi = \frac{1}{\lambda}. \quad (2.8.3)$$

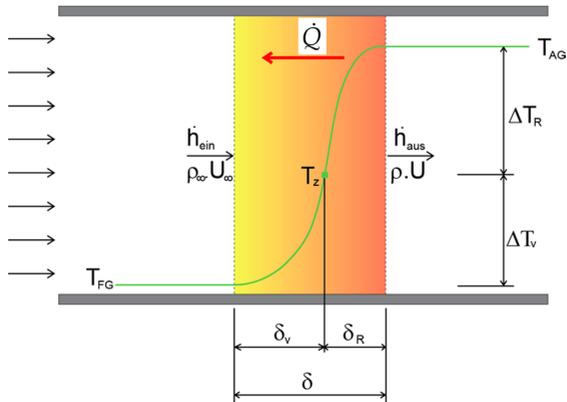
Die Brennstoffzahl kann als ein Verhältnis des aktuellen Brennstoffangebots zum stöchiometrischen Brennstoffbedarf verstanden werden.

Eine breite Verwendung in technischen Bereichen finden auch die sogenannten Luft-zu-Brennstoff- bzw. Brennstoff-zu-Luft-Verhältnisse (AFR - Air to Fuel Ratio bzw. FAR - Fuel to Air Ratio). Sie sind durch ein Massenverhältnis der Luft zum Brennstoff bzw. des Brennstoffs zur Luft definiert:

$$\text{AFR} = \frac{m_a}{m_f}; \quad (2.8.4)$$

$$\text{FAR} = \frac{m_f}{m_a} = \frac{1}{\text{AFR}}. \quad (2.8.5)$$

Als **Flammengeschwindigkeit** bezeichnet man die Geschwindigkeit, mit welcher sich eine Verbrennungsfront in einem Brennstoff-Luftgemisch fortpflanzt. Sie kann im Zündprozess als ein Maß für die Energiefreisetzungsrate verwendet werden. Eine laminare Flammengeschwindigkeit bezeichnet die Flammengeschwindigkeit in einer laminaren Strömung, ohne jeglichen Einfluss der Turbulenz. Eine schematische Darstellung einer **laminaren Flammenfront** ist in der Abbildung 2.8 dargestellt.



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung einer laminaren Flammenfront, von Kasabov [118] übernommen.

Aufgrund des Temperaturgradienten wird der Wärmestrom  $\dot{Q}$  durch konduktive Wärmeübertragung von den heißen Bereichen der Flamme auf das kalte Frischgas übertragen, wodurch dessen Temperatur kontinuierlich steigt. Sobald die für den Brennstoff spezifische Zündtemperatur  $T_Z$  erreicht ist, beginnen Brennstoff und Oxidator zu reagieren, die freigesetzte Energie erhitzt die Reaktionsprodukte und erzeugt so den notwendigen Temperaturgradienten für die Konduktion. Durch das Vorheizen und die anschließende Wärmefreisetzung erhöht sich die Temperatur des lokalen Gemischs von anfangs  $T_{FG}$  auf  $T_{AG}$ . Die Endtemperatur  $T_{AG}$  wird als Verbrennungstemperatur bezeichnet. Der Abschnitt  $\delta$ , in dem der Temperaturanstieg erfolgt, entspricht einer häufig verwendeten Definition der Flammenfrontdicke. Die Flammenfront ist in zwei Bereiche unterteilt, der Bereich zwischen dem Eintritt von Frischgas und dem Zündpunkt wird Vorwärmszone  $\delta_V$  genannt, der restliche Bereich wird als Reaktionszone  $\delta_R$  bezeichnet (nach Kasabov [118]).

Die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  im Falle einer ortsfesten Flammenfront ist gleich und entgegengesetzt der Strömungsgeschwindigkeit des anströmenden Frischgases vor der Flammenzone im Bereich  $T = T_{FG}$ :

$$S_L = \frac{\dot{m}}{\rho_\infty A}. \quad (2.8.6)$$

Eine **theoretische Beschreibung der laminaren Flammengeschwindigkeit** kann mittels der Massenerhaltungs- (Gl. 2.3.1), Komponenten-Kontinuitäts- (Gl. 2.3.2) und Energieerhaltungs-Gleichungen (Gl. 2.3.6) erfolgen. Aus der Kontinuität erhält man folgende Beziehung unter der Annahme konstanter Querschnittsfläche:

$$(\rho u)_{-\infty} = \left(\rho S_L^0\right)_u. \quad (2.8.7)$$

Der Index 0 zeigt auf, dass die Flamme planar und die Strömung eindimensional ist. Index  $u$  bezeichnet die unverbrannte Mischung. Die Ebene der Flamme liegt normal zur  $x$ -Richtung und für die unverbrannte Mischung  $x \rightarrow -\infty$ , für das verbrannte Gas  $x \rightarrow +\infty$ . Die Lösung der Komponentenbilanzgleichungen und der Energiegleichung erfolgt iterativ. Dabei wird die Anströmgeschwindigkeit so lange variiert, bis die ein- und austretenden Stoff- und Energieströme gleich sind. Die Anströmgeschwindigkeit ist dann die gesuchte Flammengeschwindigkeit. Für die Einzelheiten sei auf die Literatur (zum Beispiel Peters [170] oder Joos [113]) verwiesen.

**Zeldovich, Frank-Kamenetskii und Semenov** erhalten eine **analytische Lösung** durch vereinfachende Annahmen:

1. eine stationäre Flamme
2. eine Einschritt-Reaktion, modelliert mit der Reaktionsgeschwindigkeit  $r_f = -\rho Y_f A_f e^{-\frac{E_A}{RT}}$ , mit  $E_A$  für Aktivierungsenergie und  $R$  für universelle Gaskonstante
3. die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  innerhalb der Flammendicke sind konstant und es gilt:

$$\frac{\lambda}{c_p} = D \cdot \rho \quad (2.8.8)$$

4. der Term  $\sum j_i c_{p,i}$ , der die Temperaturänderung durch unterschiedlich schnelle Diffusion verschiedener Spezies mit verschiedener spezifischer Wärmekapazität beschreibt, ist vernachlässigbar

5.  $Le = 1$

6. keine Wärmeübertragung durch Strahlung.

Sie erhalten für die laminare Flammgeschwindigkeit nach Joos [113]:

$$S_L = \sqrt{\frac{\kappa}{\tau}}, \quad (2.8.9)$$

mit  $\tau$  als charakteristischer Reaktionszeit bei einer zu bestimmenden Temperatur  $T$ :

$$\tau = \frac{1}{Ae^{-\frac{E_A}{RT}}}. \quad (2.8.10)$$

Ein anderer **analytischer Ausdruck für die laminare Flammgeschwindigkeit** wurde durch **Spalding** [214] hergeleitet. Die detaillierte Beschreibung ist in Turns [223] zu finden. Die getroffenen Annahmen sind teilweise gleich wie bei der Lösung von Zeldovich, Frank-Kamenetskii und Semenov:

1. eine eindimensionale, stationäre Flamme mit konstanter Fläche
2. Strahlung, kinetische und potentielle Energie sowie viskose Scherkräfte sind vernachlässigt
3. konstanter Druck
4. Wärme- und Stoffdiffusion erfolgen nach dem Fourierschen und Fickschen Gesetz
5.  $Le = 1$
6. die spezifische Wärmekapazität aller Komponenten ist gleich und konstant
7. eine exotherme Einschritt-Reaktion findet statt
8. der Brennstoff wird völlig verbraucht in der Flamme ( $\lambda \geq 1$ ).

Er erhält den Ausdruck:

$$S_L = \sqrt{-2\kappa (\text{AFR} + 1) \frac{\bar{m}_f'''}{\rho_u}}, \quad (2.8.11)$$

wo  $\bar{m}_f'''$  eine mittlere Produktionsrate des Brennstoffes darstellt.

Basierend auf der Gleichung 2.8.11 werden von Turns [223] **die Einflüsse auf die laminare Flammgeschwindigkeit** theoretisch bestimmt. Dabei werden folgende Abhängigkeiten genutzt:

$$\kappa \propto \frac{T_u \bar{T}^{0,75}}{p}, \quad (2.8.12)$$

$$\frac{\bar{m}_f'''}{\rho_u} \propto T_u T_b^{-n} p^{n-1} e^{-\frac{E_A}{RT_b}}, \quad (2.8.13)$$

wobei der Exponent  $n$  die Reaktionsordnung, der Index  $b$  den verbrannten (burned) Zustand darstellt und  $\bar{T} \equiv 0,5 (T_b + T_u)$  ist. Anwendung der obigen Proportionalitäten auf die Gleichung 2.8.11 ergibt:

$$S_L \propto \bar{T}^{0,375} T_u T_b^{-\frac{n}{2}} e^{\left(-\frac{E_A}{2RT_b}\right)} p^{\frac{n-2}{2}}. \quad (2.8.14)$$

Die Reaktionsordnung  $n$  für die meisten Kohlenwasserstoffe beträgt nach Westbrook [231] 1,75, sodass mit steigendem Druck eine Abnahme der laminaren Flammgeschwindigkeit zu beobachten ist. Dies liegt nach Glassman [91] an der Konkurrenz zwischen der Haupt-Kettenreaktion (2.8.15)



und der Abbruchreaktion (2.8.16)



wobei M ein beliebiges Molekül darstellt.

Die Abbruchreaktion 2.8.16 ist dritter Ordnung und dadurch stärker druckabhängig als die Reaktion 2.8.15. Somit wird die Verbrennung mit steigendem Druck durch diese Abbruchreaktion effektiver verlangsamt.

Für eine gedachte allgemeine Reaktion der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen beträgt die Aktivierungsenergie  $E_A$  nach Glassman [91] circa  $160 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ . Weil die Aktivierungsenergie und der Term  $2 \cdot R \cdot T_b$  von gleicher Größenordnung sind, spielt die Flammentemperatur  $T_b$  im Exponenten der Gleichung 2.8.14 eine große Rolle.

Für die untersuchten Temperaturen des unverbrannten Gemisches  $T_u$  befindet sich der Brennstoff in flüssiger Phase, sodass eine direkte Messung der laminaren Flammgeschwindigkeit nicht möglich ist. Auch wenn eine solche Messung möglich wäre, wäre ein gemessener Wert durch die Sprayeffekte überlagert. Aus diesem Grund muss die laminare Flammgeschwindigkeit von bekannten gemessenen Werten auf die Untersuchungstemperatur extrapoliert werden.

Die **Streckung (bzw. die Stauchung)  $K$  der Flamme** kann durch die Ungleichmäßigkeit der Strömung, die Krümmung der Flamme sowie die Bewegung der Flamme verursacht werden. Sie beschreibt die Änderung der Oberfläche der laminaren Flammenfront in der Zeit:

$$K \equiv \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}, \quad (2.8.17)$$

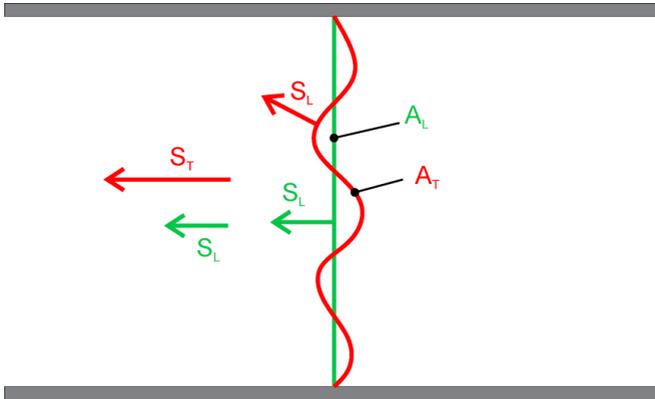
wobei  $A$  die Oberfläche der Flamme darstellt (nach Karlovitz et al. [117]). Mit der Karlovitz-Zahl  $Ka$  und der Markstein-Zahl  $Ma$  lassen sich die aufgrund der Streckung der Flamme geänderte Flammentemperatur  $T_f$  (nach Law [132]) und laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  (nach Kwon et al. [126]) berechnen. Die Verbrennung eines isolierten Tropfens bei begrenzter Konvektion kann eine annähernd sphärische Flamme bedeuten, sodass die Krümmung der Flamme einen großen Einfluss auf die Eigenschaften der Flamme haben kann. Für eine breitere Ausarbeitung sei auf den Übersichtsartikel von Law und Faeth [133] verwiesen.

Ein ausführlicher Übersichtsartikel über die Methoden der **experimentellen Bestimmung der laminaren Flammgeschwindigkeit** wurde von Egolfopoulos et al. [73] zusammengestellt. Er enthält auch den aktuellen Wissensstand zum Einfluss der Streckung auf die Flammgeschwindigkeit im Fall einer sphärischen Flamme. Die Übersichtsartikel von Ranzi et al. [181] und Dagaut et al. [62] enthalten eine Zusammenfassung der experimentellen Messungen der laminaren Flammgeschwindigkeiten von Kohlenwasserstoff-basierten Brennstoffen.

Es sind nur wenige experimentelle Untersuchungen zur laminaren Flammgeschwindigkeit von JET A-1 und ähnlichen Brennstoffen vorhanden. Vukadinovic et al. [229] untersuchten die laminare Flammgeschwindigkeit von JET A-1 für die Umgebungstemperaturen von 373 K, 423 K und 473 K bei Drücken von 0,1 MPa bis 0,8 MPa. Hui und Sung [108] untersuchten das JET A bei einer Umgebungstemperatur von 400 K bei 0,1 MPa bis 0,3 MPa. Chong und Hochgreb [54] untersuchten das JET A-1 bei 470 K und 0,1 MPa. Kumar et al. [125] untersuchten das JET A bei 400 K, 450 K und 470 K und 0,1 MPa. All diese Untersuchungen wurden bei variierender Luftzahl durchgeführt.

Eine laminare Flammgeschwindigkeit für Kerosin JET A-1 unter subatmosphärischen Bedingungen kann nur ein extrapoliertes Wert sein, weil der Brennstoff unter diesen Bedingungen in flüssiger Form vorliegt. Bradley et al. [39] geben eine Korrelation der laminaren Flammgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom unteren Heizwert des Brennstoffes. Nach Honnet et al. [106] ergibt sich für JET A-1 unter atmosphärischen Bedingungen und  $\phi = 1,1$  laut der Korrelation von Bradley ein Wert von  $0,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Ballal und Lefebvre geben in [25] für völlig verdampfte flüssige Brennstoffe einen universellen Wert von  $0,45 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  an, ohne Angabe der Quelle.

Die **turbulente Flammgeschwindigkeit** hängt nicht nur vom thermodynamischen Zustand und der Zusammensetzung des Gemisches ab, sondern wird auch vom Strömungszustand beeinflusst. Die Turbulenz bewirkt ein Erhöhen der Brenngeschwindigkeit, indem sie die volumetrisch bezogene Umsatzrate von Brennstoff steigert. Das kann sowohl durch Erhöhen der volumenspezifischen Oberfläche der Flammenfront (Abbildung 2.9) als auch durch Intensivieren der Austauschprozesse in der Flamme geschehen.



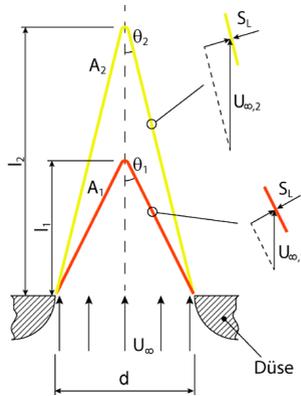
**Abbildung 2.9:** Vergleich einer ebenen mit einer gewellten Flammenfront, von Kasabov [118] übernommen.

Im ersten Fall sind die kleinsten in der Strömung vorhandenen Wirbel mit der Größe des Kolmogorov-Längenmaßes  $l_\eta$  immer noch größer als die Dicke der Flammenfront  $\delta$ . Daher können die Turbulenzstrukturen die Flammenfront zwar verformen, aber nicht in sie eindringen. Das Erhöhen der turbulenten Flammgeschwindigkeit kommt bei diesen sogenannten **gewellten Flammen (flamelets)** durch das Erhöhen der volumenspezifischen Oberfläche der Flammenfront zustande.

Abgesehen von Krümmungs- und Streckungseffekten ändert sich die laminare Flammgeschwindigkeit der gewellten Flamme im Vergleich zu der ebenen Flamme nicht, jedoch ist durch die erhöhte Oberfläche die volumetrisch bezogene Umsatzrate der Flamme größer. Die turbulente Flammgeschwindigkeit  $S_T$  ist proportional zum Verhältnis der Oberflächen der Flammenfront vor und nach der Faltung:

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L}. \quad (2.8.18)$$

Nach Turns [223] lässt sich der Zusammenhang zwischen der Vergrößerung der Flammenoberfläche und der Flammgeschwindigkeit anhand einer laminaren Vormischflamme veranschaulichen (Abbildung 2.10).



**Abbildung 2.10:** Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit auf die Länge einer laminaren Vormischflamme, von Kasabov [118] übernommen.

Ein Kolbenprofil der Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt vorausgesetzt, kann bei dieser Flamme die Flammenlänge  $l_1$  rein geometrisch ermittelt werden. Der Winkel  $\theta_1$  zwischen der Flammenfront und der Achse ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und der zu der Flammenfront senkrechten Komponente der axialen Strömungsgeschwindigkeit  $u_{\infty,1}$ . Wird die Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $u_{\infty,1}$  auf  $u_{\infty,2}$  erhöht, ist bei gleich bleibender laminarer Flammengeschwindigkeit zum Erhalt des Gleichgewichtes eine größere Oberfläche erforderlich. Aus der Proportionalität zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Flammenfrontoberfläche kann aus Gleichung 2.8.18 eine Beziehung für die turbulente Brenngeschwindigkeit von gewellten Flammen hergeleitet werden. In diesem Fall tritt die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit an der Stelle der Düsenaustrittsgeschwindigkeit auf:

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L} = \frac{A_L + \Delta A}{A_L} = 1 + \frac{\Delta A}{A_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} \quad (2.8.19)$$

$$S_T = S_L + u' \quad (2.8.20)$$

Das Verhältnis der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  zu der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_L$  wird Faltungsmaß genannt und gibt Auskunft darüber,



Damit es zu einer signifikanten Faltung kommt, muss die Auslenkung  $\Delta x$  nach Gleichung 2.8.22 größer sein als die Flammenfrontdicke  $\delta$ , definiert nach der Gleichung 2.8.23:

$$\delta = \frac{\kappa_b}{S_L}. \quad (2.8.23)$$

Das Ersetzen der Flammenfrontdicke mit

$$S_L \sim \frac{\kappa}{\delta} \quad (2.8.24)$$

führt zu:

$$\Delta x \geq \delta \rightsquigarrow u' \frac{l_t}{S_L} \geq \frac{\kappa}{S_L} \rightsquigarrow \frac{u' l_t}{\kappa} \geq 1. \quad (2.8.25)$$

Unter der Annahme einer Gleichheit der thermischen Diffusivität  $\kappa$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$  (entspricht  $Pr = 1$ ) reduziert sich der obige Ausdruck zu  $Re_t > 1$ .

Wenn der Wirbel langsam verbrennt, kann es ihm gelingen, vor dem vollständigen Abbrennen die Flammenfront zu durchbrechen und dabei das eingeschlossene Gemisch hinter die Flammenfront zu befördern. Es entstehen Taschen aus Frischgas stromab von der Flamme, ein Zustand, der als **stark gewellte Flamme** bekannt ist. Die Voraussetzung für die Entstehung dieses Zustandes ist, dass die charakteristische Zeit zum Verbrennen des Wirbels  $\tau_w$  größer sein muss als die Zeit  $\tau_t$ , die der Wirbel für eine volle Umdrehung um die eigene Achse braucht:

$$\tau_w \geq \tau_t \rightsquigarrow \frac{l_t}{S_L} \geq \frac{l_t}{u'} \rightsquigarrow \frac{u'}{S_L} \geq 1. \quad (2.8.26)$$

Da mit steigender turbulenter Reynolds-Zahl  $Re_t$  die Kolmogorov-Strukturen  $l_\eta$  gemäß Gleichung 2.5.12 immer kleiner werden, können sie bei starker Turbulenz kleiner werden als die Flammenfrontdicke  $\delta$  und in die Flammenfront eindringen. Als Maß für die Wahrscheinlichkeit des Eindringens wurde die Karlovitz-Zahl  $Ka$  eingeführt, die das Verhältnis des charakteristischen Zeitmaßes der Wärmefreisetzung  $\tau_F$  zum Kolmogorov-Zeitmaß angibt:

$$Ka = \frac{\tau_F}{\tau_K}. \quad (2.8.27)$$

Der obige Ausdruck kann anschließend zu einem Längenverhältnis

$$\text{Ka} = \left( \frac{\delta}{l_{\eta}} \right)^2 \quad (2.8.28)$$

umgeformt werden. Bei einer Karlovitz-Zahl größer als eins ist die Flammenfront dicker als die kleinsten Wirbel. Neben der Verringerung der Größe der Kolmogorov-Wirbel mit steigender Turbulenzintensität kann auch die relativ zur turbulenten Mischung langsamere Chemie, die zum Verdicken der Flammenfront führt, das Eindringen von immer größeren turbulenten Strukturen ermöglichen. Nach Peters [170] kommt es durch die Wechselwirkung zwischen Wirbeln und Flammenfront und die dadurch bedingte Zufuhr von kaltem Gas in die Reaktionszone zum lokalen Verlöschen der Flamme. Daher wird dieser Bereich als Bereich der **aufgerissenen Flamme** bezeichnet. Wenn selbst größere Wirbel kleiner sind als die Flammenfrontdicke oder wenn durch die langsame Chemie die Dicke der Flammenfront die Abmessungen der großen Wirbel erreicht hat, können mehrere Wirbelklassen in die Flammenfront eindringen und sie stark verdicken. Dieser Bereich wird Bereich der **verdickten Flamme** genannt. Um diesen Bereich einzugrenzen, wird die Damköhler-Zahl nach Gleichung 2.8.29 eingeführt.

Die **Damköhler-Zahl** Da beschreibt im Allgemeinen das Verhältnis der Reaktionsgeschwindigkeit zur Stoffübertragungsgeschwindigkeit. Die turbulente Damköhler-Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen der makroskopischen Zeitskala einer turbulenten Strömung (die Umdrehungszeit der großen Wirbel)  $\tau_t$  und der Zeitskala einer chemischen Reaktion (dem Zeitmaß der Wärmefreisetzung)  $\tau_F$  als:

$$\text{Da} = \frac{\tau_t}{\tau_F}. \quad (2.8.29)$$

Die turbulente Damköhler-Zahl lässt sich wie folgt berechnen:

$$\text{Da} = \frac{\tau_t}{\tau_F} = \frac{\left( \frac{l_t}{u'} \right)}{\left( \frac{\delta}{S_L} \right)} = \frac{l_t S_L}{\delta u'}. \quad (2.8.30)$$

Bei Damköhler-Zahlen größer als eins ist entweder das chemische Zeitmaß  $\tau_F$  zu kurz, was einer schnellen chemischen Reaktion und einer dünnen Flammenfront entspricht, oder die Wirbel und damit auch ihre Umdrehungszeit  $\tau_t$  sind zu groß. Liegt eine Damköhler-Zahl kleiner als eins vor, kann eine verdickte Flammenfront auftreten. Sie hat eine ähnliche Struktur wie eine laminare Flammenfront, allerdings findet aufgrund der Turbulenz im Inneren ein wesentlich intensiverer Austausch statt. Es lässt sich eine Beziehung für die turbulente Brenngeschwindigkeit in diesem Bereich in Anlehnung an die laminare Flamme aufstellen. Analog zur Beziehung 2.8.9 lässt sich für die verdickte turbulente Flamme schreiben

$$S_T \sim \sqrt{\frac{\kappa_t}{\tau_F}}, \quad (2.8.31)$$

wobei  $\kappa_t$  eine äquivalente turbulente thermische Diffusivität darstellt. Aus 2.8.9 mit  $\tau = \tau_F$  und 2.8.31 ergibt sich dann:

$$\frac{S_T}{S_L} \sim \sqrt{\frac{\kappa_t}{\kappa}}. \quad (2.8.32)$$

Die äquivalente turbulente Temperaturleitfähigkeit  $\kappa_t$  kann analog der Gleichung 2.5.35 als

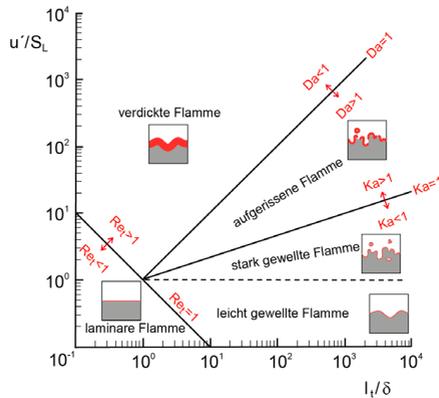
$$\kappa_t \propto l_t \cdot u' \quad (2.8.33)$$

dargestellt werden. Unter der Annahme einer Prandtl-Zahl von eins reduziert sich der obige Ausdruck zu der Wurzel der turbulenten Reynolds-Zahl:

$$\frac{S_T}{S_L} \sim \sqrt{\frac{\kappa_t}{\kappa}} \sim \sqrt{\frac{u' l_t}{\kappa}} = \sqrt{\text{Re}_t}. \quad (2.8.34)$$

Bis jetzt wurden Beziehungen für die Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Falle einer gewellten (Gl. 2.8.19) und einer verdickten Flamme (Gl. 2.8.34) abgeleitet. Für den Übergangsbereich kann die von Schmid [199] hergeleitete Beziehung angewendet werden:

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} \left(1 + \text{Da}^{-2}\right)^{-\frac{1}{4}}. \quad (2.8.35)$$



**Abbildung 2.12:** Das Borghi-Diagramm (nach Borghi [37]), von Kasabov [118] übernommen.

Gleichung 2.8.35 reduziert sich für Damköhler-Zahlen viel kleiner als eins (verdickte Flamme) zur Beziehung 2.8.34 und für Damköhler-Zahlen viel größer als eins (gewellte Flamme) zur Beziehung 2.8.19.

**Borghi** [37] ist es zum ersten Mal gelungen, alle im vorigen Abschnitt erläuterten Flammenregimes in einem Diagramm darzustellen. Dabei dient das mit der laminaren Flammenfrontdicke  $\delta$  entdimensionierte integrale Längenmaß  $l_t$  als Abszisse und die mit der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_L$  entdimensionierte turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  als Ordinate (Abb. 2.12).

Die Begriffe der laminaren und turbulenten Flammengeschwindigkeit sowie das Borghi-Diagramm beziehen sich auf eine **vorgemischte Flamme**, d.h. der Brennstoff und der Oxidator sind homogen miteinander vermischt.

Wenn der Brennstoff und der Oxidator separat in den Brennraum eingeleitet werden, spricht man von einer **Diffusionsflamme**. Die reagierenden Stoffe werden durch molekulare und turbulente Diffusion in die Verbrennungszone, die eine Luftzahl von eins aufweist, transportiert und dann zu den Produkten umgewandelt. Bei reinen Diffusionsflammen ist die chemische Umwandlung der Edukte viel schneller als die Diffusion derselben in die Verbrennungszone. D.h. dass die Diffusion den gesamten Prozess steuert.

Eine detaillierte Beschreibung der Diffusionsflammen ist unter anderem in Büchern von Glassman und Yetter sowie Lewis und Elbe [91, 141] zu finden.

## 2.8.2 Verbrennung eines Tropfens und eines Sprays

Die **Verbrennung eines einzelnen Tropfens** wurde als ein Baustein zum Verständnis der Prozesse bei der Verbrennung von Sprays gründlich untersucht. Die phänomenologische Beschreibung und Theorie wurden zum Großteil in den 70er und 80er Jahren abgeschlossen, mit resultierenden Übersichtsartikeln von Williams [234], Faeth [77] und Law [131]. Die klassische Theorie zur Verbrennung von Tropfen (sowohl isoliert als auch mit gegenseitigen Wechselwirkungen) vom Anfang der 90er Jahre ist im Übersichtsartikel von Annamalai und Ryan [11] enthalten. Die Verfügbarkeit des Space Shuttles und der Internationalen Raumstation (ISS – International Space Station) erweckte erneut Interesse an Untersuchungen der Tropfenverbrennung ohne Einflüsse der Gravitation (nach Law und Faeth [133]). Die Untersuchungen in der Mikro-Gravitation ab den 90er Jahren (z.B. Dietrich et al. [69]) haben neue Einblicke in die Tropfenverbrennung ermöglicht. Diese Erkenntnisse aus den Experimenten ohne Einfluss der Auftriebskräfte dienen zum Beispiel als Validierungsdaten für die numerischen Modelle zur Berechnung der Verbrennung von n-Alkan-Tropfen (Marchese et al. und Dietrich et al. [70, 146]). Mitte der 2010er Jahre ist aufgrund der Erkenntnisse von Experimenten auf der ISS eine Diskussion zu „Cool flames“ bei der Verbrennung von Alkan-Tropfen entstanden (Nayagam et al. [157]).

Ein interessanter Ansatz zur analytischen Lösung von Tropfenverbrennungsproblemen wurde von Chiu [50] vorgeschlagen (eine sogenannte „**vereinheitlichte Tropfentheorie**“). Leider ist er ohne sichtbare Auswirkungen auf die wissenschaftlichen Publikationen geblieben. Diese vereinheitlichte Tropfentheorie ist eine Berechnungsmethode, mit der die Verdunstung und Verbrennung eines Tropfens analytisch korrekt beschrieben und berechnet werden kann, inklusive der zeitlichen und räumlichen Auflösung der Flammenfront und der Flammentemperatur. Diese Methode ist nach Jenny et al. [110] mathematisch extrem kompliziert und eignet

sich hauptsächlich für DNS-Simulationen. Eine Anwendung seiner Methode in der Wissenschaft ist dem Autor nicht bekannt.

Die ständige Erhöhung der Leistung moderner Rechner ermöglicht komplexere **numerische Simulationen** der Verbrennung und Zündung von Brennstofftropfen. Die heute geltenden Modelle für die Verbrennung von Kohlenwasserstoff-Tropfen basieren auf der mathematischen Formulierung von Williams [236]. Dazu gehört zum Beispiel das Modell von Cho et al., entwickelt 1992 [53], mit seiner ständigen Weiterentwicklung bis in die 2010er Jahre, wie z.B. in den Arbeiten von Borghesi und Mastorakos [36] sowie Giusti et al. [90]. Auch das Modell von Awasthi et al. [15, 16] basiert auf der Formulierung von Williams mit den darin enthaltenen Vereinfachungen. Für weitere Einzelheiten sei auf die zitierten Werke verwiesen.

Die einfachste Betrachtung der Tropfenverbrennung fordert die **Annahme einer unendlich schnellen Reaktion**, sodass die Stoffübertragungsprozesse den Verbrennungsvorgang bestimmen. In diesem Fall vereinfacht sich die Berechnung der Umsatzrate zur Bestimmung der Verdunstungsrate  $K$  bzw. des Verdunstungsmassenstroms  $\dot{m}_d$  eines Tropfens. Die Bestimmung erfolgt mit einem der im Kapitel 2.6 dargestellten Modelle. Anstelle der Umgebungstemperatur sollte in diesem Fall die Flammentemperatur verwendet werden.

Das im Kapitel 2.6 beschriebene Spalding-Godsave-Gesetz liefert eine gute Übereinstimmung der Brenngeschwindigkeit in der stationären Phase der Tropfenverbrennung mit den experimentellen Daten. Zur Erinnerung, die Umsatzrate kann ähnlich der Gleichung 2.6.35 mit  $\frac{\lambda_g}{c_{p,v}} = \overline{\rho D}$  nach Sirignano [207] wie folgt ausgedrückt werden:

$$\dot{m}_d = -4\pi r \overline{\rho D} \ln(1 + B_T). \quad (2.8.36)$$

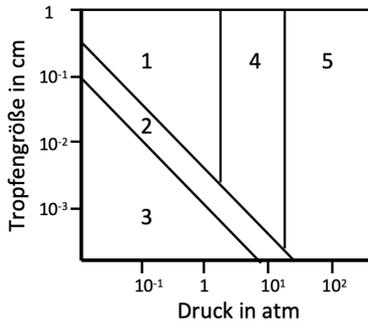
Die Erhitzung des Tropfens in der frühen Phase der Verbrennung ist dabei nicht berücksichtigt, was wiederum zu gewissen Diskrepanzen führt. Die Berechnung der Flammenfrontposition mit dem obengenannten Gesetz liefert nach Law [131] keine guten Ergebnisse und berücksichtigt die transienten Prozesse wie z.B. die Akkumulation des Brennstoffdampfes oder die Bewegung der Flammenfront nicht.

Eine ausführliche Diskussion und Herleitung der Gleichungen zur Beschreibung der Verbrennung eines Tropfens auf der Basis des Spalding-Godsave-Gesetzes ist in den Übersichtsartikeln von Sirignano [207] und Williams [236] zu finden.

Ob und in welchen Bedingungen die Annahme der unendlich schnellen chemischen Reaktion für die Verbrennung von Kohlenwasserstofftropfen zutrifft, wurde durch Brzustowski [42] analysiert. Er leitet analytische Beziehungen her, die die Bestimmung des geschwindigkeitsbegrenzenden Prozesses ermöglichen. Am Beispiel von n-Eikosan ( $C_{20}H_{42}$ ) wurden fünf Regimes (abhängig vom Druck und der Tropfengröße) gezeigt, in denen unterschiedliche Prozesse eine entscheidende Rolle für die Tropfenverbrennung spielen (siehe Abbildung 2.13). Bis zu einem bestimmten Tropfendurchmesser (der druckabhängig ist), spielen die Verdunstung und chemische Reaktionsrate eine entscheidende Rolle bei der Tropfenverbrennung (Regime 3) – die Diffusion spielt wegen kleinen Abmessungen des Tropfens eine untergeordnete Rolle. Mit steigendem Tropfendurchmesser werden die Distanzen für die Diffusion größer, es steht aber auch mehr Tropfenoberfläche für die Verdunstung zur Verfügung. Weil die Oberfläche quadratisch proportional zum Durchmesser des Tropfens zunimmt, spielt zuerst wegen großer Oberfläche die Verdunstung keine Rolle mehr (Regime 2). Bei noch größeren Tropfendurchmessern wird alleine die Diffusion zum geschwindigkeitsbestimmenden Faktor (Regime 1). Hierbei spielt jedoch der Druck eine weitere Rolle – bei steigendem Druck werden instationäre Effekte wichtig. Als Beispiel solcher instationärer Effekte dienen die Anreicherung der Gasphase durch den Brennstoff sowie eine so schnelle Verdunstung des Tropfens, dass die Geschwindigkeit der Verschiebung von Phasengrenze eine Rolle spielt (Regime 4). Bei weiterer Erhöhung des Druckes dominiert die instationäre Wärme- und Stoffübertragung (die „superkritischen Effekte“) die Tropfenverbrennung (Regime 5).

Im zitierten Beispiel, für Drücke in der Größenordnung von 0,7 bar kommen drei Regimes vor:

1. für die Tropfen größer als etwa 100  $\mu\text{m}$  bestimmt die Diffusion der Komponente im Gas die Brenngeschwindigkeit



**Abbildung 2.13:** Regimes der Tropfenverbrennung (n-Eikosan/Luft):

(1) diffusionsbestimmt, (2) bestimmt durch chemische Kinetik, (3) chemische Reaktionsrate und Verdunstung langsamer als Diffusion, (4) instationäre Effekte werden signifikant, (5) Dominanz der superkritischen Effekte (nach Brzustowski [42])

2. für die Tropfen im Bereich von etwa 10  $\mu\text{m}$  bis etwa 100  $\mu\text{m}$  bestimmt die chemische Kinetik die Brenngeschwindigkeit
3. für die Tropfen kleiner als etwa 10  $\mu\text{m}$  spielt die Verdunstung zusätzlich zur chemischen Kinetik die entscheidende Rolle bei der Verbrennung. Für leichterflüchtige Brennstoffe wie Komponenten des JET A-1 wird diese Tropfengröße noch kleiner werden.

Im untersuchten Spray sind Tropfengrößen aus all diesen Bereichen vorhanden, wobei die meisten in das Regime 2 gehören (chemische Reaktionsrate als geschwindigkeitsbestimmender Faktor). Diese Überlegungen gelten jedoch nur unter der Annahme, dass die Tropfen im Spray als einzelne Tropfen – und nicht etwa in Gruppen – verbrennen. Die Reaktionsrate als geschwindigkeitsbestimmender Faktor konnte jedoch in den Vorhersagen des entwickelten Modells nicht bestätigt werden (siehe Abbildung 5.17 und die Erklärung dazu).

Die sogenannte „Cool flame“ oder „Niedrigtemperatur-Verbrennung“ (LTC - low temperature combustion) eines Tropfens wurde zum ersten Mal in den Experimenten auf der ISS beobachtet (nach Nayagam et al. [157]). Sie ist durch eine niedrigere Flammentemperatur (ca. 700 K) und eine sehr schwache Strahlung

im sichtbaren Bereich gekennzeichnet, was zu einer „unsichtbaren“ Flamme führt. Sie kann nach Farouk et al. [80] durch das Erlöschen einer sphärischen „heißen“ Flamme durch Strahlungsverluste, oder durch eine geeignete Energiezufuhr in der Zündungsphase hervorgerufen werden. Der Unterschied zwischen der normalen „heißen“ Flamme und der Niedrigtemperatur-Verbrennung liegt auf den unterschiedlichen Reaktionspfaden. Ein Übersichtsartikel zur chemischen Kinetik der Niedrigtemperatur-Verbrennung wurde von Battin-Leclerc [30] erstellt. Die kinetischen Modelle mit Hinsicht auf die Niedrigtemperatur-Verbrennung von Tropfen wurden unter anderem in den Arbeiten von Pelucchi et al. [167], Liu et al. [143] und Cuoci et al. [59] untersucht.

Die Wahrnehmung der Niedrigtemperatur-Verbrennung ist insofern wichtig, weil in den durchgeführten Untersuchungen ein scheinbares Erlöschen und Wiederezünden eines Flammenkerns, sowie ein Verzug in der Entstehung eines sichtbaren Flammenkerns beobachtet wurden. Das deutet auf die Präsenz von Niedrigtemperatur-Verbrennung in der untersuchten Konfiguration hin.

Im Folgenden wird die Verbrennung eines Tropfens beschrieben, basierend auf den Erkenntnissen aus den in diesem Kapitel genannten Publikationen. Die jeweils einzelnen Verweise werden hier nicht erneut genannt. Die Verbrennung eines Tropfens ist ein transientscher Prozess, dessen Beschreibung nicht von Zündung und Erlöschen getrennt werden kann. Die Prozesse der Zündung und des Erlöschens bei der Verbrennung eines Tropfens werden hier kurz erwähnt und im Kapitel 2.9.2 genauer beschrieben. Um das Verhalten bei Mehrkomponenten-Tropfen zu erfassen, wird hier ein Fall eines Zweikomponenten-Tropfens beschrieben.

Die Verbrennung eines Tropfens beginnt mit der Erhitzung und Verdunstung der flüssigen Phase. Der Tropfen wird in einer heißen Umgebung platziert (entweder durch das Eindringen in die heiße Luft, die heißen Verbrennungsprodukte oder durch die Präsenz einer fremden Energiequelle wie eines Zündfunken) und beginnt sich zu erhitzen und zu verdunsten, wie im Kapitel 2.6 beschrieben. Nur selten kommen Bedingungen vor, unter denen die leichter-flüchtigen Komponenten innerhalb des Tropfens anfangen zu siedeln, was zu weiterer Zerstäubung des Tropfens führt. Eine zusätzliche Zerstäubung des Tropfens könnte auch durch

eine durch einen Zündfunken verursachte Stoßwelle hervorgerufen werden. In der weiteren Beschreibung wird dieser Fall nicht betrachtet und der Tropfen erhitzt ohne zu sieden.

Die Analyse von Marchese et al. [146] basiert auf der Peclet Zahl, die als Verhältnis der Oberflächenabnahmegeschwindigkeit zur charakteristischen Diffusionsgeschwindigkeit innerhalb des Tropfens definiert ist:

$$Pe_l = \frac{1}{8} \frac{K_b(t)}{D_l} \quad (2.8.37)$$

wo  $D_l$  den Diffusionskoeffizienten in der Flüssigkeit und  $K_b(t)$  die momentane Verdunstungsrate darstellen. Nach dieser Analyse verdunstet die leichter flüchtige Komponente des Tropfens und seine Konzentration in der flüssigen Phase nahe der Oberfläche wird reduziert. Zwei Grenzfälle sollten veranschaulicht werden, die das weitere Verhalten der Flamme beeinflussen. Bei **kleinen  $Pe_l$ -Zahlen** diffundiert die leichtere Komponente aus dem Kern des Tropfens schnell zur Oberfläche hin. Die Temperatur des Tropfens ist durch die Siedetemperatur dieser leicht-flüchtigen Komponente bis zu deren kompletter Verdunstung bestimmt. Erst im Anschluss verdunstet die schwer-flüchtige Komponente. In der Übergangsphase muss der Tropfen bis kurz unter die Siedetemperatur der schweren Komponente erhitzen, was eine zusätzliche Wärmesenkung bedeutet und die Verdunstung kurzfristig bremst. Dieser Grenzfall ist als Destillationslimit bekannt. Bei **großen  $Pe_l$ -Zahlen** ist die Diffusion der leichteren Komponente viel langsamer als die Verdunstung. Es stellt sich eine konstante Zusammensetzung in der Nähe der Oberfläche ein, und die zwei Komponenten des Tropfens verdunsten in gleichem Verhältnis während der gesamten Lebensdauer des Tropfens. Dieser Grenzfall ist als Diffusions-Limit bekannt. Die Verdunstung und dadurch die Abnahme des Tropfendurchmessers wird in beiden Fällen durch die Präsenz der Flamme beschleunigt.

Der verdunstete Brennstoff muss dem heißen Gas lange genug ausgesetzt sein, um gezündet zu werden. Dabei spielt auch die Bewegung des umgebendes Gases bei der Bildung einer brennbaren Mischung eine Rolle. Bei zu niedrigen Temperaturen des Gases ist es möglich, dass der Tropfen völlig verdunstet, bevor er gezündet

wird. Anders ausgedrückt, gibt es eine kritische minimale Größe des Tropfens, die zur Zündung unter den gegebenen Bedingungen nötig ist. Bei größeren Tropfen wiederum muss die vorhandene Energie (oder die Verweilzeit im heißen Gas) ausreichen, um den Brennstoff zu verdunsten und eine selbst erhaltende Verbrennung zu initiieren. Eine zu kleine Zeit kann bei größeren Tropfen zu keiner Zündung oder – im Sonderfall – zu Niedrigtemperatur-Verbrennung führen.

Bei günstigen Bedingungen beginnt dann die Verbrennung. Diese erste Phase ist kinetisch bestimmt, weil der Brennstoff und Oxidator vermischt sind, sodass die entstehende Flamme als vorgemischte Flamme betrachtet werden kann. Nach dem schnellen Verbrauch des verdunsteten Brennstoffs geht die Flamme in eine Diffusionsflamme über, sodass die Verdunstung des Tropfens und die Diffusion der Komponenten die Verbrennung steuern (die Begrenzungen dazu siehe in Abbildung 2.13). Die Flamme kann um den Tropfen geschlossen (Hüllenflamme – „envelope flame“) oder im Nachlauf des Tropfens (als Randflamme – „sheet flame“) brennen, je nach Strömungsverhältnissen.

Die Lage der Flamme ist durch die Reaktionsrate, die Wärmeübertragungsprozesse, die Verdunstung und Diffusion des Brennstoffs sowie die Akkumulation des Brennstoffs zwischen der Tropfenoberfläche und der Flammenfront bestimmt. Sie kann während der Lebenszeit des Tropfens – wie im Sonderfall der sphärisch-symmetrischen Flamme (SSF – spherical symmetric flame) – konstant sein, sich vom Tropfen entfernen oder in die Richtung des Tropfens schrumpfen. Auch in der Zeit veränderliches Verhalten ist möglich. Eine große Rolle spielt dabei die Streckung der Flamme, wie im Kapitel 2.8.1 beschrieben.

Das Erlöschen der Flamme kann durch den Verbrauch des Brennstoffs aus dem Tropfen, durch ungünstige Strömungsbedingungen oder (bei größeren Flammenradien) durch das Überwiegen der radiativen Verluste über die Wärmefreisetzung aus der Reaktion erfolgen.

Die **Verbrennung von Sprays** ist eng mit ihrer Verdunstung verknüpft, sodass die in Kapitel 2.7.2 genannte Unterteilung in die Array-, Gruppen- und Spray-Betrachtung auch hier gilt. Die aktuellsten Übersichtsartikel zu diesem Thema sind die von Sirignano [207, 208], Jenny et al. [110] und Annamalai [11]. Aus den

älteren Arbeiten sind unter anderen die Übersichtsartikel von Faeth zur Theorie [77] und mit Schwerpunkt auf der damaligen Modellierung [75, 76] von Bedeutung.

Der frühe Ansatz der Betrachtung des Sprays als Summe einzelner Tropfenflammen wurde schnell von Twardus und Brzustowski als nicht korrekt bewiesen [224]. Es wurde ein kritisches Verhältnis vom Abstand der Tropfenmitten zum Tropfenradien festgestellt, unter dem zwei Tropfen mit einer umhüllenden Flamme verbrennen. Die experimentellen Beweise zu nicht isolierter Verbrennung von Tropfen bei Sprayflammen wurden schon früher von Chigier und McCreath [48] zusammengefasst. Die anderen wichtigen Meilensteine zum Verständnis der Verbrennung von Sprays waren unter anderen die Arbeiten von Williams [235, 236], Chiu et al. [51, 52] sowie Labowsky und Rosner [127].

Ein Fortschritt in den Berechnungsmethoden der Sprayverbrennung konnte laut Sirignano [208] durch die Einführung eines „Superskalars“ (oder einer „Supervariablen“) erreicht werden [206] (Gleichung 2.8.38):

$$S = h + FAR_{st} \left( H_s - \frac{L_{eff}}{1 - Y_{f_v,s}} \right) Y_O + \frac{L_{eff}}{1 - Y_{f_v,s}} Y_f, \quad (2.8.38)$$

wobei  $S$  den Superskalar und  $L_{eff}$  den massenspezifischen Energiestrom zur Flüssigkeitsoberfläche hin bezeichnet. Dieser Skalar hat einen konstanten Wert im nicht-konstanten Geschwindigkeitsfeld und kann unter Umständen zu einem passiven Skalar werden. Der Zusatz „Super-“ wurde gewählt, um den Mehrwert gegenüber einem Erhaltungsskalar anzudeuten.

Sánchez et al. [194] beschreiben in ihrem Artikel die neuesten mathematischen Modelle zur Beschreibung von Sprayverbrennung und betonen dabei die Wichtigkeit und Vorteile einer Skalentrennung. Peters [171] weist darauf hin, dass passende Definitionen für die Schnittstellen zwischen der Mikro- und Makro-Skalen-Betrachtung notwendig sind und bemängelt eine schwache Referenzierung zwischen unterschiedlichen Untersuchungsfeldern (wie z.B. chemische Kinetik, Untersuchungen turbulenter Flammen und Brandschutz).

Die Betrachtung einer Sprayflamme mit dem „**Spray**“-Modellierungsansatz setzt die Verbrennung der gesamten Spraywolke als einer gemeinsamen Flamme (eine sogenannte interaktive Verbrennung) voraus. Die Parameter für die Entstehung einer interaktiven Verbrennung sind im Artikel vom Williams [236] und in der Tabelle 1 des Übersichtsartikels von Annamalai [11] zu finden. Die Merkmale für die Betrachtung der Flamme mit einem „Spray“-Modellierungsansatz sind im Kapitel 2.7.2 beschrieben.

Die Merkmale für die Betrachtung der Sprayflamme mit einem „**Gruppen**“-Modellierungsansatz sind im Kapitel 2.7.2 beschrieben. Chiu et al. [51] haben die Pionierarbeit auf diesem Gebiet geleistet und eine Gruppenverbrennungszahl  $G$  („group combustion number“) definiert:

$$G = 4\pi\lambda R_{d,0} \frac{N}{V} \frac{\left(1 + 0,276\text{Re}_d^{\frac{1}{2}}\text{Sc}^{\frac{1}{3}}\right) R_b^2}{\rho D c_p}. \quad (2.8.39)$$

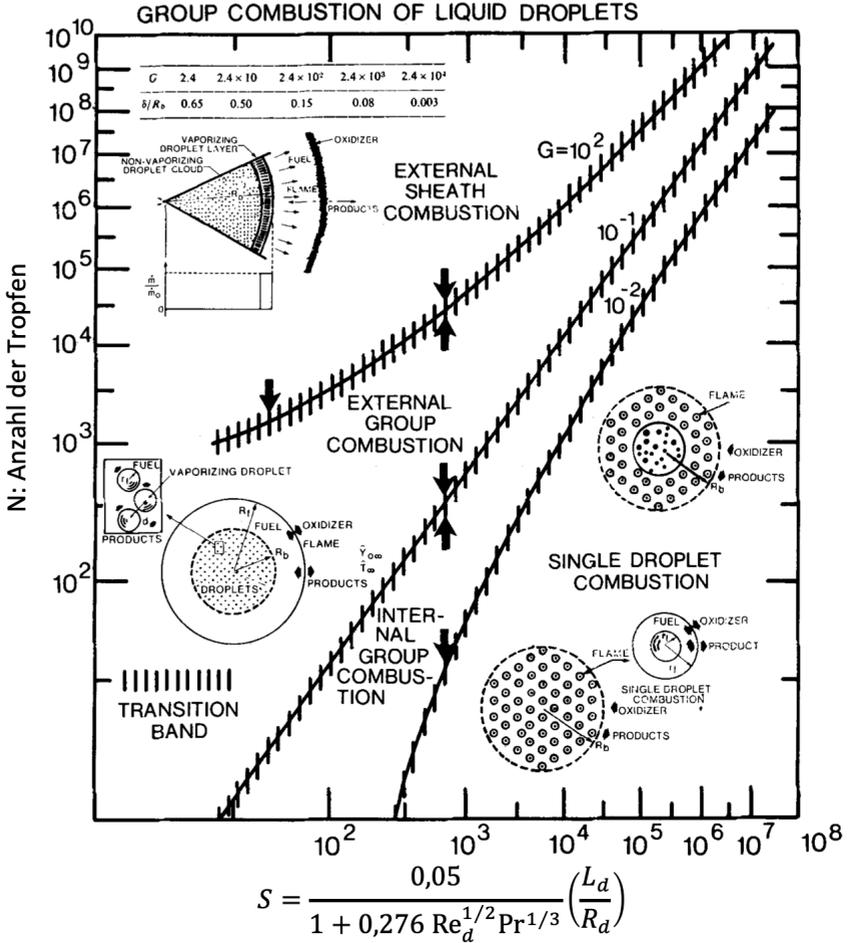
$R_{d,0}$  ist der Tropfenradius im Referenzzustand,  $\frac{N}{V}$  stellt die Tropfendichte dar,  $R_b$  der Radius der Vorwärmzone,  $\text{Re}_d$  ist die auf dem Durchmesser des Tropfens basierende Reynoldszahl (siehe Gleichung 2.6.10). Alternative Definitionen der Gruppenverbrennungszahl sind im Übersichtsartikel von Annamalai [11], Tabelle 3, enthalten.

Die Zahl  $G$  beschreibt mit einer einzelnen Zahl die Art der Verbrennung von Spray. Das von Chiu et al. vorgeschlagene Diagramm ist in Abbildung 2.14 dargestellt.

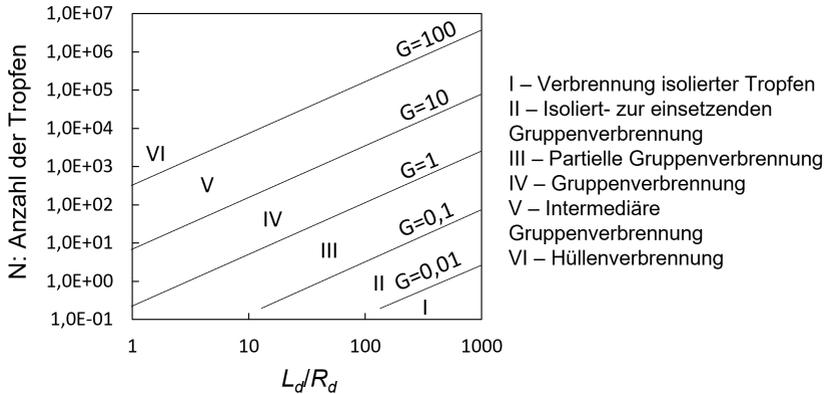
Annamalai [11] hat eine Verbesserung zu der Klassifizierung von Chiu et al. vorgeschlagen, wie in Abbildung 2.15 dargestellt.

Die Charakterisierung der einzelnen Bereiche ist wie folgt:

- **Verbrennung isolierter Tropfen** bei  $G < 0,01$  – jeder Tropfen wird von einer einzelnen Flamme umhüllt.
- **Isoliert- zur einsetzenden Gruppenverbrennung** nach Annamalai oder **internen Gruppenverbrennung** nach Chiu et. al



**Abbildung 2.14:** Gruppenverbrennungs-Modi für die Verbrennung einer Tropfenwolke (übernommen von Chiu et al. [51] mit Erlaubnis von Elsevier), mit  $S$  - entdimensionierter Abstand der Tropfen,  $L_d$  - mittlere Entfernung zwischen zwei Tropfen und  $R_d$  - Tropfenradius.



**Abbildung 2.15:** Gruppenverbrennungszahl als Funktion einer entdimensionierten Entfernung der Tropfen ( $L_d/R_d$ ) und der Anzahl der Tropfen ( $N$ ) (übersetzt und reproduziert von Annamalai [11] mit Erlaubnis von Elsevier).

bei  $0,01 < G < 0,1$  – ein Übergangsbereich zwischen der Verbrennung isolierter Tropfen und der internen Gruppenverbrennung.

- **Partielle Gruppenverbrennung** nach Annamalai oder **interne Gruppenverbrennung** nach Chiu et al. bei  $0,1 < G < 1$  – innerhalb der Tropfenwolke befindet sich ein Kern, der komplett durch eine Flamme umschlossen ist. Innerhalb des Kerns findet nur eine Verdunstung der Tropfen statt. Außerhalb des Kerns werden einzelne Tropfen von einzelnen Flammen umhüllt.
- **Gruppenverbrennung** nach Annamalai oder **externe Gruppenverbrennung** nach Chiu bei  $1 < G < 10$  – eine einzelne Flamme umhüllt die ganze Tropfenwolke. Alle Tropfen innerhalb der Wolke verdunsten.
- **Intermediäre Gruppenverbrennung** nach Annamalai oder **externe Gruppenverbrennung** bei  $10 < G < 100$  – ein Übergangsbereich zwischen der externen Gruppenverbrennung und der Hüllenverbrennung.

- **Hüllenverbrennung** (sheath or external sheath combustion) bei  $100 < G$  – eine einzelne Flamme umhüllt die ganze Tropfenwolke, wobei im Unterschied zur externen Gruppenverbrennung nur die Tropfen in einer dünnen Schicht nahe der Flamme verdunsten.

Die Berechnung der G-Zahl aus der Gleichung 2.8.39 bei einem Zündvorgang ist nicht trivial, weil die Größe  $R_b$  schwer zu bestimmen ist und sich mit der Zeit (bei der Ausbreitung der Flamme) verändert. Auch die Tropfengröße und Tropfenabstände werden bei fortschreitendem Zündvorgang kleiner. Eine Abschätzung kann jedoch mit Hilfe der Diagramme 2.14 und 2.15 erfolgen. Die Anzahl der Tropfen hängt vom erhitzten Volumen ab und wird mit der Zeit (Ausbreitung der Flamme) steigen. Für ein Volumen von  $1 \text{ cm}^3$  beträgt für die vorliegende Arbeit die Anzahl der Tropfen  $N \approx 2 \cdot 10^2$ . Mit der vereinfachenden Annahme eines isotropen Abstandes zwischen den Tropfen und homogener Tropfengröße  $d = D_{32}$  sind die entdimensionierten Tropfenentfernungen in der vorliegenden Arbeit von einer Größenordnung:  $S \approx 2,5$  und  $\frac{L_d}{R_d} \approx 7,5$ . Somit befindet man sich am Anfang der Zündung im Bereich der Gruppenverbrennung bzw. der externen Gruppenverbrennung ( $1 < G < 10$ ). Eine weitere Ausbreitung der Flamme hat eine Vergrößerung des betrachteten Volumens und damit die Erhöhung der Tropfenanzahl zur Folge. Somit kann bei der Ausbreitung der Flamme in den Bereich der intermediären (bzw. externen) Gruppenverbrennung oder sogar der Hüllenverbrennung übergegangen werden. Dementgegen wird das Verdunsten der Tropfen und dadurch die Erhöhung der entdimensionierten Tropfenentfernungen wirken, sodass die Gruppen- bzw. externe Gruppenverbrennung die wahrscheinlichste Form der Sprayverbrennung bei dem in dieser Arbeit betrachteten Zündvorgang darstellt.

Ein alternatives Kriterium zu der Gruppenverbrennungszahl  $G$  resultiert aus einem sogenannten **asymptotischen Ansatz zur Sprayverbrennung** nach Umemura [226]. Er bemerkt, dass die oft angenommene Quasi-Stationarität in der Betrachtung der Tropfenverdunstung und Verbrennung in größerer Entfernung von den Tropfen nicht gerechtfertigt ist. Die Art der Verbrennung ist bei diesem Ansatz mit einem lokalen Verhältnis des Tropfenabstandes zum Tropfenradius und mit einem „Instationaritäts-Parameter“ zur Verbrennung einzelner Tropfen bestimmt. Für

die Definition der obengenannten Größen und verwendeten Kriterien sei auf das zitierte Quellwerk verwiesen.

Die Merkmale für die Betrachtung des Sprays mit dem „**Array**“-**Modellierungsansatz** sind bereits im Kapitel 2.7.2 beschrieben. Die ersten umfassenden Arbeiten dazu wurden von Labowsky und Rosner geschrieben [127]. Sie haben nach Sirignano [208] mit einem anderen analytischen Ansatz im Prinzip die Existenz und Bedeutung der Gruppenverbrennungszahl bestätigt, ohne dies in der originalen Publikation festzustellen.

Die **Verbrennung ohne Konvektion** wurde mit einer Theorie der Potential-Funktion auf der Basis der Arbeit von Labowsky durch Sirignano [208] weiterentwickelt.

Die **Verbrennung mit Konvektion** wurde von Wu und Sirignano [238] durch Lösung von Erhaltungsgleichungen simuliert. Folgende Annahmen wurden getroffen:

1. Mach-Zahl viel kleiner als 1 und Vernachlässigung der Dissipationsterme
2. keine natürliche Konvektion und keine Gravitationseffekte
3. die Tropfen sind immer sphärisch
4. Ideal-Gas-Verhalten der gasförmigen Phase
5. Vernachlässigung der Änderung von Eigenschaften der flüssigen Phase
6. Vernachlässigung des Wärmetransports durch Strahlung.

Für die Formulierung und Lösung dieses Problems sei auf die zitierte Quelle verwiesen. Die ausgewählten wichtigsten Erkenntnisse sind wie folgt:

- die Flamme kann den Tropfen, die Tropfenwolke oder dessen Teil entweder umhüllen oder in ihrem Nachlauf brennen. Die Flammen im Nachlauf der Tropfen wurden als Randflammen („Edge-Flames“) charakterisiert. Die Randflammen sind durch Präsenz von drei Flammenzweigen charakterisiert: ein fetter, ein mager-vorgemischter sowie ein Diffusions-Flammenzweig (für

eine ausführliche Charakterisierung der Randflammen siehe den Übersichtsartikel von Buckmaster [43]);

- der Typ der Flamme (Einzel- oder Gruppen-, Hüllen- oder Nachlauf-Flamme) kann sich bei transients Verbrennung mehrmals ändern;
- es existiert eine kritische Damköhler-Zahl, die die Initiierung einer Hüllen- oder Nachlauf-Flamme abgrenzt.

Die **turbulente Verbrennung von Tropfen-Arrays** ist nicht ausreichend erforscht und die heutigen Erkenntnisse begrenzen sich hauptsächlich auf die Verdunstung eines turbulenten Sprays. Die Betrachtung einer vorgemischten, turbulenten Flamme sollte laut Sirignano nicht als eine Vorstufe zur Betrachtung einer turbulenten Sprayverbrennung betrachtet werden. Die größten Unterschiede zur vorgemischten Flamme und gleichzeitig die Merkmale einer turbulenten Sprayverbrennung sind nach Sirignano [208]:

1. das Energiespektrum der Turbulenz ist durch die Präsenz der Tropfen bedeutend geändert. Die Turbulenz wiederum ändert die Übertragungsprozesse im Spray;
2. die Tropfen wirken als bewegliche Flammenhalter;
3. die Flammen in einer Sprayverbrennung können eine Kombination von Diffusionsflammen und Randflammen darstellen und somit fett- und mager-vorgemischte sowie diffusive Flammenzweige aufweisen;
4. die allgemeinen Verdunstungs-, Reaktions- sowie Energiefreisetzungsraten sind großteils durch Zwei-Phasen Prozesse wie Verdunstung bestimmt;
5. die Flammentypen sind durch die Eigenschaften der Tropfen und deren Entfernung zueinander bestimmt;
6. die Art der Flammen (Diffusions(Hüllen)- oder Rand(Nachlauf)-Flammen ist durch eine entsprechende Damköhler-Zahl bestimmt.

Eine Formel zur Berechnung der **Flammgeschwindigkeit in ruhenden Sprays** wurde von Ballal und Lefebvre [27] vorgeschlagen und unter atmosphärischen Bedingungen mit realen Brennstoffen von Myers und Lefebvre [154] validiert:

$$S_L = \kappa_g \left[ \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f D_{32}^2}{8C_1 \rho_g \ln(1 + B_M)} + \frac{\kappa_g^2}{S_{L,g}^2} \right]^{-0,5}, \quad (2.8.40)$$

wobei  $C_3 = \frac{D_{30}}{D_{32}}$  und  $C_1 = \frac{D_{20}}{D_{32}}$  sind und  $\Omega$  den Massenanteil des gasförmigen zum gesamten Brennstoff darstellt.

Neophytou und Mastorakos [158] haben eine eindimensionale Simulation der laminaren Flammgeschwindigkeit in Sprays unter atmosphärischen und subatmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Sie zeigen dabei einen Vergleich ihrer Berechnungen für n-Heptan mit dem Ergebnis der Gleichung 2.8.40. Die Ergebnisse stimmen nicht unter allen Bedingungen gut überein. Die Flammgeschwindigkeit in Sprays kann bei manchen Konfigurationen (zum Beispiel eine fette Mischung bei relativ großen Tropfen [158]) höher als eine entsprechende Flammgeschwindigkeit im Gas sein.

## 2.9 Zündung

Die einfachste und breiteste Definition der Zündung lautet wahrscheinlich „Die Zündung ist die Einleitung der Verbrennung“ (nach Babrauskas [17]). Diese Definition ist aber nicht eindeutig, da sie sich auf die „Verbrennung“ bezieht, die von diversen Wissenschaftlern und Autoren unterschiedlich definiert wird: Demidov: „Jede chemische Reaktion, die durch Wärmefreisetzung und Lichtemission begleitet ist“ [67]; Lewis und von Elbe: „Spontan beschleunigende chemische Reaktion mit großer Energiefreisetzung“ [141]; Fristrom: „Jede relativ schnelle exothermische chemische Reaktion in der Gas-Phase“ [85]; Griffiths und Barnard: „Stabile exothermische Reaktion“ [96]; Englischs Webster-Wörterbuch nach Turns: „Schnelle Oxidation, die nur Wärme oder Licht und Wärme generiert; auch, langsame Oxidation, bei der relativ wenig Wärme und kein Licht auftritt“

[223]. Je nach verwendeter Definition der Verbrennung ändert sich die Definition der Zündung. Auf die fehlende eindeutige Definition der Zündung wurde von Aggarwal in seinem Übersichtsartikel [7] aufmerksam gemacht. Unterschiedliche Arbeiten definieren das Einsetzen der Verbrennung mit einem Anstieg des Druckes, einem bestimmten Temperaturgradienten, einer sichtbaren Lichtemission, einer Chemilumineszenz der OH-Radikale, einer Erscheinung der Flamme in einer Hochgeschwindigkeitsphotographie oder mit noch anderen Methoden.

Außer einem Kriterium für den Einsatz der Verbrennung ist auch die Bestimmung der relevanten Raum- und Zeitskalen für eine erfolgreiche Zündung sehr wichtig. Diese Raum- und Zeitskalen werden ganz unterschiedlich bei der Sicherheitstechnik und bei der Energieerzeugung betrachtet. Scherzhaft dargestellt – es sei die Aufgabe, einen Grill zu zünden. Die Zündung kann nicht als erfolgreich eingestuft werden, wenn durch den Prozess das ganze Gartenhaus mitverbrannt wird. Ebenso wenig erfolgreich ist das Brennen eines einsamen Holzkohlestückes – so wird das Fleisch nie fertig gegrillt. Die Zündung sollte auch in angemessener Zeit stattfinden. Mit einem passenden Brennstoff und bei bestimmten Umgebungsbedingungen könnte man den Grill für ein paar Stunden in die pralle Sonne stellen – irgendwann kann die sogenannte Selbstzündung stattfinden. Dann sind aber die Gäste schon hungrig daheim – die Zündung war in diesem Fall zwar erfolgreich, aber für das beabsichtigte Ziel (das Grillen von Fleisch für die Gäste) nicht mehr relevant. Als Motivation für diese Arbeit gilt die Zündung des brennbaren Gemisches innerhalb einer Brennkammer (die sich häufig aus mehreren einzelnen Brennern zusammensetzt) in einem Flugzeugtriebwerk, das sich in großer Höhe im Flug befindet, in dem aus irgendwelchen Gründen die Flamme in der Brennkammer erloschen ist (das sogenannte „**altitude relight**“). Diese Zündung muss ohne Schäden am Triebwerk, am Flugzeug, oder an dessen Besatzung und Beladung erfolgen. Das bedeutet in der Praxis, dass die Zündung innerhalb einer kurzen Zeit erfolgen sollte, damit der Pilot nicht zu einem Sinkflug gezwungen wird (dies ist in der militärischen Anwendung eine häufige Praxis um den Druck und die Temperatur im Triebwerk für eine erfolgreiche Zündung zu erhöhen, kommt aber in der Fracht- und zivilen Luftfahrt nicht in Frage).

Weiterhin ist die so definierte Zündung ein mehrphasiger Prozess. Jede einzelne Phase der Zündung kann eigene relevante Raum- und Zeitskalen, sowie eigene, spezifische Kriterien zur Beurteilung des Zünderfolges haben. Im scherzhaften Beispiel ist das Zünden eines Grills so ein mehrphasiger Prozess. Die erste Phase stellt die Zündung einer Feuerzeug- oder Streichholz-Flamme dar (ohne die Finger zu verbrennen bzw. ohne das Feuerzeug zu Explosion zu bringen). Die zweite Phase ist das Zünden eines Grillanzünders in Form einer brennbaren Flüssigkeit oder eines Würfels aus Holz und Wachs. Die dritte Phase ist das Zünden der Holzkohle bzw. Kohlebriketts und das Ausbreiten der Flamme in das gesamte Volumen des im Grill vorhandenen Brennstoffs. Jede einzelne Phase ist durch eine andere Verbrennungsart sowie unterschiedliche Raum- und Zeitskalen charakterisiert. Die einzelnen Phasen der Triebwerkszündung wurden von Lefebvre [138] genannt:

1. die Generierung eines Flammenkerns;
2. die Propagation des Flammenkerns bzw. das Wachstum der Flamme;
3. die Stabilisierung der Flamme in einem Brenner;
4. das *Light-around*, das Zünden weiterer verbundener Brenner in einem Triebwerk.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Generierung und frühe Propagation eines Flammenkerns im Spray unter turbulenten Bedingungen. Im vorliegenden Kapitel werden die Grundlagen der Zündung vorgemischter Systeme beschrieben, gefolgt von bisherigen Erkenntnissen zur Zündung eines Tropfens und eines Sprays. Daraufhin folgen die Erkenntnisse zum Einfluss der Turbulenz auf die Zündvorgänge sowie die aktuellen Modellierungsansätze.

Für eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Grundlagen für die Zündung vorgemischter Systeme sei außerdem auf die Bücher von Spalding [214], Turns [223], Williams [236] und Glassman [91] verwiesen. Für die mehr praktischen und technischen Aspekte der Zündung in Flugzeugtriebwerken ist das Buch von Lefebvre und Ballal [138] empfehlenswert. Ein aktueller Übersichtsartikel zur Zündung von Tropfen wurde von Aggarwal [8] verfasst. Die klassischen Übersichtsartikeln zur Zündung von Sprays sind die von Aggarwal [7] sowie

Annamalai und Ryan [11]. Die neuesten Erkenntnisse im Bereich der Zündung nicht vorgemischter Flammen wurden von Mastorakos [148] zusammengefasst, gefolgt von seinem Übersichtsartikel ausschließlich zum Thema Fremdzündung von turbulenten Sprayflammen [149].

## 2.9.1 Grundlagen für vorgemischte Systeme

Technisch und historisch bedingt wird zwischen zwei Zündungsarten unterschieden:

1. Selbstzündung, wenn einer oder mehrere der Reaktanten bereits so eine hohe Temperatur haben, dass die chemischen Reaktionen schon bemerkbar auftreten. Eine charakteristische Größe zur Beschreibung dieser Art der Zündung ist die Zündverzugszeit. Die Zündverzugszeit ist die Zeit, in der die Verbrennung durch die Anreicherung der Reaktionsradikale (chemische Selbstzündung) oder durch die Erhöhung der Temperatur und dadurch der Reaktionsgeschwindigkeiten (das sogenannte „thermal runaway“) einsetzt. Diese Unterarten der Selbstzündung werden auch Ketten-Selbstzündung (chain spontaneous ignition) und thermische Selbstzündung (thermal spontaneous ignition) genannt (nach Glassman [91]).
2. Fremdzündung, wenn die Reaktanten in einem praktisch chemisch erstarrten Zustand vorhanden sind, und die Verbrennung durch eine externe Quelle (Wärme, Reaktionsradikale oder Katalysatoren) verursacht ist. Der entstandene Flammenkern muss genügend Energie besitzen, um eine darauffolgende Flammenfortpflanzung durch Selbstzündung zu gewährleisten (nach Mastorakos [149]). Eine charakteristische Größe zur Beschreibung dieser Art der Zündung ist eine minimale Zündenergie.

Diese obengenannte Unterteilung ist durchaus für die Erstellung einfacher Modelle und die Betrachtung vieler technischer Prozesse sinnvoll. Für kompliziertere Systeme kann die Zweckmäßigkeit solcher Unterteilungen in Frage gestellt werden.

Aggarwal [7] hat auf eine Gemeinsamkeit zwischen der Selbst- und Fremdzündung aufmerksam gemacht. Im Fall einer Selbstzündung können lokale Zündungsstellen identifiziert werden, die ähnlich einem Flammenkern im Fall von Fremdzündung funktionieren. Die Fremdzündung in einem Otto-Motor findet in einer teil-reagierten Mischung statt, was durch das inhärente Risiko des „Klopfens“ (definiert als Auftreten einer lokalen Selbstzündung im Zylinder) bestätigt werden kann. Diese beiden Tatsachen zeigen auf, dass Selbst- und Fremd-Zündung nicht weit auseinander liegen.

Einen weiteren Einblick in die nur begrenzte Trennbarkeit der Fremdzündung von der Selbstzündung gibt die Betrachtung der Erhaltungsgleichungen, insbesondere der Energieerhaltungsgleichung (hier nach Mastorakos [148]):

$$c_p \frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + c_p \frac{\partial (\rho u_i T)}{\partial x_i} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \sum_{K=1}^N h_K w_K + \rho D \frac{\partial T}{\partial x_i} \sum_{K=1}^N c_{p,K} \frac{\partial Y_K}{\partial x_i} + q_{sp} - q_{loss}. \quad (2.9.1)$$

Der Diffusionskoeffizient  $D$  ist für Darstellungszwecke als gleich für alle Stoffe angenommen,  $w_K$  ist ein Reaktionsquellterm,  $q_{sp}$  stellt die lokalisierte Fremdenergie und  $q_{loss}$  den volumetrischen Energieverlust dar. Für die Selbstzündung ist  $q_{sp} = 0$ , für die Fremdzündung ist  $q_{sp} \neq 0$  nur im begrenzten Raum und während kurzer Zeit.

Die Zündung beschreibt den Übergang von nicht-reagierender in eine reagierende Strömung. In Betrachtung der Selbstzündung und der Fremdzündung wird die Gleichung 2.9.1 entsprechend vereinfacht, und zum Beispiel für die Selbstzündung nur die zeitabhängigen Terme und der Reaktionsquellterm betrachtet. Bei einem akademischen Fall reiner Fremdzündung wäre der chemische Quellterm zum Zeitpunkt 0 gleich Null. Wie man sich anhand zuvor in diesem Kapitel beschriebener Beispiele gut vorstellen kann, kann nicht jeder Zündvorgang mit solchen Vereinfachungen korrekt dargestellt werden.

Die Untrennbarkeit der Fremd- und der Selbstzündung ist im Modell von Ballal und Lefebvre [26] angedeutet, das in dieser Arbeit weiterentwickelt wird. Der Zündprozess ist zwar wie eine Fremdzündung mit einer sogenannten „minimalen Zündenergie“ beschrieben, zur Herleitung dieser Energie dienen jedoch, ähnlich der Selbstzündung, die charakteristischen Zeiten: die Wechselwirkung der sogenannten Quenchzeit, der Verdunstungszeit und der chemischen Reaktionszeit (siehe Kapitel 2.10).

Die Bedingung für eine erfolgreiche Zündung im Fall der **thermischen Selbstzündung** wird durch eine Energiebilanz zwischen der Wärmefreisetzung im und dem Wärmetransport weg vom Verbrennungsvolumen definiert. Wenn die Wärmefreisetzung größer als der Wärmetransport weg vom Reaktionsvolumen ist, wird das Gemisch gezündet. Als Zündverzugszeit  $t_i$  ist die Zeit definiert, nach der die Mischung durch den Anstieg der Temperatur in einen schnell reagierenden Zustand (Verbrennung) übergeht. Dieser Übergang wird auch als thermisches Durchgehen (thermal runaway) bezeichnet.

Die analytischen Grundlagen zum Konzept thermischer Selbstzündung wurden zuerst von Semenov und Frenkel [202] sowie Zeldowitsch und Frank-Kamenetzki [247, 248] ausgearbeitet. Für eine detaillierte Herleitung sei auf die Quellliteratur und die Textbücher (z.B. Glassman [91]) verwiesen.

Die meisten experimentellen Arbeiten beschreiben die Zündverzugszeiten in der Form (nach Aggarwal [7]):

$$t_{ign} = A e^{\frac{E}{RT}} [Fuel]^a [Oxygen]^b, \quad (2.9.2)$$

wo  $A$ ,  $a$  und  $b$  die experimentell bestimmten Konstanten darstellen.

Die Bedingung für eine erfolgreiche Zündung im Fall der **chemischen Selbstzündung** basiert auf dem Verhältnis der Geschwindigkeiten der Kettenverzweigungsreaktionen  $k_b$  zu den Abbruchreaktionen  $k_t$ . Für eine erfolgreiche Zündung muss die Bedingung  $k_b > k_t$  erfüllt werden und die Formel für die Zündverzugszeit hat die Form:

$$t_{ign} = \frac{\text{const}}{k_b - k_t}. \quad (2.9.3)$$

Die analytische Entwicklung dieses Konzeptes stammt von Semenov und Frenkel [202] sowie Hinshelwood [103] und wurde von Zeldowitsch et al. zusammengefasst [246]. Eine detaillierte Ausarbeitung ist auch im Buch von Glassman [91] enthalten.

Die **Fremdzündung** wird meistens mit einem Konzept der minimalen Zündenergie (*MIE* - minimum ignition energy) beschrieben. Experimentelle Arbeiten bestätigen die Existenz eines solchen minimal erforderlichen Energieeintrags. Es wurde auch gezeigt, dass ein durch die Fremdenergie erzeugter Flammenkern einen Durchmesser in der Größenordnung der Flammendicke haben muss, damit die Zündung erfolgt.

Die analytische Betrachtung des Konzeptes einer minimalen Zündenergie basiert auf der Voraussetzung, dass die externe Wärmequelle das gezündete Volumen so weit erhitzen muss, bis die Energiefreisetzung in diesem Volumen den Wärmetransport aus diesem Volumen übersteigt. Das Ergebnis solch einer analytischen Überlegung hängt von den getroffenen Annahmen und Vereinfachungen ab. Im Folgenden wird ein Beispiel einer solchen Analyse dargestellt.

Bei folgenden Annahmen und Vereinfachungen:

1. der Prozess wird als stationär betrachtet;
2. die Energie ist verlustfrei zum Erwärmen des Zündvolumens bis zur adiabatischen Flammentemperatur aufgebraucht;
3. das gesamte (sphärische) Zündvolumen besitzt im Moment der Zündung eine gleichmäßige Temperatur, gleich der adiabatischen Flammentemperatur;
4. die Dissoziation wird nicht berücksichtigt;
5. die Wärmeverluste finden nur aufgrund der Wärmeleitung (Konduktion) statt;
6. die Zündung findet in einphasiger, stöchiometrisch vorgemischter Mischung statt;

lässt sich wie folgt die minimale Zündenergie bestimmen.

Die zugeführte Energie beträgt:

$$Q_{sp} = V_{crit} \rho_{AB} c_p (T_{AB} - T_0) = \frac{4}{3} \pi R_{crit}^3 \rho_{AB} c_p (T_{AB} - T_0) \quad (2.9.4)$$

wobei  $V_{crit}$  und  $R_{crit}$  das gesuchte Volumen bzw. den Radius darstellen, für die die gestellte Zündbedingung erfüllt ist.

Die Wärmeverluste durch die Konduktion betragen:

$$Q_{loss} = \lambda 4\pi R (T_{AB} - T_0). \quad (2.9.5)$$

Die im Volumen freigesetzte Energie beträgt:

$$Q_R = \dot{q}_R V = \dot{q}_R \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (2.9.6)$$

Gleichsetzung der Wärmeverluste (Gleichung 2.9.5) und der freigesetzten Energie (Gleichung 2.9.6) und die Lösung nach  $R$  ergibt den gesuchten kritischen Radius  $R_{crit}$ :

$$R_{crit} = \sqrt{\frac{3\lambda (T_{AB} - T_0)}{\dot{q}_R}}. \quad (2.9.7)$$

Das Einsetzen von  $R_{crit}$  aus der Gleichung 2.9.7 in die Gleichung 2.9.4 ergibt die gesuchte minimale Zündenergie:

$$Q_{sp} = MIE = \frac{4}{3} \pi \left( 3 \frac{\lambda}{\dot{q}_R} \right)^{\frac{3}{2}} (T_{AB} - T_0)^{\frac{5}{2}} \rho_{AB} c_p. \quad (2.9.8)$$

Der **kritische Durchmesser**  $d_{crit} = 2R_{crit}$  aus der Gleichung 2.9.4 wird oft dem **Löschabstand** (auch Quenchdistanz) gleichgesetzt. Die beide Größen sind mit ungefähr gleichem Faktor proportional zur Flammendicke. Weil die Unterschiede meistens sehr klein sind und weil man zum Löschabstand experimentelle Werte hat, ist die Gleichsetzung meistens korrekt und wird praktiziert. Die beiden Terme

beschreiben jedoch zwei unterschiedliche physikalische Größen und es gibt Fälle, wo die Gleichsetzung nicht korrekt ist.

Der Löschabstand  $d_q$  ist ein Kriterium der Stabilität von Flammen. Er beschreibt den maximalen Durchmesser eines Rohres, durch das immer noch keine Flamme propagieren kann. Dieser Wert ist durch die Eigenschaften des Rohres beeinflusst und kann analytisch nicht bestimmt werden (nach Glassman [91]).

Der kritische Durchmesser  $d_{crit}$  beschreibt die Größe eines Volumenelementes, welches zur adiabatischen Flammentemperatur erhitzt werden muss, um eine erfolgreiche Zündung zu gewährleisten.

Im Fall der Fremdzündung mit einem Funken gibt es einen optimalen Abstand der Elektroden für die minimale Zündenergie. Dieser Abstand entspricht dem Löschabstand, und in diesem Fall gilt  $d_q = d_{crit}$ . Wenn die Elektroden einen anderen Abstand haben oder keine „minimale“ Zündenergie gesucht wird (wie z.B. bei den turbulenten Mischungen), wird die benötigte Zündenergie größer und es gilt im Allgemeinen  $d_{crit} > d_q$ . Sowohl ein nicht optimaler Abstand der Elektroden als auch eine Messung in turbulenten Mischungen treffen in der vorliegenden Arbeit zu, somit sollten aus dieser Arbeit gewonnenen Messergebnisse nicht auf Löschabstände zurückgeführt werden.

## 2.9.2 Zündung eines Tropfens

Die Zündung eines Tropfens kann nach Law [134] durch einen Übergang von verdunstungs- und kinetikbestimmten Prozessen zu diffusionsbestimmter Verbrennung definiert werden. Ein alternatives Kriterium wurde von Faeth und Olson [78] vorgeschlagen, nämlich das Erreichen einer kritischen Konzentration der Radikale in der Gasphase. Die beiden Kriterien können miteinander konkurrieren, was nach Law [135] durch die Existenz von zwei Verzugszeiten in der Zündung eines Tropfens ausgedrückt ist: *physikalische Verzugszeit* – verursacht durch die Verdunstung und Erhitzung des Tropfens; *chemische Verzugszeit* – verursacht durch die Kinetik der chemischen Reaktionen. Law hat in einer seiner ersten

Arbeiten [134] auf die Existenz der kinetisch kontrollierten (bei niedrigen Umgebungstemperaturen) und durch die Erhitzung des Tropfens kontrollierten (bei höheren Umgebungstemperaturen) Bereiche hingewiesen.

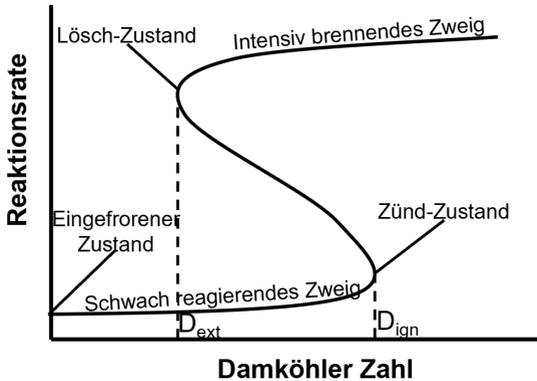
Für die **quasi-stationäre** Betrachtung der Tropfenzündung wird das **QSDI Modell** (Quasi-Steady Analysis of Droplet Ignition) verwendet. Seine Annahmen sind praktisch mit den Annahmen aus dem Godsave-Spalding-Gesetz (siehe Kapitel 2.6) identisch, mit dem Unterschied der Berücksichtigung einer 1-Schritt chemischen Reaktion mit endlicher Geschwindigkeit. Basierend auf der Arbeit von Liñán [142] hat Law [131] das Zündungsmodell und die bekannte S-Kurve (siehe Abbildung 2.16) hergeleitet. Das Hauptmerkmal dieses Modells ist die Existenz von Damköhler-Zahlen, die als eine Bedingung für die Zündung ( $Da_{ign}$ ) und das Erlöschen ( $Da_{ext}$ ) eines Tropfens gelten. Die Zündung wird erfolgen, wenn folgende Bedingung erfüllt ist (nach Aggarwal [8]):

$$Da > Da_{ign} = \frac{AM_f^{1-a_f}}{\frac{\lambda_\infty}{c_{p\infty}} M_0^{a_o}} \left( \frac{pc_p}{RH_S} \right)^{a_o+a_f} \frac{Y_{o,\infty}^{a_o} e^{-\frac{T_a}{T_\infty}} (mr_d)^2}{\left( \frac{c_p T_\infty}{H_S} \right)^{a_o+a_f} \left( \frac{c_p T_\infty^2}{T_a H_S} \right)^{3-a_f}}, \quad (2.9.9)$$

worin  $A$  den vorexponentiellen Faktor aus der Arrhenius-Gleichung bezeichnet,  $a_o$  und  $a_f$  sind die Sauerstoff- und Brennstoffexponenten.

Die Damköhler Zahl ist in diesem Fall als Verhältnis der charakteristischen Zeit der Strömung zur charakteristischen Zeit der Reaktion definiert. Für die detaillierte Ausarbeitung des Damköhler-Zahl-Kriteriums in seiner originalen Form sei auf die Arbeiten von Law [131, 134] verwiesen. Auf die Ausarbeitung der Form von Aggarwal sowie auf die Literaturverweise zu erweiterten QSDI Modellen sei auf den Übersichtsartikel von Aggarwal [8] verwiesen.

Das wahrscheinlich erste Modell für die **instationäre** Betrachtung der Tropfenzündung mit einer Ein-Schritt-Chemie wurde von Nioka et al. [163] kreiert. Zu den nennenswerten Modellen mit einer Mehr-Schritt-Chemie gehört die Arbeit von Tanabe et al. [218]. Sie sagt voraus, untersucht experimentell und beweist das Auftreten von Niedrig-Temperatur-Reaktionen im Fall der Tropfen, was zu einer



**Abbildung 2.16:** Charakteristische S-Kurve, die alle möglichen Formen von Tropfenvergasung darstellt, inklusive reiner Verdunstung ( $Da \sim 0$ ), Zündung ( $Da = Da_{ign}$ ), reiner Verbrennung ( $Da = \infty$ ) und Erlöschen ( $Da = Da_{ext}$ ). Die Damköhler-Zahl ist als Verhältnis der charakteristischen Zeit der Strömung zur charakteristischen Zeit der Reaktion definiert (nach Law [134]).

Zwei-Etappen-Zündung führte. Das Auftreten einer Niedrig-Temperatur-Flamme bei Verbrennung eines Tropfens wurde erst später gezeigt (siehe Kapitel 2.8.2).

Die Zwei-Etappen-Zündung resultiert aus den im Kapitel 2.8.2 erwähnten konkurrierenden Reaktionspfaden. Unter bestimmten Bedingungen findet zuerst eine sogenannte „erste Zündung“ statt, und der Tropfen brennt mit einer Niedrig-Temperatur-Flamme. Erst im Anschluss (und nur unter bestimmten Bedingungen) erfolgt eine endgültige Zündung. Mehr Einzelheiten zu diesem Thema sind im Übersichtsartikel von Aggarwal zu finden [7].

### 2.9.3 Zündung eines Sprays

Der aktuelle Wissensstand zur Zündung von Sprays ist in den Übersichtsartikeln von Annamalai und Ryan [11], Aggarwal [7] und Mastorakos [148, 149] enthalten. In diesem Kapitel enthaltene Informationen sind diesen Werken entnommen, wenn nicht anders verwiesen.

Ähnlich wie bei der Verbrennung von Sprays (Kapitel 2.8.2) kann die Zündung von Tropfen, einer Tropfenwolke (nur ein Teil des gesamten Sprays) oder des gesamten Sprays erfolgen. Die  $G$ -Zahl (Gleichung 2.8.39) kann zur Bestimmung dieser Zündmodi verwendet werden.

Experimentelle und numerische Untersuchungen zeigen, dass es auch bei monodispersen Sprays einen optimalen Tropfendurchmesser und ein Äquivalenzverhältnis für eine minimale Zündenergie bzw. eine minimale Zündverzugszeit gibt. Die Erklärung für den optimalen Tropfendurchmesser ist im Prinzip die gleiche wie bei der Zündung eines Tropfens – die großen Tropfen benötigen zu viel Energie für ihre Erhitzung. Zu kleine Tropfen verdunsten zu schnell im Vergleich zu den nötigen Reaktionszeiten, sodass die günstigste (nahe-stöchiometrische) Mischung nicht lange genug der heißen Umgebung ausgesetzt ist. Aus der Erklärung für die kleinen Tropfen folgt eine weitere, experimentell bestätigte Erkenntnis – die Zündung kleiner Tropfen ist mehr durch die chemische Kinetik kontrolliert; die Zündung großer Tropfen ist durch die Verdunstung der Tropfen bestimmt.

Für polydisperse Sprays gibt es unterschiedliche Erkenntnisse bei der Bestimmung, welcher repräsentative Durchmesser das Verhalten des Sprays bei der Zündung am besten abbildet. Während zum Beispiel Ballal und Lefebvre [26] sowie Dietrich et al. [68] den Sauterdurchmesser  $D_{32}$  verwenden, zeigen Aggarwal und Sirignano [10], dass der Durchmesser  $D_{20}$  besser das Zündverhalten des Sprays abbildet. Dies wurde auf die unterschiedlichen Zündkriterien zurückgeführt – die Modellierung (Aggarwal und Sirignano [10]) nutzt das thermische Durchgehen als Zündkriterium – d.h. die Generierung eines Flammenkerns; die experimentellen Arbeiten (Ballal und Lefebvre [26] sowie Dietrich et al. [68]) nutzen den sichtbaren Fortschritt der gezündeten Flamme – d.h. die Propagation eines Flammenkerns. Weil für ein gegebenes Spray  $D_{20} \leq D_{32}$  gilt, bedeutet das im Umkehrschluss, dass die kleineren Durchmesser die Generierung eines Flammenkerns besser abbilden.

Diese und andere Fragen wurden im mathematischen Modell für Zündung polydispersen, monokomponenten Sprays von Kats und Greenberg [119] analysiert (siehe Kapitel 2.9.5 für eine kurze Beschreibung des Modells).

Es wurden drei Sprays mit gleichem  $D_{32}$  und drei Sprays mit gleichem  $D_{20}$ , aber mit jeweils unterschiedlicher Tropfengrößenverteilung (monodispers, bidispers und polydispers), untersucht. Es hat sich gezeigt, dass die Verteilung der Tropfengrößen einen bedeutenden Einfluss auf die Zündtemperatur hat. Die kleineren Tropfen im Spray beschleunigen die Verdunstung direkt nach der Zuführung der Energie und begünstigen das Zündverhalten (als Zündbedingung wurde hier, ähnlich wie bei der Modellierung von Aggarwal, das thermische Durchgehen definiert). Der Einfluss des verwendeten Durchmessers ( $D_{32}$  oder  $D_{20}$ ) bei der Bestimmung der Zündtemperatur ist dabei marginal.

Der Anteil kleiner Tropfen beeinflusst vor allem die Dynamik der Verdunstung in den Zeiten bis 1 – 2 ms nach Erhöhung der Wandtemperatur. In dieser Zeit wurden die Unterschiede von bis zu 60% der Masse an verdunstetem Brennstoff festgestellt. Weil die Zeit für die Erhitzung der Tropfen in diesem Modell vernachlässigt worden ist, kann dieser Unterschied vor allem für die größeren Tropfen noch größer ausfallen. Die Zeit von 2 ms entspricht dem Zeitrahmen für die Generierung eines Flammenkerns definiert in dieser Arbeit.

Das ist eine sehr wichtige Erkenntnis, die eigentlich besagt, dass weder  $D_{32}$  noch  $D_{20}$  ausschlaggebend für das Verhalten des Sprays bei der Generierung des Flammenkerns sind. Vielmehr ist es der Anteil an kleinsten Tropfen im Spray, welcher die Verdunstung und dadurch den Zündprozess in den ersten Millisekunden nach der Energiezufuhr bestimmt. Es liegt die Vermutung nahe, dass eher ein repräsentativer Durchmesser, wie zum Beispiel  $D_{0,1}$ , für die Bestimmung der Zündenergie zur Generierung eines Flammenkerns besser geeignet wäre.

Aggarwal und Sirignano [10] haben weiterhin gezeigt, dass der Einfluss leichtflüchtiger Komponenten bei der Zündung von Mehrkomponentensprays von großer Bedeutung ist. Grund dafür ist die schnellere Verdunstung der leichtflüchtigen Komponente, was zu schneller Verfügbarkeit einer brennbaren Mischung führt. Hiermit überein stimmt die Erkenntnis, dass der von ihm verwendete  $D_{20}$  Durchmesser besser die Generierung eines Flammenkerns beschreibt als der normalerweise verwendete  $D_{32}$ , der besser die Propagation des Flammenkerns abbildet (nach

Aggarwal [7]). Dieses würde bedeuten, dass bei der Generierung eines Flammkerns die verfügbare Oberfläche wichtiger als das Gesamtvolumen des Brennstoffs ist. Je größer die Oberfläche, desto schneller verdunsten die leichtflüchtigen Komponenten der Tropfen in der ersten Phase der Tropfenerhitzung. Der Einfluss von leichtflüchtigen Komponenten ist bei kleineren Tropfen nicht so ausgeprägt, weil ihre Zündung mehr kinetisch bestimmt ist.

Der Einfluss des Druckes auf die Sprayzündung ist ausführlich im Kapitel 4.4 des Übersichtsartikels von Aggarwal [7] und im Kapitel 4.1 des Übersichtsartikels von Mastorakos [149] beschrieben. Zu berücksichtigen sind Einflüsse in drei Bereichen:

1. Dynamik sowie Verdunstung von Tropfen/Spray – z.B. die Reduzierung des Druckes verschlechtert die Zerstäubung, was zu größeren Tropfen führt; die Verdunstung ist durch das erhöhte Verhältnis des Sättigungsdampfdrucks zum Umgebungsdruck beschleunigt;
2. Transporteigenschaften bezüglich Energie- und Stoffübertragung – z.B. die Reduzierung des Druckes erhöht die laminare Flammgeschwindigkeit;
3. Einfluss auf die Reaktionsgeschwindigkeiten und die Reaktionsmechanismen – z.B. ein möglicher Übergang in den Bereich von Niedrig-Temperatur-Flammen.

Ein phänomenologisches Modell zur Bestimmung der minimalen Zündenergie eines Mehrkomponenten-Sprays wurde von Ballal und Lefebvre [26] vorgeschlagen. Es berücksichtigt die Eigenschaften des Brennstoffes, die Eigenschaften des Sprays sowie die Umgebungsbedingungen inklusive der Strömungseigenschaften mit der Turbulenz, um eine minimale Zündenergie zu berechnen. Das Modell wurde auch bei Temperaturen  $\leq 293$  K und Drücken  $\leq 1$  bar experimentell validiert. Die Einzelheiten des Modells werden im Kapitel 2.10 ausführlich beschrieben.

Das einzige alternative Modell von Peters und Mellor [150, 169] betrifft nur ruhende Sprays ohne Berücksichtigung der chemischen Reaktionszeiten und ist dem Modell von Ballal und Lefebvre sehr ähnlich.

Eine Zwei-Phasen-Zündung durch das Auftreten von Niedrig-Temperatur-Verbrennung ist beim Spray, ähnlich wie bei einem Tropfen, präsent (nach Aggarwal [7]).

## 2.9.4 Einfluss der Turbulenz auf die Zündung

Der Einfluss der Turbulenz auf die Zündung nicht vorgemischter Flammen wurde in zwei Übersichtsartikeln von Mastorakos gründlich beschrieben. Der frühere Artikel aus dem Jahr 2009 [148] ist mehr allgemein gehalten, wohingegen der zweite aus dem Jahr 2017 [149] mehr spezifisch auf die neuesten Erkenntnisse zum Thema Fremdzündung von turbulenten Sprayflammen eingeht. In diesem Unterkapitel enthaltene Betrachtungen stammen vorwiegend aus diesen Übersichtsartikeln, wenn nicht anderweitig verwiesen wird.

Eine wichtige Voraussetzung bei der Betrachtung der Zündung turbulenter Flammen ist zunächst das Erkennen der stochastischen Natur dieses Phänomens. Dieses ist durch die bei der Turbulenz inhärenten Instabilitäten bzw. die zeitlichen Schwankungen der Strömung verursacht. Deswegen stellen die Größen, die die Zündung quantifizieren, nur selten absolute Werte dar. Vielmehr sind sie als Mittelwerte, Wahrscheinlichkeiten oder die Werte für eine bestimmte Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer Zündung gegeben.

Die sogenannte „minimale Zündenergie“  $MIE$  ist zum Beispiel als eine Energie definiert, bei der die Zündung mit 50% Wahrscheinlichkeit vorkommt (und nicht als eine sprichwörtliche minimale Energie, bei der eine Zündung überhaupt vorkommen kann).

Bei der Betrachtung der Zündwahrscheinlichkeit einer Mischung sind mehrere Größen zu unterscheiden:

- **F - Brennbarkeitsfaktor** (flammability factor) - definiert als die Wahrscheinlichkeit, eine brennbare Mischung in der unmittelbaren Nähe des Zündfunken zu finden (nach Birch et al. [32]).
- $P_{ker}$  - die Wahrscheinlichkeit, einen **Flammenkern** zu generieren.

- $P_{ign}$  - die Wahrscheinlichkeit, eine ganze **Flamme** zu erzeugen.

Interessanterweise kann  $P_{ker}$  sowohl kleiner als auch größer als  $F$  sein. Der Fall von  $P_{ker} < F$  kann zum Beispiel bei kleinen Funkenenergien vorkommen, wenn die vorhandene Energie zur Zündung der gegebenen Mischung nicht ausreicht. Der Fall von  $P_{ker} > F$  kann bei großen Funkenenergien durch ein sogenanntes „spark overdrive“ vorkommen (nach Bradley und Lung [40]). Der „spark overdrive“ beschreibt das Verwenden von sehr großen Funkenenergien, sodass eine Flamme durch die Diffusion der Wärme oder der Radikale lange nach dem Erlöschen des Funkens und in großer Entfernung vom gezündeten Volumen initiiert werden kann.

Es gilt  $P_{ign} \leq P_{ker}$ . Der Unterschied zwischen den beiden Größen hängt von den Strömungseigenschaften und der betrachteten Geometrie ab. Natürlich können unterschiedliche  $P_{ign}$  definiert werden, z.B. für das Zünden einer Flamme mit 1 cm Durchmesser, für die Propagation eines Flammenkerns an einer bestimmten Stelle in der Rezirkulationszone, für die Zündung eines Brenners oder für die Zündung aller Brenner in einem Triebwerk.

Die Quantifizierung des Turbulenzeinflusses auf die Zündung stellt kein geringes Problem dar. Man versucht zum Beispiel, die Abhängigkeit der Zündenergie von der Turbulenzintensität bzw. der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und von den turbulenten Längenskalen zu finden. Die erhöhte turbulente Schwankungsgeschwindigkeit kann die Zündung einerseits erschweren, weil der Wärme- und Stofftransport aus dem Zündvolumen beschleunigt wird, andererseits wirkt sich die Erhöhung der Flammengeschwindigkeit durch den turbulenten Austausch positiv auf die Zündung aus. Horstmann [107] gibt in seiner Korrelation für die Zündenergie turbulenter gasförmiger Gemische eine Abhängigkeit:

$$E_{ign} \propto \left( \frac{u'}{l_t} \right)^{\frac{9}{2}} \quad (2.9.10)$$

an. Sie berücksichtigt den positiven Einfluss der turbulenten Flammengeschwindigkeit auf den Zündprozess nicht. Das numerische Modell von Horstmann dagegen berücksichtigt die Erhöhung der Stoff-Diffusion durch die Turbulenz. Ballal und

Lefebvre (siehe Kapitel 2.10) sehen ebenfalls den Einfluss von  $u'$  auf die Erhöhung der Zündenergie vor. Dieser negative Einfluss ist durch die Erhöhung der Flammengeschwindigkeit gemildert. Beide Modelle enthalten empirische Konstanten zur Anpassung der Messdaten an die Berechnung der Zündenergie, was auf die Lücken im Verständnis der Zündung unter turbulenten Bedingungen hinweist.

## 2.9.5 Modellierung der Zündung

Die Ansätze zur Modellierung der Sprayzündung wurden in den Übersichtsartikeln von Aggarwal [8] und Mastorakos ([148] Kapitel 2.6 für die Selbstzündung und [148] Kapitel 3.5 sowie [149] Kapitel 5 für die Fremdzündung) zusammengefasst.

Im Allgemeinen kann zwischen vereinfachenden Modellen zur schnellen Berechnung, der mathematischen Modellierung mit möglichst wenigen Vereinfachungen und aufwändigeren numerischen Simulationen unterschieden werden.

Zu den vereinfachenden Modellen gehören zum Beispiel die Berechnung einer kritischen Damköhler-Zahl  $Da_{ign}$  (wie in der Gleichung 2.9.9) für die Selbstzündung, einer minimalen Zündenergie für strömendes Spray nach Ballal und Lefebvre (siehe Kapitel 2.10), oder die Bestimmung der Art der Sprayzündung mit der  $G$ -Zahl (Gleichung 2.8.39).

Für die mathematische Modellierung sei unter anderen an die Arbeiten von Aggarwal [6, 9, 10], Han und Chen [98] (Einfluss der Tropfenverdunstung auf die Spray-Zündung) sowie Kats und Greenberg [119] verwiesen.

Bei den numerischen Simulationen müssen für die einzelnen Phasen der Zündung unterschiedliche Methoden verwendet werden. Grund dafür ist die Komplexität des Zündprozesses sowie die unterschiedlichen Zeit- und Raumskalen zwischen den unterschiedlichen Phasen der Zündung.

Die erste Phase der Zündung – Generierung eines Flammenkerns – kann mit einer DNS-Simulation, wie z.B. von Neophytou et al. [159], untersucht werden. Die DNS-Simulationen können jedoch keine Aussagen über eine minimale Zündenergie

von Sprays machen. In der zitierten Arbeit wurde die Verbrennung mit einem sphärischen Gasvolumen bei einer Temperatur von  $T = 4400\text{ K}$  initiiert. Der Durchmesser dieses Volumens wurde aus dem Modell von Ballal und Lefebvre [26] berechnet.

Die LES-Simulationen scheinen anhand der erzielten Ergebnisse eine gute Methode zur Analyse der Flammenausbreitung in einem Brenner zu sein. Diese Simulationen nehmen eine erfolgreiche Generierung des Flammenkerns an. Sie erfordern ferner eine große Rechenleistung, und zudem erfordert das Erfassen der Stochastizität mehrere LES-Simulationen pro Fall (nach Mastorakos [149]).

Eine numerisch einfachere Strategie wurde von Wilson et al. vorgeschlagen [237] und von Neophytou et al. weiterentwickelt [160]. Der Hauptansatz besteht im ersten Schritt aus der Berechnung der reaktionsfreien Strömung in der untersuchten Geometrie (z.B. die Strömungs- und Spray-Eigenschaften). Im zweiten Schritt wird untersucht, ob das Zünden in einer bestimmten Position zum Erfolg führen kann oder nicht. Dazu wird die Domäne in eine aus numerischer Sicht vertretbare (relativ kleine) Anzahl von Volumenelementen geteilt. Ein Teil der Volumenelemente wird am Anfang in einen „gezündeten“ Zustand versetzt. Die gezündeten Volumenelemente generieren einen „Flammenpartikel“ der sich entsprechend der im ersten Schritt berechneten Strömungseigenschaften bewegt. Der Flammenpartikel kann jederzeit erlöschen – dies wird anhand eines auf der Karlovitz-Zahl basierenden Kriteriums überprüft (Gleichung 2.9.11). Sobald der Flammenpartikel ein benachbartes Volumenelement erreicht, wird er in einen verbrannten Zustand versetzt und generiert einen neuen Flammenpartikel. Im Laufe der Simulation wird der Anteil der verbrannten Volumenelemente als Funktion der Zeit dargestellt. Das finale Ergebnis ergibt sich aus dem Anteil der verbrannten Elemente – wenn mehr Elemente als eine bestimmte Grenz-Anzahl verbrannt werden, gilt der Versuch als erfolgreich. Diese Methode ist nicht besonders genau, liefert jedoch schnell eine

Abschätzung des Zündverhaltens eines komplizierten Brenners (nach Mastorakos [149]).

$$\text{Ka}_p > \text{Ka}_{crit}; \quad \text{Ka}_p = 0,157 \left( \nu \frac{(u'_p)^3}{l_t} \right)^{1/2} \frac{1}{S_L^2} \quad (2.9.11)$$

wobei  $\text{Ka}_{crit} = 1,5$  für vorgemischte Flammen gesetzt wird. Sie kann aber an die experimentellen Ergebnisse angepasst werden, wobei  $u'_p = (2/3k)^{1/2}$  und die laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  nach Erkenntnissen von Neophytou und Mastorakos [158] berechnet wird.

## 2.9.6 Einfluss des Funkens auf die Zündung

Die Präsenz eines Funkens bei der Zündung bewirkt nicht nur die Abgabe der benötigten Zündenergie. Das Entstehen eines Funkens wurde im Kapitel 2.2 beschrieben und die Einflüsse auf den Zündprozess eines Sprays können wie folgt sein:

1. die zur Erzeugung eines Funkens benötigten Elektroden leiten die Wärme vom Gas ab;
2. das Entstehen eines Funkens verursacht eine lokale Expansion des Gases mit Überschallgeschwindigkeit (der laute Knall beim Entstehen des Funkens), was zu weiterer Zerstäubung der Tropfen in der Nähe des Funkens führen kann. Die Transportprozesse beim Entstehen eines Funkens im Spray sind bis jetzt nicht gut untersucht;
3. die hohe Temperatur innerhalb des Funkens führt zur Ionisierung des Gases mit sehr hohen Temperaturen des entstehenden Plasmas. Der Einfluss dieser Ionisierung und dabei entstandener Radikale auf die chemischen Reaktionen und die Verbrennung im Allgemeinen ist im Übersichtsartikel von Ju und Sun [114] enthalten.

## 2.10 Das Modell von Ballal und Lefebvre

Das Modell von Ballal und Lefebvre [26] (im Folgenden als BL-Modell bezeichnet) ist nach Mastorakos [148] das einzige empirisch-analytische Modell zur Berechnung einer minimalen Zündenergie von polydispersen Mehrkomponenten-Sprays. Die mit Hilfe dieses Modells errechnete Energie wird bis heute als Grundlage zur Berechnung des Durchmessers des Flammenkerns in die DNS-Simulationen der Zündung verwendet (wie in Neophytou et al. [159]).

Das von Ballal und Lefebvre [26] vorgestellte Modell für heterogene, strömungs-behaftete Mischungen basiert auf den früheren Arbeiten für strömende gasförmige Mischungen (Ballal und Lefebvre [22]), für ruhende heterogene Mischungen (Ballal und Lefebvre [23]) sowie auf den experimentellen Daten für heterogene, strömende Mischungen bei subatmosphärischen Drücken (Ballal und Lefebvre [24]). Das Modell wurde auch in gekürzter Form im Buch von Lefebvre und Ballal [138] beschrieben.

Die Beschreibung der Messmethodik für die Herstellung des Datensatzes zur Validierung des Modells ist unter anderem im Artikel von Rao und Lefebvre [182] dargestellt. Die Zündung wird dabei mit bloßem Auge beobachtet und jede erfolgreiche Zündung wird dieser Publikation zufolge mit einem hörbaren Knall und einer sichtbaren Flamme in der Abgasleitung begleitet. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass die Energie für eine Flammenkernpropagation bestimmt wurde und dass das Modell auf diese Energie kalibriert ist.

Im Folgenden werden die Grundlagen des Modells sowie die verkürzte Herleitung der verwendeten Größen dargestellt, weil die Diskussion der in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse auf der Grundlage dieses Modells diskutiert werden.

### 2.10.1 Mindestzündenergie

Die **Zündenergie im Modell** wurde – wie in der Betrachtung für vorgemischte Systeme (Gleichung 2.9.4) – nach der Gleichung 2.10.1 definiert:

$$\text{MIE} = c_p \rho \Delta T (\pi/6) d_{crit}^3, \quad (2.10.1)$$

worin anstatt eines kritischen Radius  $R_{crit}$  ein kritischer Durchmesser  $d_{crit} = 2R_{crit}$  eingesetzt wird. Im Modell wird dieser Durchmesser als Löschabstand  $d_q$  bezeichnet.

Anders als im Fall von ruhenden, vorgemischten Mischungen kann diese Zündenergie nicht eine „minimale“ Zündenergie darstellen (siehe Kapitel 2.9.4). Vielmehr ist es eine Energie, bei der die Zündung mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit vorkommt. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass dieser Fakt in keiner der zitierten Arbeiten von Ballal und Lefebvre berücksichtigt wurde.

Es werden zwei Fälle unterschieden:

1. Zumindest ein Teil des Brennstoffs ist in Form von Tropfen vorhanden. Aufgrund der Tatsache, dass die Zündung von verdunstenden Mischungen in der Nähe einer stöchiometrischen Mischung erfolgt, sollte der Funkenkern bis zur stöchiometrischen Flammentemperatur erhitzt werden:

$$\text{MIE} = c_{p,a} \rho_a (T_{st} - T_0) (\pi/6) d_{crit}^3. \quad (2.10.2)$$

Die stöchiometrische Flammentemperatur  $T_{st}$  bedeutet in diesem Fall eine adiabatische Flammentemperatur für eine stöchiometrische Mischung (ermöglicht durch die Verdunstung der Brennstofftropfen). Diese Form der Gleichung enthält folgende Vereinfachungen:

- Das Modell sieht für diesen Fall explizit die Verwendung der Werte von  $c_{p,a}$  und  $\rho_a$  (für reine Luft) vor. Dies ist nur dann völlig korrekt, wenn kein verdunsteter Brennstoff vor der Zündung vorhanden ist. Die im Kerosin Jet A-1 enthaltenen höheren Kohlenwasserstoffe haben höhere

Werte von  $c_p$  und  $\rho$  als die Luft, sodass die zunehmende Verdunstung des Brennstoffes zur Erhöhung der MIE führen würde. In vorliegender Arbeit ist vor der Zündung kein vorverdunsteter Brennstoff vorhanden, sodass diese Vereinfachung gerechtfertigt ist.

- Die für die Verdunstung des Brennstoffs benötigte Verdampfungsenthalpie wird nicht berücksichtigt. Das Vorhandensein einer stöchiometrischen Mischung während der Zündung erfordert zumindest eine partielle Verdunstung des vorhandenen Brennstoffs. Ein Entzug der Energie für die Verdunstung aus dem Funkenkern würde seine Abkühlung bedeuten, und die resultierende Temperatur wäre keine adiabatische Flammentemperatur mehr. Um die Zündenergie richtig darzustellen, sollte auf der rechten Seite der Gleichung 2.10.2 eine effektive Verdampfungsenthalpie  $h_{eff}$  nach der Gleichung 2.6.24 oder 2.6.27 hinzugefügt werden.

Das Vernachlässigen der Verdampfungsenthalpie ist beim verdünnten Spray gerechtfertigt – die Verdampfungsenthalpie unter den untersuchten Bedingungen ist drei Größenordnungen kleiner als die gemessene Zündenergie.

- Der Einfluss der Wärmekapazität der Tropfen kann korrekterweise vernachlässigt werden, weil die Wärmekapazität der Tropfen mehrere Größenordnungen kleiner als die gemessene Zündenergie ist.

2. Die Mischung ist gasförmig oder der Brennstoff völlig verdunstet. Der Funkenkern sollte zur adiabatischen Flammentemperatur erhitzt werden:

$$\text{MIE} = c_{p,g} \rho_g (T_{ad} - T_0) (\pi/6) d_{crit}^3 \quad (2.10.3)$$

Die adiabatische Flammentemperatur  $T_{ad}$  in der Gleichung 2.10.3 bezieht sich auf die vorhandene Mischung, die – im Gegenteil zur Situation im Punkt 1. – auch über- oder unterstöchiometrisch sein kann.

Die **Zündenergie MIE in den experimentellen Messungen** von Ballal und Lefebvre wurde nur in der Entladungsphase gemessen. Dieser Fakt wurde nicht genannt, lässt sich aber aus der Beschreibung der Messeinrichtung in Ballal und Lefebvre [22, 24] folgern – die dort beschriebene Konfiguration wäre nicht in der Lage, die Energie in der Durchbruchphase des Funkens zu messen (siehe Kapitel 3.3.1 und 3.3.2). Dies bedeutet, dass die gemessene Energie immer um einen gewissen Wert kleiner ist, als die tatsächlich abgegebene Funkenenergie.

Die gemessene MIE wurde nach Ballal und Lefebvre [22, 23] wie folgt bestimmt: „(...) the spark energy (*was*) gradually increased until the onset of ignition. (...)” – die Funkenenergie wurde schrittweise erhöht bis eine Zündung erfolgte. Die Größe der Schritte wurde nicht angegeben. Das bedeutet, dass keine Stochastizität im Zündprozess berücksichtigt wurde. Im Gegenteil dazu bedeutet die heutzutage breit akzeptierte Definition von MIE für die turbulenten Strömungen die Energie für eine 50%-Wahrscheinlichkeit der Zündung.

### **Kriterium für eine erfolgreiche Zündung**

Das Modell basiert auf der Überlegung, dass die nötige Zeit für das Verdunsten und Verbrennen des erhitzten Volumens kleiner oder gleich sein muss der Zeit, die benötigt wird, um das Volumen durch den Wärmetransport an die kalte Umgebung abzukühlen. Die Bedingung für eine erfolgreiche Zündung im Modell lautet:

$$t_q \geq t_e + t_c. \quad (2.10.4)$$

wobei  $t_q$  die Quenchzeit (charakterisiert den Wärmetransport an die kalte Umgebung),  $t_e$  die Verdunstungszeit und  $t_c$  die chemische Reaktionszeit darstellen.

Das Einsetzen der Gleichungen für  $t_q$ ,  $t_e$  und  $t_c$  und Auflösen der Gleichung 2.10.4 nach dem Durchmesser  $d_{vol}$  ergibt den gesuchten kritischen Durchmesser  $d_{crit}$ , der in die Gleichung 2.10.1 einzusetzen ist.

## 2.10.2 Verdunstungszeit $t_e$

Die Verdunstungszeit wurde als das Verhältnis von Tropfengröße zur Verdunstungsrate  $K$  definiert (siehe Gleichung 2.6.13):

$$t_e = \frac{d_0^2}{K}. \quad (2.10.5)$$

In BL-Modell wurde die Annahme getroffen, dass die Tropfen im Spray sich gegenseitig nicht beeinflussen. Somit entspricht die Verdunstungszeit im Spray der Verdunstungszeit des einzelnen Tropfens.

Die Verdunstungskonstante aus dem  $d^2$ -Gesetz (Gl. 2.6.13) wurde nach Kanury [116] mit  $D_g = \kappa_g$  (Annahme  $Le = 1$ ) und weiterhin  $\kappa_g = \frac{\lambda_g}{c_{p,g}\rho_l}$  modifiziert:

$$K = 8 \frac{\lambda_g}{c_{p,g}\rho_l} \ln(1+B). \quad (2.10.6)$$

Die Masse-Transfer Zahl  $B$  ist definiert für einen brennenden Tropfen nach der Gleichung 2.6.23. Die Verdunstungskonstante in der angegebenen Form gilt für ruhende Gasphase. Um den Einfluss der Strömung auf die Verdunstung wiederzugeben, wurde ein Faktor  $(1 + 0,25\sqrt{\text{Re}_{d_0}})$  hinzugefügt, sodass:

$$t_e = \frac{d_0^2}{8 \frac{\lambda_g}{c_{p,g}\rho_l} \ln(1+B) (1 + 0,25\sqrt{\text{Re}_{d_0}})}, \quad (2.10.7)$$

mit  $\text{Re}_{d_0}$  definiert analog zu Gleichung 2.6.10, wobei als charakteristische Geschwindigkeit die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  eingesetzt wird:

$$\text{Re}_{d_0} = \frac{d_0 u'}{\nu}. \quad (2.10.8)$$

Um das Verhalten eines polydispersen Sprays abzubilden, wurde der Anfangsdurchmesser  $d_0$  mit dem Sauterdurchmesser  $D_{32}$  ersetzt und folgende experimentelle

Konstanten hinzugefügt, um den Einfluss der Verteilung von Tropfengrößen zu berücksichtigen:

$$C_1 = \frac{D_{20}}{D_{32}}; C_2 = \frac{D_{10}}{D_{32}}; C_3 = \frac{D_{30}}{D_{32}}. \quad (2.10.9)$$

Die Gleichung 2.10.7 nimmt folgende Form an:

$$t_e = \frac{C_3^3 \rho_l c_{p,g} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_g \ln(1+B) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})}. \quad (2.10.10)$$

Die Verdunstungszeit wird verkürzt, falls ein Teil des Brennstoffs bereits in gasförmiger Phase vorhanden ist. Sie wird dann zu der allgemeineren Form:

$$t_e = \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_l c_{p,g} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_g \ln(1+B) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})}. \quad (2.10.11)$$

Bei der Annahme, dass für die Zündung eine stöchiometrische Mischung ausreichend ist, reduziert sich die erforderliche, zu verdunstende Masse des Brennstoffs um den Faktor  $\frac{1}{\phi}$ , wo  $\phi$  das Äquivalenzverhältnis darstellt. Im Modell von Ballal und Lefebvre wurde dies durch das Ersetzen von  $d_0^2$  in der Gleichung 2.10.5 (bzw.  $D_{32}^2$  in der Gleichung 2.10.11) mit  $\frac{d_0^2}{\phi}$  (bzw.  $\frac{D_{32}^2}{\phi}$ ) dargestellt. Weiterhin wurde die  $B$ -Zahl mit folgendem Ausdruck für  $B_{st}$  ersetzt:

$$B_{st} = \frac{\text{FAR}_{st} H_S + c_{p,a} (T_g - T_b)}{h_e + c_{p,f} (T_b - T_s)}, \quad (2.10.12)$$

worin  $T_b$  die Siedetemperatur des Brennstoffs und  $T_s$  die Oberflächentemperatur des Brennstofftropfens im Zeitpunkt 0 darstellt. Der physikalische Hintergrund für die Einführung der modifizierten Transfer-Zahl  $B_{st}$  wurde in keiner der Quellen beschrieben.

Mit Einsetzen von Luft als Gas ( $g = a$ ) und Brennstoff als Flüssigkeit ( $l = f$ ) ergibt sich die endgültige Form der Gleichung für die Verdunstungszeit im Modell [26]:

$$t_e = \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f c_{p,a} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_a \phi \ln(1 + B_{st}) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})}. \quad (2.10.13)$$

Diese Form der Gleichung führt zwangsläufig zu künstlich erhöhter zu verdunstender Masse des Brennstoffs bei  $\phi < 1$ , wozu eine physikalische Erklärung nicht gegeben ist.

Der **Ausdruck für die Verdunstungszeit hat sich während der Entwicklung des Modells geändert** und wurde in der Form aus der Gleichung 2.10.13 erst in der Zusammenfassung des Modells [26] angegeben. In einem früheren Modell von Ballal und Lefebvre [23] ist zwar die Verdunstungszeit nicht explizit angegeben, der Einfluss der Verdunstung jedoch mit dem Ausdruck:

$$\dot{m}_{f,e} = N 2 \pi d \frac{\lambda_a}{c_{p,a}} \ln(1 + B) \quad (2.10.14)$$

berücksichtigt, worin  $N$  die Anzahl der Tropfen darstellt. In solcher Form stellt  $\dot{m}_{f,e}$  die Summe der Verdunstungsraten von  $N$  Tropfen mit dem Durchmesser  $d$  dar. Die Zusammenfassung des Modells [26] nennt im Text die Verdunstungszeit  $t_e$  als: „(...) ratio of the mass of fuel contained within the spark kernel to the rate of fuel evaporation. (...)”, also:

$$t_{e,l} = \frac{m_f}{\dot{m}_{f,e}}. \quad (2.10.15)$$

Da die Masse des vorhandenen Brennstoffs mit:

$$m_f = N \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_f \quad (2.10.16)$$

bestimmt wird, ergäbe sich (bei Berücksichtigung von Turbulenzeinfluss  $(1 + 0,25\sqrt{\text{Re}_d})$ ) für die Verdunstungszeit schließlich

$$t_{e,l} = \frac{d^2}{12 \frac{\lambda_g}{c_{p,g}\rho_l} \ln(1+B) (1 + 0,25\sqrt{\text{Re}_d})}. \quad (2.10.17)$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich um den Faktor  $\frac{3}{2}$  von der letztendlich geltenden Form der Gleichung 2.10.7. Die Bestimmung der Verdunstungszeit nach der Gleichung 2.10.15 wäre auch nicht korrekt, weil die durch die Gleichung 2.10.14 angegebene Verdunstungsrate sich nur auf den Anfangsdurchmesser bezieht. Die Verdunstungsrate wird jedoch bei durch die Verdunstung kleiner werdenden Tropfen kleiner, was nur durch die Beziehung 2.10.5 korrekt dargestellt wird.

Diese Erklärung ist für die Herleitung der Quenchzeit  $t_q$  nach Ballal und Lefebvre im Kapitel 2.10.3 notwendig. Dort wurde eine ähnliche Änderung bei der Berechnung der Quenchzeit  $t_q$  im Laufe der Entwicklung des Modells vorgenommen.

### 2.10.3 Quenchzeit $t_q$

Die Quenchzeit wurde als die fühlbare Wärme des Zündkerns, geteilt durch Wärmeverlust aus dem Zündkern, definiert:

$$t_q = \frac{c_p \rho \Delta T (\pi/6) d_{vol}^3}{\dot{q}_{loss} \pi d_{vol}^2} \quad (2.10.18)$$

wobei  $\Delta T$  je nach betrachtetem Fall (siehe Kapitel 2.10.1)  $T_{st} - T_0$  oder  $T_{ad} - T_0$  darstellen kann.

Der mittlere spezifische Wärmeverlust  $\dot{q}_{loss}$  wurde nach dem BL-Modell auf die Berücksichtigung der laminaren  $\dot{q}_C$  und des turbulenten Wärmetransports  $\dot{q}_{D_t}$  begrenzt:

$$\dot{q}_{loss} = \dot{q}_C + \dot{q}_{D_t} \quad (2.10.19)$$

und bei der Herleitung zwischen dem Fall niedriger Turbulenz ( $u' \leq 2S_L$ ) und hoher Turbulenz ( $u' > 2S_L$ ) unterschieden:

1. **niedrige Turbulenz:**  $u' \leq 2S_L$  - entspricht der **gewellten Flammenfront**.

Die Konduktion berechnet sich mit:

$$\dot{q}_C = \lambda \frac{dT}{dx} \frac{S_T}{S_L}. \quad (2.10.20)$$

Der Term  $\frac{S_T}{S_L}$  quantifiziert die Vergrößerung der Austauschoberfläche durch die Wellung der Flammenfront. Der Term  $\frac{dT}{dx}$  beschreibt den Temperaturgradienten in der Flamme und wird für die gasförmigen Mischungen als gleich  $\frac{\Delta T}{\delta_L}$  angenommen, sodass die Gleichung 2.10.20 zu:

$$\dot{q}_C = \lambda \frac{\Delta T}{\delta_L} \frac{S_T}{S_L} \quad (2.10.21)$$

wird. Der Durchmesser  $d_{vol}$  wurde mit der laminaren Flammenfrontdicke  $\delta_L$  verknüpft:

$$d_{vol} = A\delta_L, \quad (2.10.22)$$

wobei  $A$  eine experimentelle Konstante darstellt. Damit wird die Gleichung 2.10.21 zu:

$$\dot{q}_C = A\lambda \frac{\Delta T}{d_{vol}} \frac{S_T}{S_L} \quad (2.10.23)$$

Weiterhin wurde aus der Analyse von Messdaten in Ballal und Lefebvre [22]  $A = 10$  gesetzt. Damit wird der Konduktionsanteil des Wärmeverlustes zu:

$$\dot{q}_C = 10\lambda \frac{\Delta T}{d_{vol}} \frac{S_T}{S_L}. \quad (2.10.24)$$

Im mehr allgemeinen Fall (ebenfalls nach Ballal und Lefebvre [23]) wird eine Sphärizität des Flammenkerns angenommen (der Term  $\frac{S_T}{S_L}$  entfällt). Der Gradient  $\frac{dT}{dx}$  wird wegen der Sphärizität als gleich  $\frac{\Delta T}{\frac{1}{2}d_{vol}}$  angenommen

(vergleiche Kapitel 2.6, Gleichung 2.6.7 –  $Nu = 2$ ). Damit wird die Gleichung 2.10.20 zu:

$$\dot{q}_C = 2 \frac{\lambda}{d_{vol}} \Delta T. \quad (2.10.25)$$

Die turbulente Diffusion wird ausgedrückt durch:

$$\dot{q}_{D_t} = c_p \rho D_t \frac{dT}{dx} \frac{S_T}{S_L}. \quad (2.10.26)$$

Der Temperaturgradient ist als  $\frac{dT}{dx} = \frac{\Delta T}{l_{turb}}$  verstanden, wo  $l_{turb}$  eine Längenskala darstellt, die für die turbulente Mischung verantwortlich ist. Damit wird die Gleichung 2.10.26 zu:

$$\dot{q}_{D_t} = c_p \rho D_t \frac{\Delta T}{l_{turb}} \frac{S_T}{S_L}. \quad (2.10.27)$$

Es wird auf eine experimentell bestätigte Abhängigkeit in Form von:

$$\frac{D_t}{u' l_{turb}} = a \quad (2.10.28)$$

hingewiesen, wobei  $a$  einen empirischen Wert darstellt, der abhängig von der Turbulenzintensität ist. Damit wird die Gleichung 2.10.28 zu:

$$\dot{q}_{D_t} = a c_p \rho u' \Delta T \frac{S_T}{S_L}; \quad (2.10.29)$$

Für niedrige Turbulenz wurde  $a = 0,16$  gewählt, sodass:

$$\dot{q}_{D_t} = 0,16 c_p \rho u' \Delta T \frac{S_T}{S_L} \quad (2.10.30)$$

ergibt.

Der mittlere spezifische Wärmeverlust für den Fall niedriger Turbulenz ergibt sich damit nach Ballal und Lefebvre [22] zu :

$$\begin{aligned} \dot{q}_{loss} &= 10\lambda \frac{\Delta T}{d_{vol}} \frac{S_T}{S_L} + 0,16c_p\rho u' \Delta T \frac{S_T}{S_L} \\ &= \frac{S_T}{S_L} \Delta T \left( \frac{10\lambda}{d_{vol}} + 0,16c_p\rho u' \right). \end{aligned} \quad (2.10.31)$$

In der darauffolgenden Publikation von Ballal und Lefebvre [25] wurde eine allgemeinere Form für die Wärmeverluste angenommen. Die konduktiven Wärmeverluste wurden nach Gleichung 2.10.25 und die Wärmeverluste durch die turbulente Diffusion nach Gleichung 2.10.30 berechnet, aber mit sphärischem Flammenkern, sodass der Faktor für die Faltung der Flamme  $\left(\frac{S_T}{S_L}\right)$  vernachlässigt wurde. Der totale Wärmeverlust ergibt sich dann als (nach Ballal und Lefebvre [25] Gleichung (5)):

$$\dot{Q}_{loss} = \dot{q}_{loss} \pi d_{vol}^2 = \pi d_{vol} \Delta T (2\lambda_a + 0,16d_{vol}c_p\rho u'), \quad (2.10.32)$$

mit  $\lambda = \lambda_a$ .

Zusammengeführt ergibt sich die Quenchzeit damit zu:

$$\begin{aligned} t_q &= \frac{c_p\rho\Delta T (\pi/6) d_{vol}^3}{\pi d_{vol} \Delta T (2\lambda_a + 0,16d_{vol}c_p\rho u')} = \\ &= \frac{c_p\rho d_{vol}^2}{12 (\lambda_a + 0,08d_{vol}c_p\rho u')}. \end{aligned} \quad (2.10.33)$$

Die zusammenfassende Publikation von Ballal und Lefebvre [26] passt diese Quenchzeit an die modifizierte Definition der Verdunstungszeit an (siehe Erklärung auf der Seite 128). Die Gleichung 2.10.33 wird mit  $\frac{3}{2}$  multipliziert

und gilt schließlich in folgender Form (Ballal und Lefebvre [26] Gleichungen (1) und (2)):

$$t_q = \frac{c_p \rho d_{vol}^2}{8 (\lambda_a + 0,08 d_{vol} c_p \rho u')} = \frac{d_{vol}^2}{8 (\kappa + 0,08 u' d_{vol})}. \quad (2.10.34)$$

2. **hohe Turbulenz:**  $u' > 2S_L$  - entspricht der **verdickten Flammenfront**. Die Vergrößerung der Austauschfläche ist in diesem Fall nicht durch die Vergrößerung der Außenoberfläche sondern durch die Flammenfrontdicke verursacht. Die Vorgehensweise zur Bestimmung des mittleren spezifischen Wärmeverlustes ist ähnlich wie im Fall der niedrigen Turbulenz, wobei das Verhältnis  $\frac{S_T}{S_L}$  keine Rolle mehr spielt (keine Wellung der Flammenfront).

Die Konduktion berechnet sich ähnlich der Gleichung 2.10.21 aus:

$$\dot{q}_C = \lambda \frac{\Delta T}{\delta_L} \quad (2.10.35)$$

Der Durchmesser  $d_{vol}$  wurde mit der laminaren Flammenfrontdicke  $\delta_L$  ähnlich der Gleichung 2.10.22 verknüpft:

$$d_{vol} = B \delta_L, \quad (2.10.36)$$

wobei  $B$  eine experimentelle Konstante ähnlich der Konstante  $A$ , aber unter turbulenten Bedingungen, darstellt. Damit wird die Gleichung 2.10.35 zu:

$$\dot{q}_C = B \lambda \frac{\Delta T}{d_{vol}} \quad (2.10.37)$$

Weiterhin wurde aus der Analyse von Messdaten in Ballal und Lefebvre [22]  $B = A = 10$  gesetzt, wodurch der Konduktionsanteil des Wärmeverlustes zu:

$$\dot{q}_C = 10 \lambda \frac{\Delta T}{d_{vol}} \quad (2.10.38)$$

wird.

Die turbulente Diffusion wird ähnlich der Gleichung 2.10.29 ausgedrückt:

$$\dot{q}_{D_t} = ac_p \rho u' \Delta T; \quad (2.10.39)$$

Für die hohe Turbulenz wurde aus experimentellen Daten (die Quellen in Ballal und Lefebvre [22] zitiert)  $a = 0,63$  gewählt, sodass:

$$\dot{q}_{D_t} = 0,63c_p \rho u' \Delta T. \quad (2.10.40)$$

Der mittlere spezifische Wärmeverlust für den Fall hoher Turbulenz ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} \dot{q}_{loss} &= 10\lambda \frac{\Delta T}{d_{vol}} + 0,63c_p \rho u' \Delta T \\ &= \Delta T \left( \frac{10\lambda}{d_{vol}} + 0,63c_p \rho u' \right). \end{aligned} \quad (2.10.41)$$

Die zusammenfassende Publikation von Ballal und Lefebvre [26] passt auch diese Quenchzeit an die modifizierte Definition von Verdunstungszeit an (siehe Kapitel 2.10.2). Dafür wird die modifizierte Gleichung aus dem laminaren Fall (Gleichung 2.10.34) übernommen und die Wärmeleitung vernachlässigt (Ballal und Lefebvre [26] Gleichung (4)):

$$t_q = \frac{d_{vol}^2}{8(0 + 0,08u'd_{vol})} = \frac{d_{vol}}{0,64u'}. \quad (2.10.42)$$

Das Vernachlässigen der Wärmeleitung bei der ursprünglichen Berechnung von  $\dot{q}_{loss}$  aus Ballal und Lefebvre [22] würde zu folgender Quenchzeit führen:

$$t_q = \frac{c_p \rho \Delta T (\pi/6) d_{vol}^3}{\Delta T (0 + 0,63c_p \rho u') \pi d_{vol}^2} = \frac{d_{vol}}{6 \cdot 0,63u'}. \quad (2.10.43)$$

was um den Faktor 6 kleiner als die in Ballal und Lefebvre [26] geltende Gleichung 2.10.42 ist.

### 2.10.4 Chemische Reaktionszeit $t_c$

Es ist prinzipiell möglich, die chemische Reaktionszeit durch die Konzentrationen des Brennstoffs und des Sauerstoffs mit Hilfe der Arrhenius-Gleichung für die Reaktionsrate auszudrücken (ähnlich der Gleichung 2.9.2), was die Autoren des Modells auch erwähnen. Diese Zeit könnte auch als Zündverzugszeit definiert werden (siehe Kapitel 2.9.1). Im Modell wurde diese Zeit – wegen der Simplizität und der Einheitlichkeit mit einem früheren Modell – als Funktion der laminaren und turbulenten Flammengeschwindigkeit beschrieben. Zum Verständnis der im Modell verwendeten Definition ist die Erklärung dieses früheren Modells von Ballal und Lefebvre [22] für gasförmige Mischungen (im Weiteren „früheres Modell“ genannt) notwendig.

Das frühere Modell vergleicht die Wärmefreisetzung mit den Wärmeverlusten aus dem erhitzten Volumen (ähnlich den Überlegungen im Kapitel 2.9.1), um den kritischen Durchmesser  $d_{crit}$  zu berechnen:

$$\dot{q}_R = \dot{q}_C + \dot{q}_{D_t} \quad (2.10.44)$$

worin  $\dot{q}_R$ ,  $\dot{q}_C$  und  $\dot{q}_{D_t}$  die Wärmestromdichten aus der Verbrennung, durch die Wärmeleitung und durch die turbulente Diffusion darstellen.

Die Wärmestromdichte aus der Verbrennung wurde definiert als:

$$\dot{q}_R = c_p \rho \Delta T S_T. \quad (2.10.45)$$

Die Wärmeverluste  $\dot{q}_{loss} = \dot{q}_C + \dot{q}_{D_t}$  wurden in den Gleichungen 2.10.31 (für den Fall  $u' \leq 2S_L$ ) und 2.10.41 (für den Fall  $u' > 2S_L$ ) hergeleitet.

#### 1. Niedrige Turbulenz: $u' \leq 2S_L$

Das Einsetzen von 2.10.45 und 2.10.31 in die Gleichung 2.10.44 ergibt:

$$c_p \rho \Delta T S_T = \frac{S_T}{S_L} \Delta T \left( \frac{10\lambda}{d_{vol}} + 0,16c_p \rho u' \right) \quad (2.10.46)$$

und die Auflösung nach  $d_{vol}$  führt zu:

$$d_{vol} = \frac{10\lambda}{c_p \rho (S_L - 0,16u')} = \frac{10\kappa}{S_L - 0,16u'}. \quad (2.10.47)$$

## 2. Hohe Turbulenz: $u' > 2S_L$

Das Einsetzen von 2.10.45 und 2.10.41 in die Gleichung 2.10.44 ergibt:

$$c_p \rho \Delta T S_T = \Delta T \left( \frac{10\lambda}{d_{vol}} + 0,63c_p \rho u' \right) \quad (2.10.48)$$

und die Auflösung nach  $d_{vol}$  führt zu:

$$d_{vol} = \frac{10\lambda}{c_p \rho (S_T - 0,63u')} = \frac{10\kappa}{S_T - 0,63u'}. \quad (2.10.49)$$

Die Herleitung der chemischen Reaktionszeit erfolgt anhand ihrer Definition, sodass die Lösung der Ungleichung 2.10.4 zu gleichem  $d_{crit}$  führt, genauso wie schon im früheren Modell (hier als  $d_{vol}$  in den Gleichungen 2.10.49 und 2.10.47 hergeleitet). Dazu wird der Fall gasförmiger Mischung mit  $t_e = 0$  betrachtet:

$$t_q = t_c. \quad (2.10.50)$$

Mit dem vorgegebenen  $t_q$  (Gleichung 2.10.34 oder 2.10.42) und gewünschtem  $d_{crit}$  wie im früheren Modell (Gleichung 2.10.47 oder 2.10.49) lässt sich  $t_c$  bestimmen:

### 1. Niedrige Turbulenz: $u' < 2S_L$

$$\frac{d_{vol}^2}{8(\kappa + 0,08u'd_{vol})} = t_c; \quad d_{crit} = d_{vol} = \frac{10\kappa}{S_L - 0,16u'}. \quad (2.10.51)$$

Daraus ergibt sich folgende chemische Reaktionszeit:

$$t_c = \frac{12,5\kappa}{(S_L - 0,16u')^2 \left(1 + 0,08u' \left(\frac{10}{S_L - 0,16u'}\right)\right)}. \quad (2.10.52)$$

Durch die Bedingung  $u' < 2S_L$  vereinfacht sich die Gleichung 2.10.52 zu:

$$t_c = \frac{12,5\kappa}{(S_L - 0,16u')^2}. \quad (2.10.53)$$

Diese Vereinfachung ist ganz korrekt erst wenn  $u' \ll 2S_L$ , sodass  $0,08u' \left(\frac{10}{S_L - 0,16u'}\right) \ll 1$  wird.

**2. Hohe Turbulenz:**  $u' > 2S_L$

$$t_q = \frac{d_{vol}}{0,64u'} = t_c; \quad d_{crit} = d_{vol} = \frac{10\kappa}{S_T - 0,63u'} \quad (2.10.54)$$

Daraus ergibt sich folgende chemische Reaktionszeit:

$$t_c = \frac{15,6\kappa}{u' (S_T - 0,63u')} \quad (2.10.55)$$

## 2.10.5 Der kritische Durchmesser

Je nach dem, was für ein Fall vorliegt, können unterschiedliche Vereinfachungen in den Gleichungen zur Berechnung von  $t_q$ ,  $t_e$  und  $t_c$  vorgenommen werden. Die komplette Liste mit den möglichen Lösungen für  $d_{crit}$  ist in Tabelle 1 der zusammenfassenden Publikation von Ballal und Lefebvre [26] zu finden.

Der für diese Arbeit relevante Fall benutzt die Lösung nach der Gleichung 2.10.60. Diese Lösung weicht geringfügig von der originalen Lösung (Gleichung 2.10.59, übernommen aus der Tabelle 1 von Ballal und Lefebvre [26]) ab.

Für die hohe Turbulenz gilt nach Ballal und Lefebvre [26] für  $t_q$  die Gleichung 2.10.42, für  $t_e$  die Gleichung 2.10.13 und für  $t_c$  die Gleichung 2.10.55. Das Einsetzen in die Zündbedingung 2.10.4 ergibt:

$$\frac{d_{vol}}{0,64u'} = \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f c_{p,a} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_a \phi \ln(1 + B_{st}) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})} + \frac{15,6\kappa}{u' (S_T - 0,63u')}. \quad (2.10.56)$$

Die Überführung in die Form aus der originalen Publikation von Ballal und Lefebvre [26] erfolgt mit folgender Vereinfachung für den Fall hoher Turbulenz:

$$\left(1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}}\right) \approx 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}}. \quad (2.10.57)$$

Diese Vereinfachung gilt für  $C_2 \text{Re}_{D_{32}} \gg 16$  - diese Bedingung ist für die vorliegende Arbeit nicht erfüllt und somit wird die Vereinfachung 2.10.57 in der letztlich angewandten Gleichung 2.10.60 nicht angewendet.

Weiterhin lässt sich mit Einsetzen der Prandtl-Zahl (Gleichung 2.4.15),  $\lambda_a = \kappa \rho_a c_{p,a}$ ,  $\text{Re}_{D_{32}} = \frac{u' D_{32}}{\nu_a}$  sowie  $\eta_a = \nu_a \rho_a$  und durch Definieren von  $d_{vol} = d_{crit}$ , sowie mit der Definition von:

$$Z = C_1 C_2^{0,5} / C_3^3. \quad (2.10.58)$$

folgende Lösung nach  $d_{crit}$  herleiten:

$$d_{crit} = \frac{0,32 \text{Pr} (1 - \Omega) \rho_f D_{32}^{1,5} u'^{0,5}}{Z \rho_a^{0,5} \mu_a^{0,5} \phi \ln(1 + B_{st})} + \frac{10\kappa}{(S_T - 0,63u')}. \quad (2.10.59)$$

Diese Form der Lösung entspricht der originalen Lösung, zitiert von Ballal und Lefebvre in ihrer Zusammenfassung des Modells [26].

Bei Nichtverwendung der Vereinfachung 2.10.57, ergibt sich der gesuchte kritische Durchmesser aus der Gleichung 2.10.56 nach Definieren von  $d_{vol} = d_{crit}$  als:

$$d_{crit} = 0,64u' \cdot \left( \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f c_{p,a} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_a \phi \ln(1 + B_{st}) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})} + \frac{15,6\kappa}{u' (S_T - 0,63u')} \right). \quad (2.10.60)$$

## 2.10.6 Flammengeschwindigkeit

Die Flammgeschwindigkeit spielt eine wichtige Rolle bei der Berechnung der *MIE* im beschriebenen Modell. Es ist wichtig zu verstehen, wie diese Geschwindigkeiten bei der Validierung des Modells von den Autoren bestimmt wurden.

Die Berechnung der **laminaren Flammgeschwindigkeit**  $S_L$  für **gasförmige Kohlenwasserstoffe** basiert auf einer vereinfachten Form der analytischen Lösung von Zeldowitsch, Frank-Kamenetskii und Semenov (siehe Kapitel 2.8.1), die nach Ballal und Lefebvre [22] von Fenn und Calcote [84] vorgeschlagen wurde:

$$S_L^2 = \frac{K T_0^2 T_F^5 e^{-\frac{E_A}{R T_F}}}{(T_F - T_0)^3}. \quad (2.10.61)$$

Alternativ sind die Werte der laminaren Flammgeschwindigkeit nach Ballal und Lefebvre [21] dem Bericht von NACA [29] entnommen. Für das Isooktan beträgt nach Fig. 139 des genannten Berichtes  $S_L = 0,34 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und die Druckabhängigkeit der Flammgeschwindigkeit nach der Tabelle XVII des genannten Berichtes  $S_L \propto p^{-0,39}$ . Die laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  für **verdunstetes Kerosin** unter atmosphärischen Bedingungen beträgt nach Ballal und Lefebvre [25]  $0,45 \text{ m/s}$ .

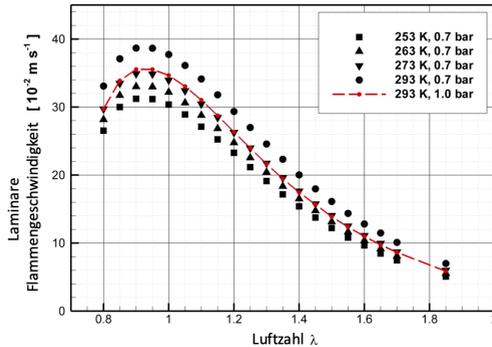


Abbildung 2.17: Die errechneten laminaren Flammgeschwindigkeiten des Brennstoffs

Heutige Methoden numerischer Berechnung der laminaren Flammgeschwindigkeit liefern verlässlichere Werte als diejenigen, die im Modell verwendet wurden (vergleiche Kapitel 2.8.1). **In der vorliegenden Arbeit** wurde die laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  mit dem kommerziellen Programmpaket „CHEMKIN“ berechnet. Als Jet-A1 Surrogat für die Berechnung wurde n-Dekan eingesetzt und zur Lösung der RWTH-Aachen-Mechanismus [153] verwendet. Die errechneten Flammgeschwindigkeiten sind der Abbildung 2.17 zu entnehmen. Für die Berechnung werden die maximalen Werte bei leicht understöchiometrischer Verbrennung verwendet.

Die Berechnung der **turbulenten Flammgeschwindigkeit**  $S_T$  für **gasförmige Kohlenwasserstoffe** wurde in Ballal und Lefebvre [20] beschrieben. Die damaligen theoretischen Erkenntnisse zur turbulenten Flammgeschwindigkeit wurden mit experimentellen Daten verglichen, um folgende Korrelationen zur Berechnung der turbulenten Flammgeschwindigkeit zu erhalten:

1. **Bereich der gewellten Flammen**, definiert als  $u' < 2S_L; l_{\eta} > \delta_L$ . Dabei wird auf die Erhöhung der Flammgeschwindigkeit durch die vergrößerte

Flammenfrontfläche hingewiesen, mit erwarteten Einflüssen von  $u'$  sowie  $l_t$ . Die an die Messdaten angepasste, hergeleitete Beziehung lautet:

$$\left(\frac{S_T}{S_L}\right)^2 = 1 + 0,125 \left(\frac{u' l_t}{S_L \delta_L}\right)^2. \quad (2.10.62)$$

Nach heutigem Wissensstand ist die turbulente Flammgeschwindigkeit in diesem Bereich nur von der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit abhängig (siehe Gleichung 2.8.20).

2. **Bereich der verdickten Flamme**, definiert als  $u' > 2S_L; l_\eta < \delta_L$ . Dabei wird auf die Erhöhung der Flammgeschwindigkeit durch die Anzahl der Wirbel in der Flammenfront hingewiesen, wo die Anzahl der Wirbel proportional zur turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  sowie zur laminaren Flammenfrontdicke  $\delta_L$  und die Größe der Wirbel proportional zum Längenmaß  $l_\eta$  ist. Die Korrelation mit Messdaten ergibt:

$$\frac{S_T}{S_L} = 0,5 \frac{u' \delta_L}{S_L l_\eta}. \quad (2.10.63)$$

Nach heutigem Wissensstand ist die turbulente Flammgeschwindigkeit proportional zur Wurzel aus der turbulenten Reynoldszahl  $Re_t$ , und damit nicht vom Kolmogorov- ( $l_\eta$ ) sondern vom integralen Längenmaß ( $l_t$ ) abhängig (siehe Gleichung 2.8.34).

3. **Übergangsbereich**, definiert als  $u' \approx 2S_L; l_\eta \approx \delta_L$ . In diesem Bereich wurde eine Unabhängigkeit der turbulenten Flammgeschwindigkeit von den turbulenten Längenskalen behauptet, weil die Einflüsse der turbulenten Längenskalen sich gegenseitig durch die Mechanismen der gewellten und der verdickten Flamme aufheben. In Anlehnung an diese Analyse und die Messdaten wurde folgende Beziehung hergeleitet:

$$S_T = 2u' \quad (2.10.64)$$

Nach heutigem Wissensstand ist der Einfluss der turbulenten Längenskalen in diesem Übergangsbereich nicht ganz zu vernachlässigen, wie von Schmid [199] gezeigt (siehe Gleichung 2.8.35)

Im **Modell** von Ballal und Lefebvre wird die turbulente Flammgeschwindigkeit  $S_T$  nach den dargestellten Gleichungen 2.10.62 bis 2.10.64 berechnet. **In der vorliegenden Arbeit** wird  $S_T$  nach Schmid [199] (Gleichung 2.8.35) berechnet. Die beiden Werte unterscheiden sich für die untersuchten Betriebspunkte um zum Teil mehr als 100 %, was aber nur einen geringfügigen Einfluss auf die berechneten Zündenergien hat. Als Beispiel für einen der Betriebspunkte mit größten Unterschieden (33B) beträgt  $S_T = 3,97 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , berechnet von Ballal und Lefebvre (Gleichung 2.10.63), im Vergleich zu  $S_T = 1,48 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  berechnet nach Schmid (Gleichung 2.8.35), was etwa 60% Unterschied darstellt. Die mit den beiden Werten berechneten Zündenergien betragen entsprechend 31,231 J und 32,137 J, was etwa 3,2% Unterschied ausmacht. Dies weist auf einen geringfügigen Einfluss der chemischen Reaktionszeit auf die Zündenergie unter den untersuchten Bedingungen hin.

Die Berechnung der **laminaren Flammenfrontdicke**  $\delta_L$  erfolgt sowohl im Modell als auch in der vorliegenden Arbeit nach der Theorie von Zeldovitch (Gleichung 2.10.65).

$$\delta_L = \frac{\kappa}{S_L} = \frac{\lambda_b}{c_p \rho_u S_L}. \quad (2.10.65)$$

## 2.10.7 Bestimmung der im Modell verwendeten Größen

Durch den wissenschaftlichen Fortschritt in der Zeit zwischen der Erstellung des Modells und heute können viele Größen, die zur Berechnung der Zündenergie benötigt werden, genauer berechnet werden. Die eingesetzten Größen sind wie folgt im Modell und in der vorliegenden Arbeit bestimmt:

- $S_L, S_T, \delta_L$  – siehe Kapitel 2.10.6

- $c_{p,a}$ ,  $\rho_a$ ,  $\mu_a$ ,  $Pr$  – **Das Modell:** Die Eigenschaften der Gase sind nach Ballal und Lefebvre [21] aus Kaye und Laby [120] entnommen. Für die Mischungen wurde die Mischungsregel angewendet.

**In der vorliegenden Arbeit:** die Eigenschaften der Gase sind aus dem VDI Wärmeatlas [227] entnommen.

- $\Delta T_{st}$  – **Das Modell:** Der Temperaturanstieg bei einer stöchiometrischen Verbrennung ist definiert als  $\Delta T_{st} = \frac{FAR_{st}H_s}{c_p}$ . Für Isooktan bei  $p = 1$  bar und  $T = 290$  K beträgt  $\Delta T_{st} = 1974$  K [23]. Die Werte für andere untersuchte Brennstoffe wurden nicht angegeben.

**In der vorliegenden Arbeit:** Der Temperaturanstieg bei einer stöchiometrischen Verbrennung von JET A-1 wurde nach Rachner [177] aus Jones et al. [112] entnommen und für die unterschiedlichen Lufttemperaturen interpoliert. Die Temperatur des verbrannten Gases ergibt sich aus der Summe der Frischgastemperatur und des Temperaturanstiegs. Die Werte sind in Tabelle 2.3 aufgelistet.

- $u'$ ,  $\varepsilon$ ,  $l_\eta$ ,  $l_t$ , – **Das Modell:** Die Messungen der Turbulenzeigenschaften sind im Detail in Ballal und Lefebvre [20] beschrieben.  $u'$  wurde mit Hitzdrahtanemometrie bestimmt und die Werte bei der Auswertung als Turbulenzintensität  $Tu$  angegeben. Die Werte von  $l_t$  und  $l_\lambda$  wurden ebenfalls aus der Auswertung der Messdaten gewonnen (siehe [20]), um damit  $l_\eta$  aus der Gleichung 2.5.10 und  $\varepsilon$  aus der Gleichung 2.10.66 zu berechnen.

$$\varepsilon = 15\nu \left( \frac{u'}{l_\lambda} \right)^2. \quad (2.10.66)$$

**In der vorliegenden Arbeit:** Die Werte  $u'$ ,  $\varepsilon$  und  $l_\eta$  wurden den Simulationsergebnissen entnommen, wie im Kapitel 4.1.2 beschrieben.  $l_\eta$  ergibt sich wie im Modell aus der Gleichung 2.5.10.

- $\lambda$  – **Das Modell:** Die Werte sind nach Ballal und Lefebvre [21] mit Konstanten von Sutherland aus Perry [168] bestimmt. In den dem Autor bekannten

Quellen wurden keine Angaben getätigt, in welchem Zustand (Abgas oder Frischgas) und bei welcher Temperatur die Wärmeleitfähigkeit berechnet wurde. Die Autoren des Modells nutzen beispielsweise in Ballal und Lefebvre [22] einen Wert von  $\lambda = 2,734 \cdot 10^2 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$  für Methan stöchiometrisch in der Luft bei  $p = 0,17$  bar und  $T = 290$  K. Dies würde der Größenordnung von Frischgas in kaltem Zustand  $\lambda = 2,61 \cdot 10^2 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$  entsprechen. Die Werte für Abgase betragen bei  $T_F$ :  $\lambda = 15 \cdot 10^2 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$  und bei  $\frac{T_F+T_0}{2}$ :  $\lambda = 8 \cdot 10^2 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$ . (In Ballal und Lefebvre [22] angegebenes  $T_F$  beträgt 2205 K)

Der Vergleich der oben angegebenen Größen weist darauf hin, dass die Autoren des Modells die Wärmeleitfähigkeit des Frischgases in kaltem Zustand für die Berechnung eingesetzt haben.

**In der vorliegenden Arbeit:** Es wird die Wärmeleitfähigkeit für das Frischgas verwendet. Eine Ausnahme stellt die Berechnung der Flammenfrontdicke zur Berechnung der turbulenten Flammgeschwindigkeit dar (Gleichung 2.10.65), wo die Wärmeleitfähigkeit für die verbrannte Mischung verwendet wurde.

Die Wärmeleitfähigkeiten für die reinen Stoffe (Stickstoff, Wasser, Kohlendioxid) und für die trockene Luft wurden aus den Tabellen im VDI Wärmeatlas [227] bei 1 bar entnommen und für die Frischgastemperatur bzw. die Verbrennungstemperatur interpoliert. Die Wärmeleitfähigkeit für das Gasgemisch, bestehend aus den reinen Stoffen, wurde nach Green [95] laut Gleichung 2.10.67 berechnet.

$$\lambda = \frac{\sum y_i \cdot \lambda_i \cdot M_i^{1/3}}{\sum y_i \cdot M_i^{1/3}}. \quad (2.10.67)$$

Die errechneten Wärmeleitfähigkeiten sind in der Tabelle 2.3 aufgelistet.

Anmerkung: Nach VDI Wärmeatlas [227] ist die Wärmeleitfähigkeit im Bereich  $p = 0,1 \dots 10$  bar nahezu unabhängig vom Druck. Die Zusammensetzung des Abgases für die Berechnung des Diffusionskoeffizienten und der anderen Eigenschaften des verbrannten Gasgemisches wurden mit

folgenden Annahmen und Vereinfachungen berechnet: die Verbrennung erfolgt stöchiometrisch und vollständig zu Kohlendioxid und Wasser. Die Temperatur des verbrannten Gemisches entspricht der stöchiometrischen Verbrennungstemperatur und die chemische Formel des Jet A-1 vereinfacht sich zu  $C_{11}H_{21}$  (nach Lefebvre und Ballal [138]).

Mit diesen Vereinfachungen setzt sich das Abgas wie folgt zusammen:  $CO_2$  – 13,3 % Vol.;  $H_2O$  – 12,7 % Vol.;  $N_2$  – 74 % Vol.

- $C_1, C_2, C_3, Z$  – Sprayeigenschaften berechnet nach Gleichungen 2.10.9 und 2.10.58. **Das Modell:** Nach Ballal und Lefebvre [25] wurden von den Autoren des Modells für alle Zerstäuber, Brennstoffe und Betriebsbedingungen konstante Werte angenommen:  $C_1 = 0,31$ ,  $C_2 = 0,21$ ,  $C_3 = 0,46$  und  $Z = 1,46$ .

**In der vorliegenden Arbeit:** Die mit PDPA mit Wasser bei 4 bar Zerstäubungsdruck lokal am Zündort gemessenen Werte betragen:  $C_1 = 0,81$ ,  $C_2 = 0,76$ ,  $C_3 = 0,88$  und  $Z = 1,06$ . Diese Werte wurden – ähnlich wie im Modell – für alle Betriebspunkte als konstant angenommen.

- $\Omega$  – **Das Modell:** Nach Ballal und Lefebvre [26] wurde der Anteil gasförmigen Brennstoffes  $\Omega$  durch Zusatz eines vorverdunsteten Brennstoffes reguliert und berechnet aus dem Verhältnis der gemessenen Massenströme von verdunstetem und flüssigem Brennstoff.

**In der vorliegenden Arbeit:** Wegen niedriger Temperaturen wurde für alle Testpunkte  $\Omega = 0$  angenommen

- $\rho_f$  – **Das Modell:** Angabe als „specific gravity“  $SG = \frac{\rho_f}{\rho_{H_2O}}$ ; für Kerosin (AVTUR) nach Ballal und Lefebvre [25]  $SG = 0,775$ ;

**In der vorliegenden Arbeit:** Der Bericht des Coordinating Research Council [58] gibt „typische Dichten“ bei Temperaturen von  $-40^\circ C$  bis  $90^\circ C$  an. Für die Berechnung werden die Werte aus diesem Bericht entnommen und interpoliert ( $799 \text{ kg/m}^3$  bei  $20^\circ C$ ,  $827 \text{ kg/m}^3$  bei  $-20^\circ C$ ).

Anmerkung: die ASTM-Spezifikation [12] schreibt eine Dichte zwischen  $775 \text{ kg/m}^3$  und  $840 \text{ kg/m}^3$  bei einer Temperatur von  $15^\circ\text{C}$  vor. Dies allein zeigt die mögliche Schwankung der Brennstoffdichte von ca. 10%. Die Streuung aus gemessenen Brennstoffdichten ist bei Rachner [177] gezeigt. Die Messungen bei niedrigeren Temperaturen müssen dann zwangsweise für eine bestimmte Produktionscharge des Brennstoffs oder als Mittelwerte angesehen werden.

- $D_{32}$  – **Das Modell:** Es wurde in einer für diese Messung dedizierten, separaten Messreihe bestimmt. Für die Bestimmung des Tropfendurchmessers wurde die Vorwärtsstreuung eines monochromatischen Lichtstrahles analysiert. Die Messung wurde in der Nähe des Zündortes durchgeführt. Für die Messung wurden Fenster mit 15 mm Löchern eingesetzt, die mit einem kleinen Gebläse frei von Brennstoff gehalten wurden (nach Rao und Lefebvre [182]);

**In der vorliegenden Arbeit:** Es wurde unter atmosphärischen Bedingungen mit Wasser mittels PDPA gemessen und auf die Versuchsbedingungen umgerechnet, wie im Kapitel 4.1.3 beschrieben.

- $\phi$  – **Das Modell:** beträgt für die untersuchte Messreihe  $\phi = 0,65$  und wurde nach Rao und Lefebvre [182] mit einer isokinetischen Ansaugung lokal am Zündort bestimmt.

**In der vorliegenden Arbeit:** Das Verhältnis von lokalem Luftmassenstrom (unter Annahme einer Pfropfenströmung im Kanal) und lokalem Brennstoffmassenstrom (unter atmosphärischen Bedingungen mit Wasser mittels PDPA gemessen und auf die Versuchsbedingungen umgerechnet, wie im Kapitel 4.1.3 beschrieben).

- $B_{St}$  – **Das Modell:** Nach Ballal und Lefebvre [25] gilt für Kerosin:  $B_{St} = 3,75$ . Das ist die Masse-Transfer-Zahl nach Spalding [212], die durch die Gleichung 2.10.12 gegeben ist. Sie bezieht sich immer auf eine stöchiometrische Mischung bei einem Druck von  $1013,75 \text{ hPa}$  (nach Ballal und Lefebvre [23]);

**In der vorliegenden Arbeit:** Für die Modifikation 1 wird die B-Zahl nach Gleichung 2.6.23 für die leichteste Fraktion, die in der ersten Phase der Verdunstung relevant ist, bestimmt. Als ein repräsentativer Stoff wurde dafür 2,2,4-Trimethylpentan (Isooktan) gewählt. Der Einfluss der Druckreduzierung auf die effektive Verdampfungsenthalpie wurde berücksichtigt – die effektive Verdampfungsenthalpie bei der reduzierten Siedetemperatur  $T_{b,2}$  wurde nach Gleichung 2.10.68 berechnet:

$$\begin{aligned} h_{eff,T_{b,2}} &= h_{e,T_{b,2}} + c_{p,f} (T_{b,2} - T_s) = \\ &= h_{e,T_{b,1}} + c_{p,f} (T_{b,1} - T_s) - c_{p,f,g} (T_{b,1} - T_{b,2}). \end{aligned} \quad (2.10.68)$$

Die Siedetemperatur bei geänderten Drücken ( $T_{b,2}$ ) wurde nach Reid et al. [183] berechnet. Die spezifische Wärmekapazität für flüssiges Isooktan wurde aus Rajagopal und Subrahmanyam [179] entnommen. Die spezifische Wärmekapazität für gasförmiges Isooktan wurde aus Daten von Scott [201] interpoliert. Die Verdampfungsenthalpie bei atmosphärischem Druck (Siedetemperatur  $T_{b,1}$ ) wurde aus Majer und Svoboda [145] entnommen.

Die Werte von  $B$  für Isooktan bei atmosphärischem Druck und den untersuchten Temperaturen betragen 10,3 bei 253 K bis 12,8 bei 298 K. Die Reduzierung des Druckes bis 0,7 bar erhöht die  $B$ -Zahl entsprechend auf 11,5 bis 14,5.

Die Werte von  $B$  für Kerosin Jet-A1 werden auf der Basis von in der Diplomarbeit von Path [166] bestimmten Werte von  $B_{st}$  abgeschätzt. Für die Umrechnung von  $B_{st}$  auf  $B$  wird der gleiche Faktor verwendet, der sich aus der Berechnung von  $B_{st}$  und  $B$  für Isooktan ergab.

- $Re_{D_{32}}$  – berechnet sowohl **im Modell** als auch **in der vorliegenden Arbeit** nach Ballal und Lefebvre [26] aus dem Sauterdurchmesser des Sprays und der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit nach der Formel:  $Re_{D_{32}} = \frac{u' D_{32}}{\nu}$ .

$T_a$	$ \Delta T_{st} $	$T_b$	$\lambda_a$	$\lambda_{\text{H}_2\text{O},b}$	$\lambda_{\text{N}_2,b}$	$\lambda_{\text{CO}_2,b}$	$\lambda_b$
in [K]			in [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]				
298	1991	2289	0,0259	0,270	0,125	0,151	0,144
273	2001	2274	0,0244	0,268	0,124	0,151	0,143
263	2005	2268	0,0236	0,267	0,124	0,150	0,142
253	2009	2262	0,0228	0,267	0,123	0,150	0,142

**Tabelle 2.3:** Berechnete Eigenschaften von Frischluft und verbranntem Gas

## 2.10.8 Beispielrechnung

Die Tabelle 2.4 stellt das Ergebnis einer Beispielrechnung, für die Berechnung der MIE nach Lefebvre für einen ausgewählten Betriebspunkt (21A), dar. Die errechneten Werte für MIE sind jedoch unrealistisch hoch, worauf im weiteren Teil der Arbeit eingegangen wird.

**Tabelle 2.4:** Beispielrechnung für die Berechnung der MIE nach Ballal und Lefebvre für einen ausgewählten Betriebspunkt (21A)

Größe	berechnet nach	Wert	Einheit
$p$	Vorgabe	70000	Pa
$T$	Vorgabe	298	K
$u$	Vorgabe	5,96	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
AFR	Vorgabe	124	–
$D_{32}$	Vorgabe	43,8	m
$D_{10}$	Vorgabe	48,7	m
$D_{20}$	Vorgabe	52,1	m
$D_{30}$	Vorgabe	56,0	m
$u'$	Vorgabe	0,66	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
$\Omega$	Vorgabe	0	–
$l_t$	Vorgabe	$1,48 \cdot 10^{-3}$	m

Weiter auf der nächsten Seite

**Tabelle 2.4:** Beispielrechnung für die Berechnung der MIE nach Ballal und Lefebvre für einen ausgewählten Betriebspunkt (21A) - Fortsetzung

Größe	berechnet nach	Wert	Einheit
$y_{\text{H}_2\text{O},b}$	Vorgabe	0,127	–
$y_{\text{N}_2,b}$	Vorgabe	0,740	–
$y_{\text{CO}_2,b}$	Vorgabe	0,133	–
$MIE$	Gleichung 2.10.2	1,49	J
$c_{p,a}$	VDI Wärmeatlas [227]	1006	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
$\rho_a$	VDI Wärmeatlas [227]	0,819	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
$T_{st} - T_0$	Rachner [177]	1991	K
$d_{crit}$	Gleichung 2.10.60	0,012	m
Pr	VDI Wärmeatlas [227]	0,708	–
$\rho_f$	CRC Bericht [58]	796	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
$Z$	Gleichung 2.10.58	1,06	–
$C_1$	Gleichung 2.10.9	0,81	–
$C_2$	Gleichung 2.10.9	0,76	–
$C_3$	Gleichung 2.10.9	0,88	–
$\mu_a$	VDI Wärmeatlas [227]	$1,84 \cdot 10^{-5}$	Pa s
$\phi$	$\frac{\text{AFR}_{st}}{\text{AFR}}$	0,117	–
$B_{st}$	Path [166]	3,611	–
$\kappa_a$	$\frac{\lambda_a}{c_{p,a} \rho_a}$	$3,14 \cdot 10^{-5}$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
$\lambda_a$	VDI Wärmeatlas [227]	0,02587	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$
$S_T$	Gleichung 2.8.35	0,993	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
$S_L$	CHEMKIN (Kap. 2.10.6)	0,37	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
$\delta$	Gleichung 2.10.65	$3,99 \cdot 10^{-4}$	m
$\kappa_b$	$\frac{\lambda_b}{c_{p,b} \rho_a}$	$1,48 \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$

Weiter auf der nächsten Seite

**Tabelle 2.4:** Beispielrechnung für die Berechnung der MIE nach Ballal und Lefebvre für einen ausgewählten Betriebspunkt (21A) - Fortsetzung

Größe	berechnet nach	Wert	Einheit
$\lambda_b$	Gleichung 2.10.67	0,1437	$\frac{W}{m \cdot K}$
$\lambda_{H_2O}$	VDI Wärmeatlas [227]	0,27017	$\frac{W}{m \cdot K}$
$\lambda_{N_2}$	VDI Wärmeatlas [227]	0,12458	$\frac{W}{m \cdot K}$
$\lambda_{CO_2}$	VDI Wärmeatlas [227]	0,15146	$\frac{W}{m \cdot K}$



## **3 Versuchsaufbau und Messtechnik**

Die experimentelle Arbeit wurde mit Hilfe von zwei Versuchsanlagen durchgeführt. Der ISCRA (Ignition in Subatmospheric Conditions – Rig for Altitude relight) für die Zündversuche und der ATA (Atmospheric Atomisation rig) für die Bestimmung der Sprayeigenschaften.

Der ISCRA-Prüfstand ermöglicht die optische Beobachtung der Zündung von strömenden Brennstoff-Luft-Gemischen bei niedriger Temperatur und niedrigem Druck. Der Prüfstand wird im Kapitel 3.1 beschrieben.

Der ATA-Prüfstand ermöglicht die Messung der Sprayeigenschaften unter atmosphärischen Bedingungen. Der Prüfstand und die Messung werden im Kapitel 3.2 beschrieben.

Die Bestimmung der Zündenergie erfordert eine möglichst genaue Charakterisierung der Energiequelle, in dieser Arbeit des Zündfunkens. Der Aufbau zur Erzeugung des Zündfunkens, die Messanordnung sowie die detaillierte Charakterisierung der Funkenmessstrecke werden im Kapitel 3.3 dargestellt.

### **3.1 ISCRA Prüfstand – Zündung**

Luftmassenstrom und Luftdruck können variiert werden, die Betriebsgrenzen sind in Abbildung 3.2 angegebenen. Die Temperatur kann im Bereich von  $-30^{\circ}\text{C}$  bis zu Raumtemperatur geregelt werden. Die Eigenschaften des Kerosin-Luft-Gemisches lassen sich durch die Sprayeigenschaften und die thermodynamischen Bedingungen

in der Anlage beeinflussen. Der Zündfunke kann an unterschiedlichen Positionen und mit unterschiedlichen Funkenenergien erzeugt werden.

Die schematische Darstellung des Prüfstandes ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Druckluft wird in einem oder zwei Turboladern entspannt und gekühlt (auf der Abbildung unten in der Mitte). Zwischen den zwei Turboladern befindet sich auch die Ansaugung für die Umgebungsluft, die mit der gekühlten Luft gemischt werden kann. Die Luft wird durch zwei Leitungen von den Turboladern auf die rechte Seite der Anlage geführt. Eine Leitung transportiert die Luft für die Versuche und ist mit einem Filter und einem Volumenstrom-Messgerät ausgestattet. Die zweite Leitung ist ein Bypass für die schnelle Abkühlung der Anlage und wird nur beim Hochfahren der Anlage verwendet. Die Leitungen sind im unteren rechten Eck der Abbildung zusammengeführt, wonach die Luft nach oben und nach links zum Beruhigungskanal geführt wird. Innerhalb des Beruhigungskanals verläuft auch die Brennstoffzuleitung, sodass er auch als eine Temperatur-Ausgleichsstrecke für den Brennstoff dient. Die Zuleitungen sind bis zur Zündkammer thermisch isoliert (um die Übersichtlichkeit zu gewähren, in der Abbildung 3.1 nicht dargestellt). Kurz vor der Zündkammer erfolgt die Generierung von Turbulenz und die Vermischung der Luft mit dem Brennstoff. In der Zündkammer selbst werden die Zündversuche durchgeführt und beobachtet. Die Mischung (meist unverbrannt) gelangt in die Ejektoren, einer Batterie von Druckluft-getriebenen Vakuumpumpen. Sie stellen den Antrieb für den Durchfluss durch die Anlage dar. Vor den Ejektoren befindet sich auch eine Zuleitung für die Nebenluft, die eine flexible Einstellung der Durchflüsse in der Anlage ermöglicht. Die entstandene Mischung aus sämtlichen Luftströmen, Brennstoff und Verbrennungsprodukten wird dann nach rechts unten zum Nachbrenner weitergeleitet.

Im Folgenden werden die Grundzüge der Auslegung sowie die Eckdaten des Prüfstandes bezüglich der **thermodynamischen Bedingungen** beschrieben.

Der Prüfstand kann bis zu  $-20^{\circ}\text{C}$  bei jeder Kombination des in Abbildung 3.2 angegebenen Luftdurchflusses und Druckes betrieben werden. Noch niedrigere Temperaturen (bis zu  $-30^{\circ}\text{C}$ ) sind bei großen Durchflüssen und kleinen Drücken ebenfalls möglich.

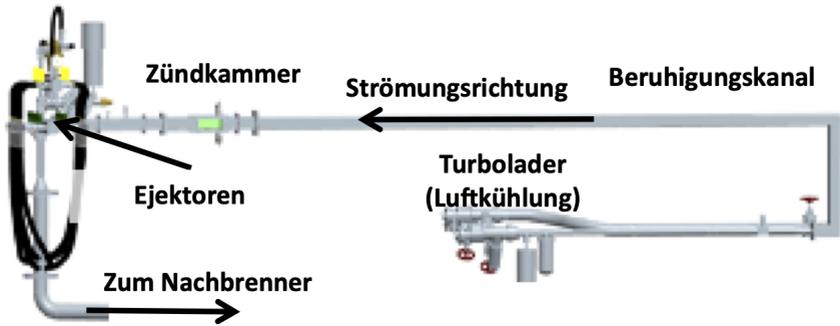


Abbildung 3.1: Übersicht der IS CRA-Anlage

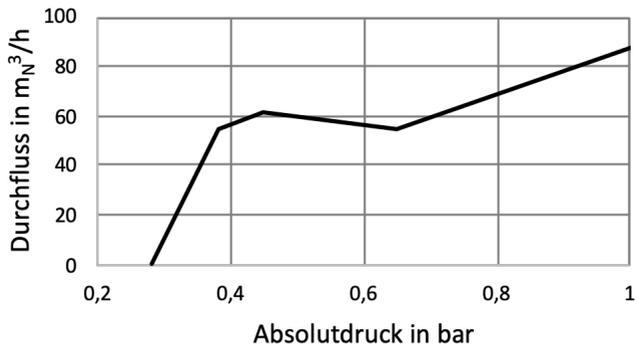


Abbildung 3.2: Maximaler Luftdurchfluss bei gegebenem Luftdruck in der IS CRA-Anlage

Die Temperatur und der Druck der Luft werden ungefähr 30 mm stromaufwärts von der Zündkammer mit einem Pt100 Thermoelement und mit einem Druckaufnehmer gemessen. Der Volumenstrom der Luft wird mit einem Mass Flow Controller (MFC) gemessen.

Die **kalte Luft** wird durch die Expansion der komprimierten Luft in einem Otto-Motor-Turbolader erzeugt. Die theoretischen Grundlagen dieses Prozesses werden im Folgenden beschrieben.

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik liefert:

$$h_a + \frac{u_a^2}{2} + gz_a + q = h_b + \frac{u_b^2}{2} + gz_b + w, \quad (3.1.1)$$

wobei  $h$  die spezifische Enthalpie,  $q$  die dem Gas zugeführte spezifische Wärme,  $w$  die vom Gas geleistete spezifische Arbeit,  $g$  die Erdbeschleunigung und  $z$  die Höhe in den Zuständen  $a$  und  $b$  darstellen. Bei vernachlässigbaren Höhenunterschieden ( $z_a = z_b$ ), einer adiabatischen Strömung ( $q = 0$ ) und nach einfachen Umformungen erhält man:

$$h_a - h_b = \frac{u_b^2}{2} - \frac{u_a^2}{2} + w. \quad (3.1.2)$$

Im nachfolgenden wird eine reibungsfreie Strömung eines idealen Gases betrachtet. Bei der Expansion des Gases von  $a$  auf  $b$  wird seine Geschwindigkeit steigen ( $u_b > u_a$ ). Wenn kein Arbeitsaustausch stattfindet ( $w = 0$ ), muss nach Gleichung 3.1.2 die Enthalpie von  $a$  nach  $b$  sinken. Da die Enthalpie proportional zur Gastemperatur ist:

$$h \propto T \quad (3.1.3)$$

muss auch die Temperatur des Gases abnehmen. Wird die Strömung wieder abgebremst ( $u_b = u_a$ ), so nimmt die Enthalpie und die Temperatur wieder den Anfangswert von Zustand  $a$  an. Wird jedoch die Arbeit dem System entnommen, müssen die Enthalpie und die Temperatur nach dem Abbremsen des Gases kleinere Werte als vor der Expansion annehmen:

$$\Delta T \propto w. \quad (3.1.4)$$

Für die thermodynamischen Betrachtungen der Turbine und des Verdichters ist es günstig, die totalen Zustandsgrößen einzuführen. Der Totalzustand stellt sich ein, wenn man die Strömung isentropisch auf die Geschwindigkeit Null abbrems. Die Totalenthalpie ist die Summe aus der statischen Enthalpie und der kinetischen Energie:

$$h_{tot} = h + \frac{u^2}{2}. \quad (3.1.5)$$

Bei konstantem Druck und adiabatischer Zustandsänderung kann man auch schreiben:

$$dh = c_p dT, \quad (3.1.6)$$

um aus den Formeln 3.1.5 und 3.1.6 einen Ausdruck für die totale Temperatur zu erhalten:

$$T_{tot} = T + \frac{u^2}{2c_p}. \quad (3.1.7)$$

Der Aufbau eines Turboladers ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Der Turbolader besteht aus einer Turbine und einem Verdichter, die mit einer Welle verbunden sind. Das komprimierte Gas (die Druckluft) entspannt sich, beschleunigt in der Turbine und gibt seine kinetische Energie an die Turbinenschaufeln ab. Die Schaufeln übertragen die Energie auf die Welle. Die Welle treibt das Verdichterrad an. Durch die Drehzahl des Rades wird die Umgebungsluft im Verdichter axial angesaugt und auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt. Die Luft verlässt das Verdichterrad in radialer Richtung zur Abgasleitung hin. Die Rückwand des Verdichters und ein Teil des Spiralgehäuses bilden einen Diffusor, in dem die Geschwindigkeit der Luft weitgehend verlustfrei verringert wird. Im Spiralgehäuse wird die Luft gesammelt und die Geschwindigkeit bis zum Verdichteraustritt weiter reduziert. Aus dieser Anordnung folgt, dass der Druck und die Temperatur der angesaugten Umgebungsluft ansteigen.

Die thermodynamische Wirkungsweise einer Turbine ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Das Gas fließt in die Turbine mit einer totalen Enthalpie  $h_{a,tot}$  ein. Diese totale Enthalpie entspricht dem statischen Druck  $p_{a,statisch}$ , der Geschwindigkeit  $u_a$  und der Temperatur  $T_a$ . Das Gas entspannt sich in der Turbine bis zum statischen

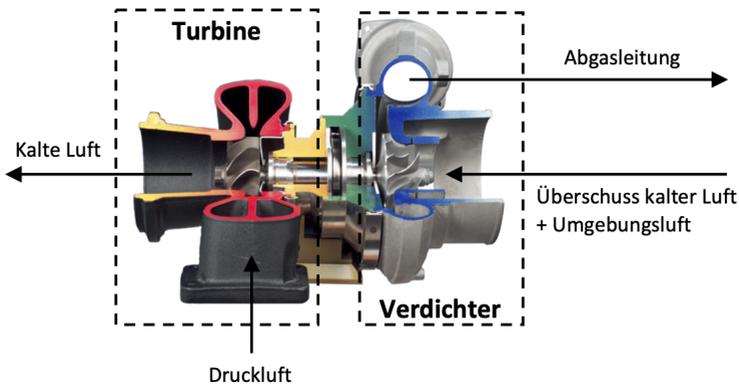


Abbildung 3.3: Schnitt eines Turboladers; von Wikimedia Commons unter Public Domain dank NASA übernommen und modifiziert

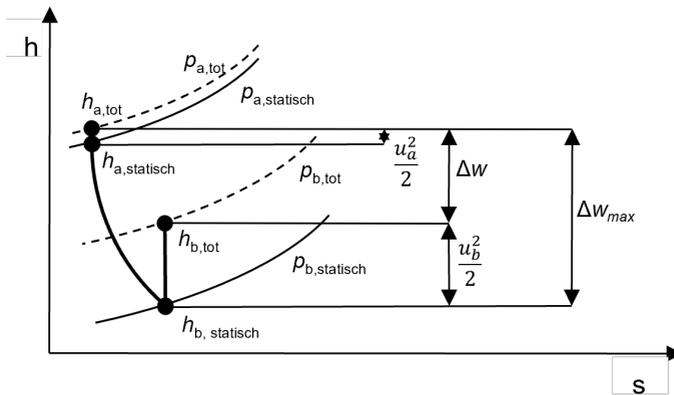


Abbildung 3.4:  $h$ - $s$  Diagramm einer Turbine

Druck  $p_{b,statisch}$ . Dem Gas wird durch die Turbine Arbeit entzogen, die dann den Verdichter antreibt. Diese Arbeit, die in Abbildung 3.4 mit  $\Delta w$  bezeichnet wird, ist die Ursache für die Totalenthalpieabnahme. Je mehr Arbeit dem Gas entzogen wird, desto weniger kinetische Energie verbleibt im Gas, was die Geschwindigkeit  $u_b$  und dadurch die totale Temperatur des Gases im Zustand  $b$  reduziert.

Für die thermodynamische Wirkungsweise eines Verdichters sei auf Textbücher wie zum Beispiel von Baehr und Kabelac [18] verwiesen. Relevant für die vorliegende Arbeit ist die Erkenntnis, dass die Regelung von  $\Delta w$  auf der Verdichterseite durch die Drosselung der Abgasleitung oder die Erhöhung der Dichte der Umgebungsluft (durch Zugabe von gekühlter Luft aus der Turbine) möglich ist.

In der Praxis ist die Regelung der Lufttemperatur durch den Luftdruck auf der Eingangsseite der Turbine realisiert – mit steigendem Luftdruck fällt die Lufttemperatur am Ausgang der Turbine. Eine weitere Verbesserung der Wirkung ist durch eine Reduzierung des Druckes am Ausgang der Turbine (durch den Unterdruck und Volumenstrom während der Versuche bedingt) sowie durch das Abkühlen der im Verdichter angesaugten Luft möglich.

Zusammenfassend: Die Druckluft wird in der Turbine expandiert, dabei gekühlt und anschließend direkt in den Prüfstand geleitet. Der Verdichter saugt die Umgebungsluft an und pumpt sie in die Atmosphäre zurück. Der Temperaturabfall aufgrund der Expansion mit Energieabgabe an der Verdichterseite des Turboladers ist ausreichend, um die Luft auf Temperaturen zwischen  $-28^{\circ}\text{C}$  und  $-34^{\circ}\text{C}$  (abhängig von den Bedingungen am Turbinenaustritt) abzukühlen.

Der Überschuss an kalter Luft wird zur Kühlung der Prüfstandswände sowie zur Kühlung des Kerosins umgeleitet. Die Temperatur der Luft kann im vollen Betriebsbereich des Prüfstandes zwischen  $26^{\circ}\text{C}$  und  $-20^{\circ}\text{C}$  eingestellt werden. Niedrigere Temperaturen (bis  $-30^{\circ}\text{C}$ ) können bei Testbedingungen mit niedrigem Druck und gleichzeitig hohem Volumenstrom erreicht werden (bei kleineren Volumenströmen ist die Isolierung der Anlage nicht ausreichend, um die Wärmezufuhr von Außen durch die Kühlung der Luft in der Anlage zu kompensieren).

Die verwendete Luft wird durch einen Aktivkohle-Adsorptionstrockner getrocknet. Nach der Trocknung liegt der Taupunkt bei weniger als  $-40^{\circ}\text{C}$  bei 40 bar, so dass die Luft bei den kalten Testbedingungen praktisch trocken ist. Bei Temperaturen höher als  $10^{\circ}\text{C}$  ist die Feuchtigkeit der Luft in der vorliegenden Untersuchung variabel, weil zur Einstellung der Temperatur zusätzlich die atmosphärische Luft angesaugt wird.

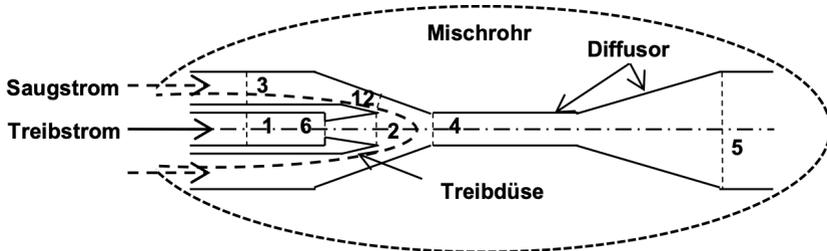


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau eines Ejektors

Der **Luftdurchfluss und der niedrige Druck** in der Anlage werden durch eine Batterie von acht Ejektoren erzeugt. Ejektoren sind robuste Vakuumpumpen ohne bewegliche Teile. Ein schematischer Aufbau eines Ejektors ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Ein Fluid unter erhöhtem Druck (Treibstrom) wird in einer Lavaldüse (Treibdüse) entspannt und beschleunigt. Der erzeugte Fluidstrahl beschleunigt durch Impulsaustausch ein Saugmedium (Saugstrom), welches dadurch gefördert wird. Anschließend wird der Venturi-Effekt eines konvergent-divergenten Rohres (Mischrohr) ausgenutzt, um die Geschwindigkeitsenergie in Druckenergie umzuwandeln.

Der Hauptejektor wurde spezifisch für die IS CRA Anlage (s. [144]) ausgelegt. Die sieben zusätzlichen Ejektoren sind handelsübliche Ejektoren, die in die Anlage (s. [97]) integriert wurden. Der maximale Volumenstrom beträgt  $60 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  bei einem Druck auf der Saugseite von 0,4 bar bis 0,7 bar und ist begrenzt durch die Leistung der Ejektoren. Der maximale Volumenstrom steigt bis auf  $90 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  durch Erhöhung des Drucks auf der Saugseite auf 1 bar und ist begrenzt durch die Strömungswiderstände am Durchflussmessgerät und Luftfilter.

Die Vorgänge im Inneren eines Ejektors sind schematisch in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Treibluft wird in der Treibdüse 1 vom Treibdruck  $p_1$  auf den Mischdruck  $p_2$  entspannt und dabei auf die entsprechende Geschwindigkeit beschleunigt. Der Saugstrom wird zwischen 3 und 12 beschleunigt und entspannt. Der Treibstrom wird zunächst in der Mischzone (zwischen 2, 12 und 4) mit dem Saugstrom zusammengeführt. Dabei wird der Treibstrom gebremst (2 auf 4) und der Saugstrom beschleunigt (12 auf 4). Die Drücke  $p_1$  und  $p_3$  werden zu dem Druck

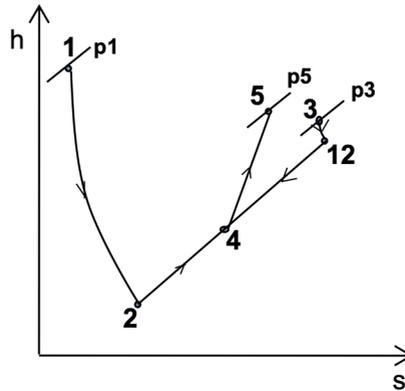


Abbildung 3.6:  $h$ - $s$  Diagramm eines Ejektors

$p_4$  ausgeglichen. Letztendlich wird die Mischung in einem Diffusor (zwischen 4 und 5) bis zum Austrittsdruck  $p_5$  verdichtet, während die Geschwindigkeit nach dem Mischungsvorgang bis zur Austrittsgeschwindigkeit  $u_5$  sinkt.

Für die Einzelheiten zur Auslegung des Ejektors siehe Anhang A.2. Im Weiteren werden die einzelnen Elementen des Ejektors und ihre Funktionsweise kurz erläutert.

Die **Treibdüse** kann mit einem Behälter verglichen werden, aus dem Gas ausströmt, wobei  $p_1$  dem Druck im Behälter und  $p_3$  dem Umgebungsdruck entsprechen. Der austretende Luftmassenstrom wird durch den Druckunterschied bestimmt, ab dem Verhältnis  $\frac{p_3}{p_1} = 0,528$  (kritisches Druckverhältnis) ist er aber nur vom Treibdruck  $p_1$  und nicht mehr vom Druckverhältnis abhängig.

Da im Ejektor  $\frac{p_3}{p_1} < 0,528$  ist, herrscht im Düsenhals immer Schallgeschwindigkeit. Mit der Annahme einer konstanten Temperatur des Treibgases folgt, dass der austretende Massenstrom nur vom Durchmesser des Düsenhalses und vom Druck des Treibgases abhängt.

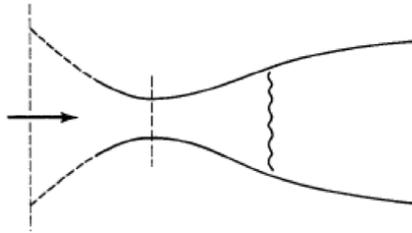


Abbildung 3.7: Lage des Druckstoßes in einem Diffusor

Die Mischung von Treib- und Sauggas soll mit Überschallgeschwindigkeit in den Hals des **Mischrohrs** erfolgen, damit ein stabiler Betrieb des Ejektors gewährleistet ist.

Der Mischungsstrom wird im Hals gebremst, sodass dort oder weiter im **Diffusor** ein Druckstoß stattfindet, wodurch die Strömung wieder Unterschallgeschwindigkeit erreicht. Ein Diffusor wandelt die kinetische Energie durch das Abbremsen der Strömung in Druckenergie um. Im Unterschallbereich stellt der Diffusor eine Vergrößerung des Durchflussquerschnittes in Fließrichtung des strömenden Mediums dar. Fließt eine Überschallströmung in einen solchen Diffusor ein, so wird diese beschleunigt.

Im Auslegungspunkt des Ejektors sollte die Strömung im Düsenhals auf eine Unterschallgeschwindigkeit verringert werden. Häufig jedoch wird die Strömung im Düsenhals nicht genügend verlangsamt, sodass sie mit Überschallgeschwindigkeit in der Erweiterung der Düse ankommt. In einem solchen Fall ergibt sich ein Druckstoß im Diffusor (siehe Abbildung 3.7). Je größer die Geschwindigkeit im Hals, desto weiter in Richtung des Austritts verschiebt sich der Druckstoß. Die Stelle des Druckstoßes ist so lokalisiert, dass der Druck nach dem Druckstoß dem Austrittsdruck gleicht.

In Abbildung 3.8 ist die Saugkurve eines Ejektors dargestellt. Oft weist diese Saugkurve über einen weiten Bereich einen linearen Zusammenhang zwischen dem Saugdruck und dem Saugmassenstrom auf. Dies ist dadurch bedingt, dass die Vermischung von Treibstrom und Saugstrom bei gegebener Ejektorgeometrie mit konstantem Volumenstromverhältnis erfolgt. Da die Masse eines Volumens

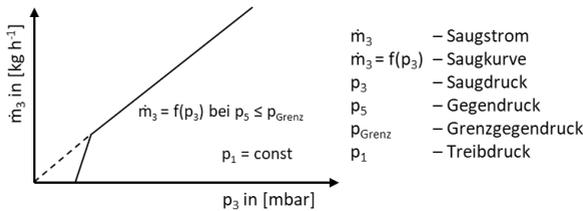


Abbildung 3.8: Saugkurve eines Ejektors nach Grave [94]

eines idealen Gases linear vom Druck abhängt, ist der Saugmassenstrom linear vom Saugdruck abhängig.

Die Verlängerung des geraden Teils der Saugkurve würde durch den Nullpunkt führen. Das Abknicken der Saugkurve stellt das erreichbare Endvakuum dar.

In Abbildung 3.9 ist der Einfluss des Treibmittel- und Saugstromdruckes auf die Kennlinien eines Ejektors dargestellt. Es werden die Saugmassenströme in Abhängigkeit vom Gegendruck für verschiedene Saugdrücke und zwei Treibdrücke aufgetragen. Über einen weiten Bereich ist kein Einfluss des Gegendruckes auf den Saugmassenstrom bemerkbar. Dies ist dadurch bedingt, dass in der Mischdüse eine Überschallströmung herrscht. Die Störung der Strömung durch den höheren Gegendruck kann sich nur mit der Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Sie schafft es also nicht, sich entgegen der höheren Geschwindigkeit in der Mischdüse auszubreiten. Erst wenn die Strömung im Diffusor so gestört ist, dass die Überschallströmung zusammenbricht, macht sich der Einfluss des Gegendruckes auf den Saugmassenstrom bemerkbar. Dieser Gegendruck wird als Grenzgedruck bezeichnet.

Die Vergrößerung des Treibmitteldruckes bei einer konstanten Geometrie der Treibdüse ergibt keine Vergrößerung des Saugmassenstromes. Wie in Abbildung 3.9 dargestellt, verschiebt sie nur den Grenzgedruck in die Richtung höherer Werte. Die Erhöhung des Treibmitteldruckes ergibt zwar eine Erhöhung des Treibmassenstroms, gleichzeitig steigt jedoch der Mischdruck  $p_2$  (siehe Gleichungen A.2.6 und A.2.5). Die beiden Effekte haben entgegengerwirkende Einflüsse auf den Treibvolumenstrom, sodass sie sich gegenseitig aufheben und der Treibvolumenstrom in

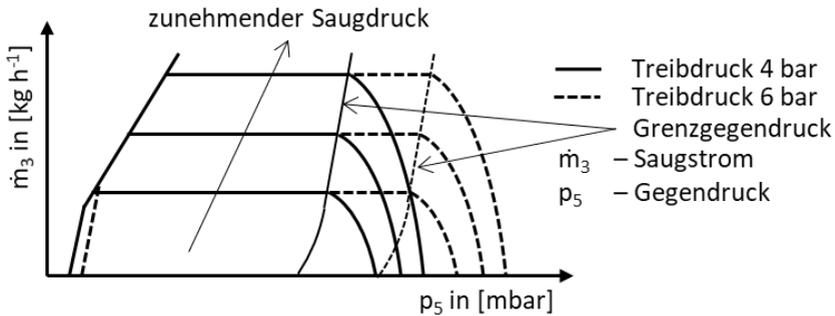


Abbildung 3.9: Einfluss des Treibmitteldruckes auf die Kennlinien eines Ejektors nach [94]

etwa gleich groß bleibt. Da die Vermischung von Treibstrom und Saugstrom bei gegebener Ejektorgeometrie mit konstantem Volumenstromverhältnis erfolgt, gibt es durch Erhöhung des Treibmitteldruckes keinen Einfluss auf den Saugstrom.

Das gleiche Verhalten ergibt sich bei der Vergrößerung des Querschnitts des Treibdüsenhalses bei einem unveränderten Treibmittelstrom. Das heißt, dass ein größerer Massenstrom des Treibmittels den Grenzgegenruck vergrößert, aber keinen Einfluss auf den Saugmassenstrom hat.

Aus den obigen Eigenschaften lassen sich nach Grave [94] zwei wichtige Schlussfolgerungen zum Verhalten und zur Auslegung des Ejektors entnehmen:

1. eine Änderung des Treibmittelstromes (durch eine Änderung des Treibdruckes oder der Treibdüse) beeinflusst praktisch nur den erreichbaren Grenzgegenruck und nicht die Saugleistung;
2. eine grundlegende Beeinflussung der Saugkurve ist nur durch eine Änderung der Mischdüse möglich. Größere Saugströme erfordern einen Ejektor mit größeren Abmessungen der Mischdüse.

Die **Turbulenz** im Versuchskanal wurde durch austauschbare **Turbulenzgitter** generiert. Ein Vergleich der eingesetzten Gitter ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Als Basis-Gitter (Gitter A) wurde ein Gitter mit quadratischen Öffnungen von 5 mm Seitenlänge und 5 mm Abstand zwischen den Öffnungen gewählt. Grund

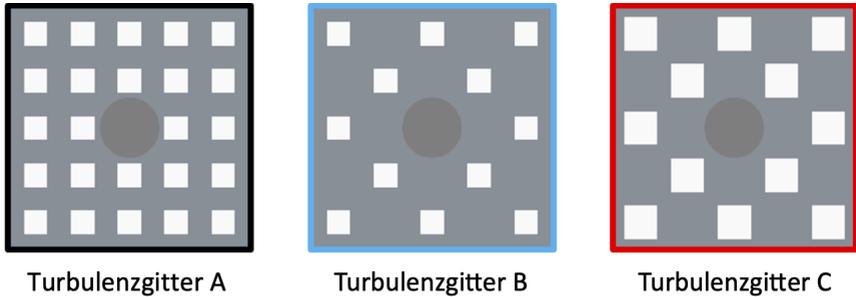


Abbildung 3.10: Darstellung eingesetzter Turbulenzgitter

dafür waren im Institut bereits vorhandene Messdaten aus früheren Untersuchungen von Horstmann [107]. Die Gitter B und C sind als Modifikationen des Basis-Gitters ausgelegt. Um die Turbulenzintensität zu erhöhen ohne das integrale Längenmaß wesentlich zu ändern, besitzt das Gitter B ein größeres Blockierungsverhältnis (88%) als Gitter A (76%) bei gleicher Einzelöffnungsgröße und geändertem Öffnungsmuster. Das Gitter C besitzt ein gleiches Blockierungsverhältnis wie Gitter A, aber die Einzelöffnungen sind mit 7,1 mm größer, und das Öffnungsmuster wurde von Gitter B übernommen. Diese Variation hat die Änderung des integralen Längenmaßes bei etwa gleichbleibender Turbulenzintensität zum Ziel. Die Entfernung des Zündortes vom Turbulenzgitter beträgt 200 mm. Die Lage der Turbulenzgitter ist auf den Abbildungen 3.11 und 4.3 dargestellt. Die errechneten Turbulenzeigenschaften werden in Kapitel 4.1.1 erläutert. Die Turbulenzeigenschaften für das Basisgitter A aus der zitierten Literatur werden daher zunächst nur in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Der **Brennstoff** ist in einem Druckkessel gespeichert. Der Druck wird durch komprimierten Stickstoff erzeugt und über einen Kolben auf den Brennstoff übertragen, sodass er nach dem Öffnen der Ventile aus dem Druckkessel ausfließt. Auf diese Weise werden Druckfluktuationen vermieden, die häufig bei der Förderung mit anderen Pumpen auftreten.

Der Massenstrom des Brennstoffs wird mit einem Coriolis Durchflussmessgerät gemessen. Der Druck in der Brennstoffzufuhr wird mit einem Druckminderer

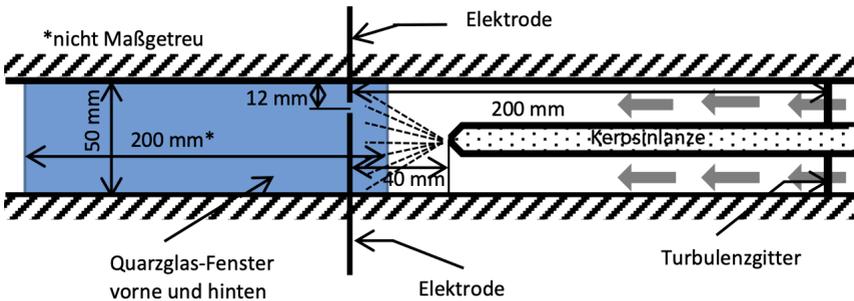


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der Zündkammer

Re	u	Tu	u'	Makrolänge
	in m/s	in %	in m/s	in $10^{-3}$ m
10000	4,75	13,3	0,632	14,9
20000	9,66	15,3	1,478	14,9
50000	22,52	17,2	3,873	13,1

Tabelle 3.1: Turbulenzeigenschaften für Gitter A in einem Rohr, ohne Brennstofflanze in der Mitte, gemessen in der Rohrmitte, 200 mm Abstand vom Turbulenzgitter (nach Horstmann [107]). Die Makrolängen sind über die Autokorrelationsfunktion nach Hinze [104] bestimmt

reguliert und mit einem Drucktransmitter gemessen. Anschließend wird das Kerosin durch einen Wärmetauscher geführt, wo es auf die Versuchsbedingungen gekühlt wird, bevor es in die Brennstofflanze geleitet wird, die sich in der Versuchskammer befindet.

Das Schema zur Kühlung des Kerosins ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Der Wärmetauscher ist ein spiralförmiges Rohr, das durch überschüssige kalte Luft umströmt wird. Zusätzlich ist der Brennstoff in der langen Brennstofflanze in der Versuchskammer gekühlt. Die Temperatur wird direkt vor dem Zerstäuber mit einem Pt100 Thermoelement gemessen.

Die **Zerstäubung** des Brennstoffs erfolgt mit einer Druckzerstäuberdüse der Firma Schlick, Modell 120 S 17, D 1.986/1, mit 0,3 mm Öffnungsdurchmesser. Die Düse

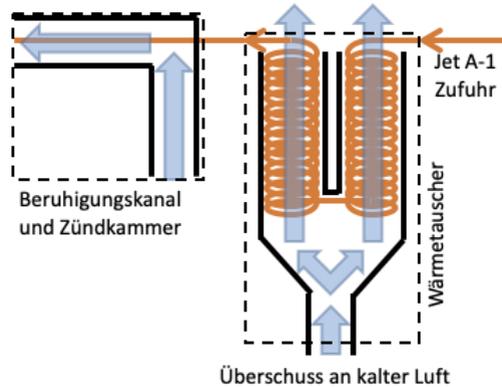


Abbildung 3.12: Schema der Kerosinkühlung

generiert laut Hersteller ein Vollkegelspray mit  $30^\circ$  Streuwinkel. Das Vollkegelverhalten für den angewendeten Brennstoff konnte jedoch in den Messungen nicht bestätigt werden (Abbildung 4.7).

Die **Zündkammer** ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Lage des Zündfunken in vertikaler Richtung und der Abstand der Elektroden kann durch zwei Mikrometerschrauben geändert und reguliert werden. Die Lage des Zündfunken in horizontaler Richtung (der Abstand zwischen dem Funken und dem Zerstäuberausgang) kann durch die Verschiebung der Brennstofflanze geändert werden.

Der optische Zugang ist durch doppelt verglaste optische Fenster mit Abmessungen von 50 mm x 140 mm gewährleistet. Das Volumen zwischen den Scheiben ist mit Stickstoff gespült, um das äußere Fenster zu isolieren und Wasser- bzw. Eis-Deposition zu unterdrücken.

Der Zündfunke wird durch ein Gerät mit variabler Kapazität, Widerstand, Induktanz und Ladespannung generiert. Die schnell veränderlichen Spannungen und Ströme, die beim Auslösen eines elektrischen Funkens entstehen, verursachen starke elektromagnetische Felder. Diese Felder wirken sich negativ auf die Qualität der Signale in Messkabeln aus, indem sie auf den Oberflächen und im Inneren der Kabel zusätzliche Ströme induzieren. Diese Ströme können sich mit dem Messsignal

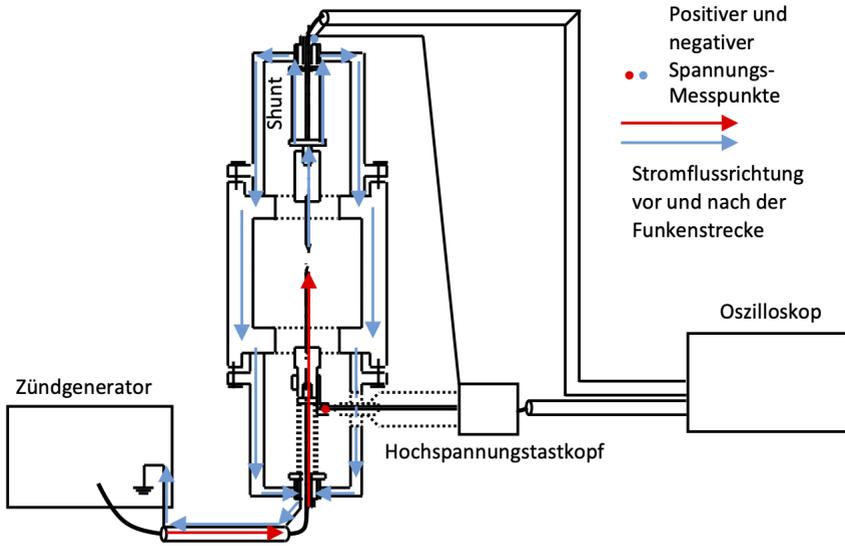


Abbildung 3.13: Stromflüsse in der Zündkammer; die Abbildung ist nicht maßgetreu

überlagern und es so verfälschen. Außerdem können sich die unerwünschten elektromagnetischen Felder auch direkt auf die Messgeräte und Rechner auswirken und Störungen verursachen.

Es ist dementsprechend wichtig, den elektromagnetischen Störungen entgegenzuwirken. Einerseits musste die Funkenstrecke so ausgelegt werden, dass möglichst kleine elektromagnetische Felder erzeugt werden. Andererseits mussten die Messleitungen und Messgeräte vor dem Einfluss dieser Felder geschützt werden.

Die Minimierung der entstehenden elektromagnetischen Felder erfolgt durch Verwendung möglichst kurzer Leitungen vom und zum Zündgerät. Der Schutz vor dem Einfluss der Felder erfolgt insbesondere durch die Abschirmung des Shunts und der Spannungsmessstrecke mit Messinghauben sowie unter Verwendung abgeschirmter Leitungen, wie in Abbildung 3.13 dargestellt.

Die Charakterisierung der resultierenden Funkenmessstrecke ist im Kapitel 3.3.1 dargestellt.

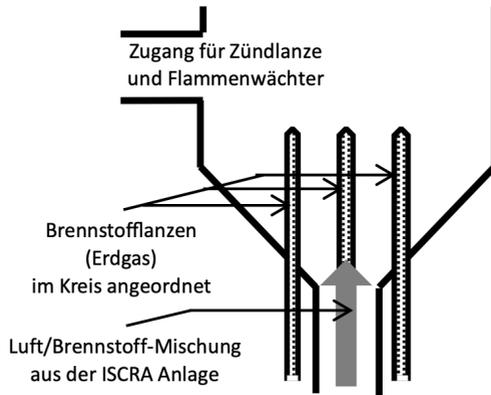


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des Nachbrenners.

Die Abgasmischung aus der Anlage, die unverbrannten Brennstoff beinhaltet, ist unter Raumbedingungen nicht brennbar. Um den Abgasstrom zu inertisieren, wurde in der Anlage ein **Nachbrenner** nachgeschaltet. Der Brenner ist als Diffusions-Erdgasbrenner konzipiert. Der Abgasstrom aus der Versuchsanlage dient als Oxidator. Als Brennstoff dient Erdgas aus den Brennerdüsen sowie das unverbrannte Jet A-1 aus der Versuchsmischung. Der Nachbrenner wurde für die Verweilzeiten von 1 bis 5 Sekunden ausgelegt, damit die flüssigen Brennstoffreste verdunsten und verbrennen können, bevor sie die Brennkammer verlassen.

Mehr detaillierte Informationen zur Auslegung des Nachbrenners sind im Anhang A.2 enthalten.

## 3.2 ATA Prüfstand – Sprayeigenschaften

Die Eigenschaften des Sprays wurden an der ATA-Anlage (ATA – „ATmospheric Atomisation“-Prüfstand) unter atmosphärischen Bedingungen gemessen. Die Sauterdurchmesser, räumliche Massenverteilung und andere Eigenschaften des Sprays wurden mit PDPA (Phase Doppler Particle Anemometry) bestimmt. Die räumliche Massenverteilung des Sprays wurde zusätzlich mit Patternatormessungen

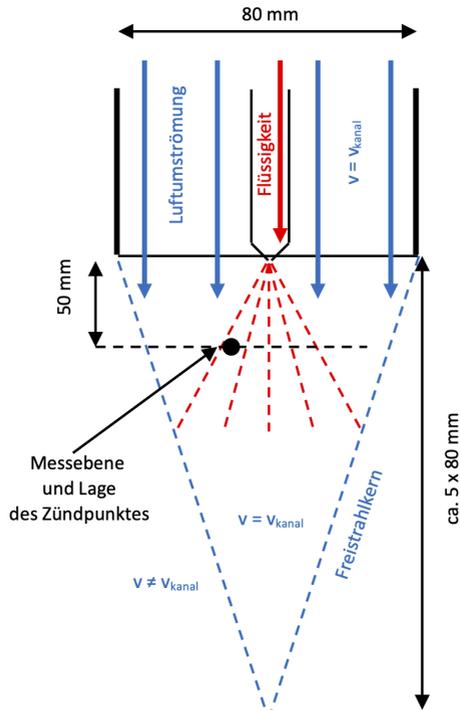
bestätigt. Basierend auf diesen Ergebnissen wurden die Sprayeigenschaften für den Jet A-1 Brennstoff unter Versuchsbedingungen umgerechnet (Kapitel 4.1.3.3).

Die Anlage ermöglicht die Untersuchung der Sprayeigenschaften unter atmosphärischen Bedingungen. Die Flüssigkeit wird mit einer Kolbenmembranpumpe mit Pulsationsdämpfer in den Zerstäuber geführt. Der Druck und der Massenstrom der Flüssigkeit werden mit einem Druckaufnehmer und einem Durchfluss-Messgerät gemessen. Der Zerstäubungsdruck ist im Bereich von 1 bar bis 24 bar Druckdifferenz einstellbar. Der Zerstäuber kann mit Luft umströmt werden. Der Volumenstrom der Luft ist ebenfalls regelbar und wird mit einem Rotameter gemessen. Die schematische Darstellung der Messanordnung ist in Abbildung 3.15 dargestellt.

Die Flüssigkeit wird in einer geraden Lanze zum Zerstäuber geführt. Die Luft fließt in einem runden Kanal mit 80 mm Durchmesser und umströmt die Lanze. Es wurden zwei Strömungsgleichrichter in Form von flächensperrenden Gittern in den Kanal eingebaut. Um die Wechselwirkung von Spraytropfen und Kanalwänden zu vermeiden, endet der Kanal auf der Höhe der Zerstäuberdüse. Die gewünschte Luftgeschwindigkeit am Messort ist durch den Kern des Freistrahls gewährleistet (das Prinzip ist in der Abbildung 3.15 dargestellt).

Das resultierende Gas-Flüssigkeits-Gemisch wird von unten angesaugt, um die Rezirkulation kleiner Tropfen zu vermeiden. Das ganze System ist mit einem Traversensystem automatisiert befahrbar, sodass schnelle Messpunktänderungen bei einer PDPA-Messung möglich sind.

**PDPA (Phase Doppler Particle Analysis)** ist eine Messmethode, die Messungen von flüssigen Sprays mit transparenten oder halbtransparenten Tropfen ermöglicht. Die Apparatur besteht aus einem laser-basierten optischen Transmitter, einem optischen Empfänger, einem Signal-Prozessor und Software für Datenempfang und Analyse. Die zwei Laserstrahlen aus dem Transmitter kreuzen sich im Messvolumen und generieren dort Interferenzstreifen (abwechselnd dunkle und beleuchtete Schichten). Wenn ein Tropfen das Messvolumen durchströmt, wird das Licht gestreut und durch den optischen Empfänger (mit drei Photodetektoren) als ein Puls-Doppler-Signal registriert. Die Frequenz dieses Puls-Doppler-Signals zeigt,

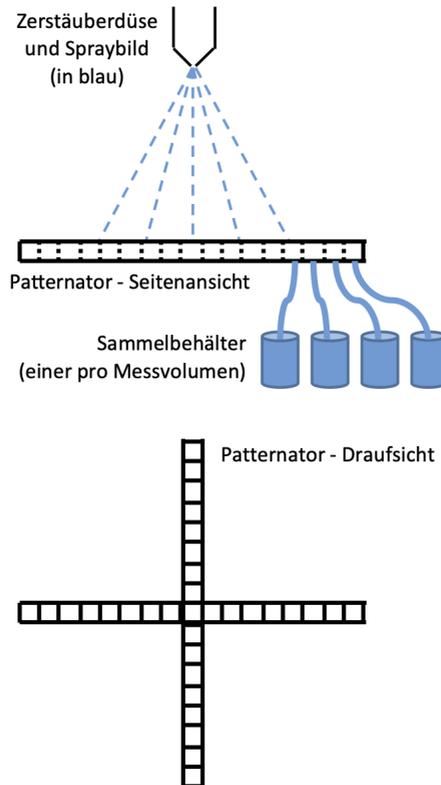


**Abbildung 3.15:** Prinzipdarstellung der Messanordnung zur Charakterisierung des Sprays in der ATA-Anlage

wie schnell der Tropfen die Interferenzstreifen durchströmt und ist dadurch proportional zur Tropfengeschwindigkeit. Die Phasenverschiebung der empfangenen Signale durch die drei räumlich versetzten Photodetektoren ist proportional zum Tropfendurchmesser.

Die Verwendung von zwei um 90 Grad verdrehten Strahl-Paaren mit unterschiedlichen Wellenlängen und separaten Photodetektor-Sätzen ermöglicht die Bestimmung der Tropfengeschwindigkeiten in allen drei Raumrichtungen.

Ein **Patternator** wurde zur lokalen Massenstrommessung als Ergänzung der Volumenstrommessung aus der PDPA eingesetzt. Die Flüssigkeit wird dazu an



**Abbildung 3.16:** Schematische Darstellung eines Patternators

unterschiedlichen Stellen aufgefangen und in Behältern gesammelt. Die in den Behältern gesammelte Flüssigkeit wird nach Ende der Messung gewogen, um daraus die zeitlich gemittelten lokalen Massenströme zu bestimmen (nach Bayvel und Orzechowski [31]). Die schematische Darstellung eines Patternators ist in Abbildung 3.16 gezeigt.

## 3.3 Beschreibung der Zündeinheit

Der Zündfunke wird durch ein Gerät mit einstellbaren Eigenschaften des erzeugten Stromimpulses generiert (Kapitel 3.3.1). Der Funke selbst ist zwischen zwei Tungsten-Elektroden mit 1 mm Durchmesser und scharfen Enden generiert. Lage und Abstand der Elektroden können mit einer Mikrometerschraube geändert und gemessen werden. In dieser Arbeit wurde stets eine konstante Lage und ein fester Abstand der Elektroden voneinander von 1 mm gehalten. Um die Energie des Funkens bestimmen zu können, ist die zeitlich aufgelöste Messung des Stroms und der Spannung notwendig, deren Beschreibung und Validierung im folgenden Kapitel erfolgt. Darauf folgt die Erläuterung zur Bestimmung der Energie in zwei Phasen der Funkenentladung – den Durchbruchs- und Entladungsphasen (Kapitel 3.3.2). Die wichtigsten Erkenntnisse wurden im Kapitel 3.3.3 zusammengefasst.

### 3.3.1 Erzeugung des Zündfunkens und Beschreibung der Messtechnik

Als **Zündgerät** wurde ein Hochstrom-Impulsgenerator IPG1522 der Firma Hilo-Test verwendet. Das Gerät besteht im Wesentlichen aus einem elektronisch geregelten Hochspannungsladegerät, einem umschaltbaren Energiespeicherkondensator, einem Entladeschalter, einem pulsformenden Netzwerk sowie einer Steuer- und Überwachungseinheit (Schematischer Aufbau in der Abbildung 3.17). Die Ladespannung ist von 0 kV bis zum Maximalwert von 15 kV kontinuierlich einstellbar [102]. Die Kapazität ist in diskreten Schritten (nach Ab- oder Zuschalten entsprechender Kondensatoren) einstellbar. Das Gerät wurde um neun Hochspannungs-Energiespeicherkondensatoren HP40EY0102M der Firma AVS von jeweils 1 nF Kapazität erweitert.

#### Messung des Widerstandes

Der Widerstand und die Induktanz des Gerätes können zwar ebenfalls geändert

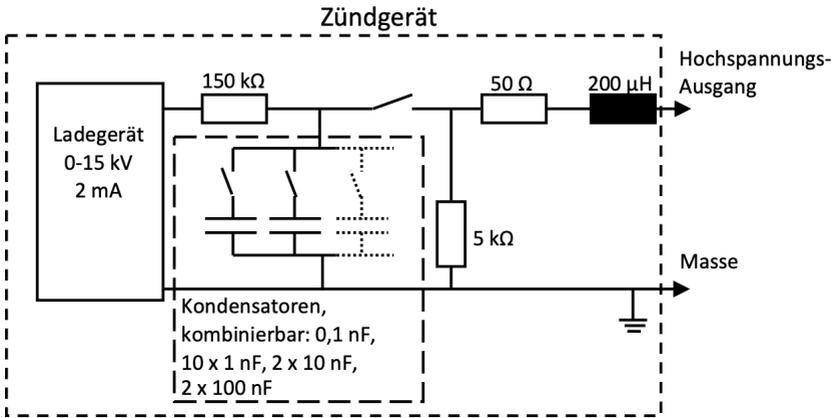


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung des Zündgeräts

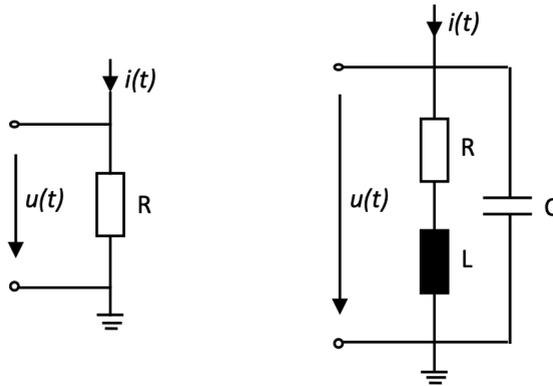
werden. In dieser Arbeit wurden diese beiden Größen jedoch konstant gehalten, um ähnliche Entladungseigenschaften bei allen Zündenergien zu erreichen.

Das gebräuchlichste Verfahren zur hochfrequenten **Messung des zeitlichen Verlaufs von elektrischen Strömen** ist nach Schwab [200] die Messung des Spannungsabfalls an einem in den Stromkreis eingeschalteten Messwiderstand, dem so genanntem „**Shunt**“.

Der zeitliche Stromverlauf kann folgendermaßen berechnet werden:

$$I(t) = \frac{U(t)}{R}, \quad (3.3.1)$$

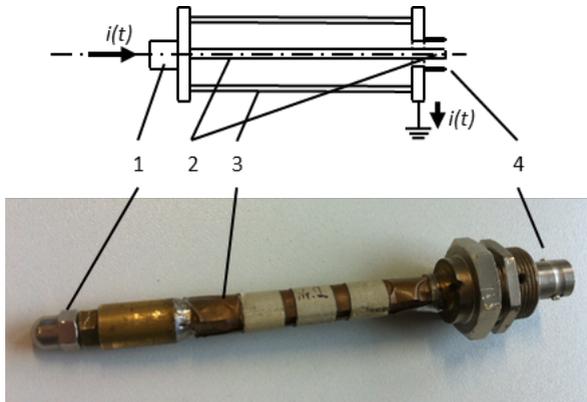
wo  $I(t)$  den zeitlichen Stromverlauf,  $U(t)$  den zeitlichen Spannungsverlauf und  $R$  den Widerstand darstellt. Dies gilt aber nur unter der Annahme, dass sich der Messwiderstand wie ein idealer ohmscher Widerstand verhält. Jeder stromdurchflossene ohmsche Widerstand weist jedoch in seiner näheren Umgebung ein energiespeicherndes magnetisches und ein elektrisches Feld auf, was sich im Verhalten des Widerstandes bemerkbar macht. Die Änderungen im Verhalten eines realen Widerstandes gegenüber einem idealen ohmschen Widerstand können wie folgt dargestellt werden (siehe Abbildung 3.18):



**Abbildung 3.18:** Ein idealer (links) und realer (rechts) stromdurchflossener Messwiderstand

- die Reihenschaltung eines ideal angenommenen ohmschen Widerstandes  $R$  mit einer Induktivität  $L$ ;
- eine parallel angeschlossene Kapazität an deren Anschlussklemmen.

Das kapazitive Verhalten eines Messwiderstandes macht sich vor allem bei hochohmigen Widerständen bemerkbar. Je größer der Widerstand  $R$  ist, desto kleinere Frequenzen reichen aus, um den Einfluss der Kapazität erkennbar zu machen. Das induktive Verhalten eines Messwiderstandes ist vor allem bei hohen Frequenzen und kleineren Widerständen  $R$  ausgeprägt. Dies ist normalerweise der Fall bei Messungen hoher schnell veränderlicher Ströme. Hier werden die niedrigen Werte der Messwiderstände unter anderem durch die Forderung nach geringer Rückwirkung auf den Stromkreis, in dem der zu messende Strom fließt, bedingt. Bei ausreichend kleinen Widerstandswerten und nicht zu großen Frequenzen (z.B. kleiner als 100 MHz bei 10 m $\Omega$ ) kann man das kapazitive Verhalten vernachlässigen. Das induktive Verhalten des Messwiderstandes kann durch geeignete Formgebung und Wahl der geometrischen Abmessungen der elektrischen Elemente unterdrückt werden. Eine der Möglichkeiten stellt eine koaxiale Anordnung dar, wie sie in der Abbildung 3.19 zu sehen ist. Bei dieser Konfiguration ist der Raum zwischen dem Messabgriff 2 und dem Widerstandszylinder feldfrei, wodurch sich ein solcher Messwiderstand fast wie ein idealer Widerstand verhält (die Abweichungen vom



**Abbildung 3.19:** Koaxial aufgebauter niederohmiger Messwiderstand. 1 Stromzuführung; 2 Messabgriff; 3 Widerstandszyylinder; 4 koaxiale Anschlussbuchse

idealen Verhalten sind durch Stromveränderungserscheinungen im Inneren des Widerstandsmaterials verursacht).

Der hier verwendete Shunt hat eine koaxiale Anordnung (siehe Abbildung 3.18) und sollte einen Widerstand von  $20\text{ m}\Omega$  mit 1% Genauigkeit bei Frequenzen bis 50 MHz und Strömen bis 1 kA aufweisen. Diese Eigenschaften des Shunts wurden, wie nachfolgend beschrieben, überprüft.

Die Anordnung zur Messung des Widerstands ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Der Shunt und ein Widerstand mit bekanntem Widerstandswert wurden in einer Reihe an eine Impuls-Spannungsquelle geschaltet. Der Spannungsabfall auf beiden Widerständen wurde mit einem 600 MHz Oszilloskop (LeCroy WaveRunner 64Xi-A) gemessen.

Der Widerstand des Shunts kann mit

$$R_{Shunt} = \frac{U_{Shunt}}{I} \quad (3.3.2)$$

berechnet werden. Der Strom  $I$  beträgt

$$I = \frac{U_1}{R_1} \quad (3.3.3)$$

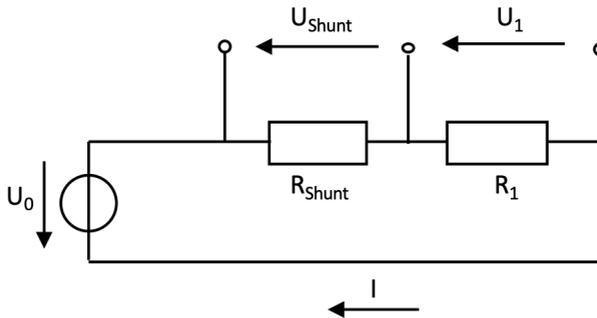


Abbildung 3.20: Anordnung zur Messung des Shunt-Widerstands

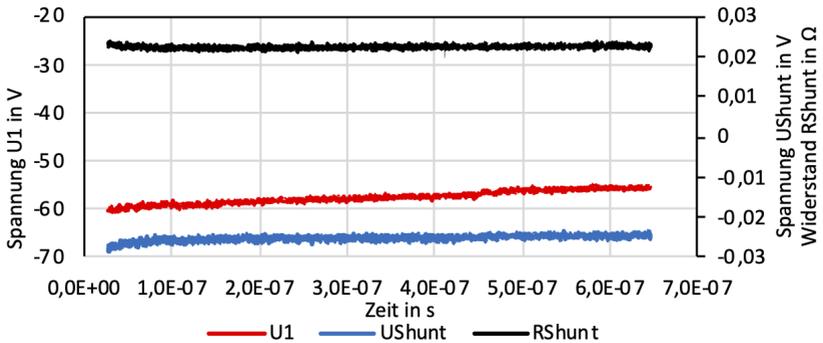


Abbildung 3.21: Shuntvermessung - Widerstand

und kann bei einem bekannten Wert von  $R_1$  aus der gemessenen Spannung bestimmt werden. Der Widerstand  $R_1$  betrug  $51 \Omega$  und die zeitlichen Spannungsverläufe  $U_1$  und  $U_{Shunt}$  sind in der Abbildung 3.21 dargestellt. Der mittlere Widerstand aus der Messung beträgt  $R_{Shunt} = 22,4 \text{ m}\Omega$ .

Die gleiche Anordnung wurde zur Erfassung einer Sprungantwort des Shunts verwendet. Die Sprungantwort bei einem Strom von  $1,1 \text{ A}$  ist in Abbildung 3.22 dargestellt. Die Messspannung nähert sich nach  $2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  dem Sprungwert an,

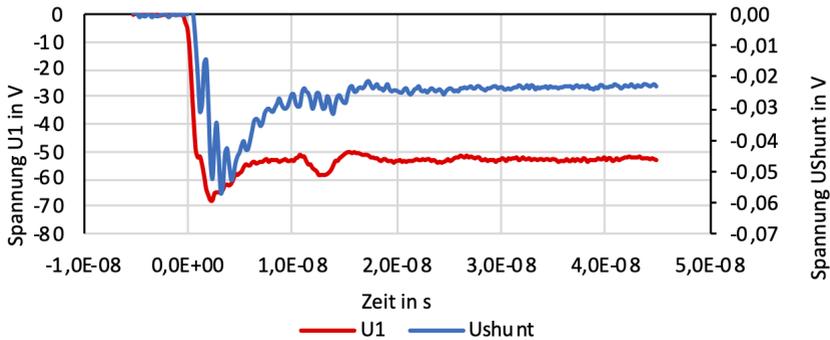


Abbildung 3.22: Shuntvermessung - Sprungantwort bei einem Strom von 1,1 A

was einer Frequenz von 50 MHz entspricht.

### Spannungsmessung

Die Größenordnung der **Spannung** während der Funkenentladung ist um ca. 2 Größenordnungen kleiner als die Durchbruchspannung. Die gleichzeitige Messung der Durchbruchspannung und der Entladungsspannung ist bei der Auflösung des verwendeten Oszilloskops nicht möglich. Zur Messung der Durchbruchspannung wurde ein **Hochspannungstastkopf mit einem Übersetzungsverhältnis von 1000:1**, und zur Messung der Entladungsspannung wurde ein **ohmscher Teiler mit einem Übersetzungsverhältnis von 200:1** und mit einer Spannungsbegrenzung am Messeingang des Oszilloskops verwendet.

Die Hochspannung vor und während des Funkenstreckendurchbruchs wurde mit einem Hochspannungstastkopf der Firma North Star High Voltage, Typ PVM 1, gemessen. Der Hochspannungstastkopf ist ein Spannungsteiler, der die Spannung um einen bekannten Faktor reduziert, um sie für die Messgeräte verträglich zu machen. Der Teilungsfaktor des verwendeten Tastkopfs beträgt 1000:1 und seine maximale Arbeitsfrequenz beträgt 80 MHz. Eine allgemeine Konfiguration

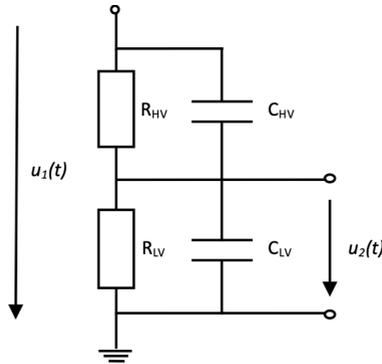


Abbildung 3.23: Schematischer Aufbau eines Spannungsteilers

Übersetzungsverhältnis	1000:1
Spannung	max. 40 kV DC, 60 kV gepulst
Max. Frequenz	80 Mhz
Genauigkeit bei DC bis 2 Hz	< 0,1 %
Genauigkeit von 2 Hz bis 200 Hz	< 1 %
Genauigkeit von 200 Hz bis 5 MHz	< 1,5 %
Genauigkeit über 5 MHz	< 3 %
Eingangswiderstand	400 MOhm
Eingangskapazität	13 pF
Ausgangsseitiger Abschluss	50 Ohm
<i>Anschluss</i>	
4,5 m langes RG-223 Kabel mit BNC-Steckern	

Tabelle 3.2: Eigenschaften des Hochspannungstastkopfes PVM-1 laut Hersteller

eines Spannungsteilers ist in Abbildung 3.23 dargestellt. Die Eigenschaften des verwendeten Spannungsteilers sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Der ohmsche Teiler wurde von Dr.-Ing. Martin Sack am Institut für Hochleistungs-impuls- und Mikrowellentechnik (IHM) des Karlsruher Instituts für Technologie entwickelt und konstruiert. Die Eigenschaften des Teilers sind in Tabelle 3.3

Übersetzungsverhältnis	200:1 bei Abschluss des Oszilloskops mit 1 MOhm
Spannung	max. 15 kV gepulst (Einzelpuls mit 1 ms Pulslänge)
Widerstand	8,1 kOhm
Anstiegszeit	ca. 15 ns
Ausgangsseitiger Abschluss	ca. 50 Ohm
Abgleich der kapazitiven Kopplung	verschiebbare Feldsteuerelektrode
<i>Widerstände</i>	
Typ	Panasonic ERJT14
Gehäuse	SMD1210
Leistung	0,5 W dauernd; 80 W für 1 ms
<i>Hochspannungsteil</i>	
Einzelwiderstände	1,2 kOhm
Verschaltung	54 Widerstände seriell, je 8 parallel
Gesamtwiderstand	8,1 kOhm
bei 15 kV	278 V pro Einzelwiderstand
<i>Niederspannungsteil</i>	
Einzelwiderstände	330 Ohm
Verschaltung	2 Widerstände seriell, je 8 parallel
Gesamtwiderstand	82,5 Ohm
Anschluss: Mittelabgriff am Niederspannungsteil – Abschluss mit ca. 50 Ohm	

**Tabelle 3.3:** Eigenschaften des ohmschen Teilers

zusammengefasst. Der Teiler mit seiner Verschaltung ist in Abbildung 3.24 dargestellt.

Das Übersetzungsverhältnis des ohmschen Teilers ist aber zu klein, um mit dem Oszilloskop die gesamte Entladung auflösen zu können. Der Grund dafür ist die hohe Durchbruchspannung, die eine zu große Spannung am Messeingang des Oszilloskops verursacht. Die Spannung an diesem Messeingang muss daher

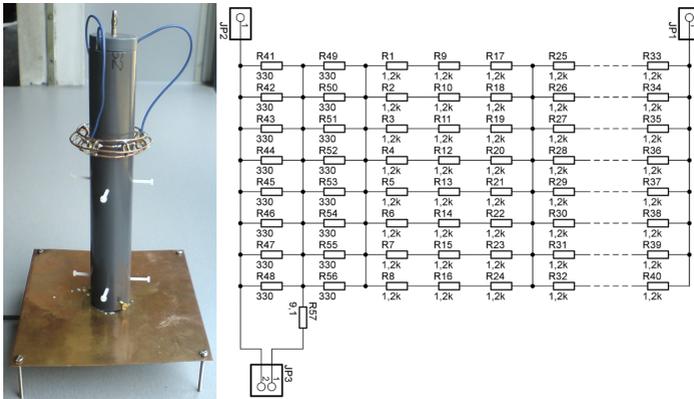


Abbildung 3.24: Abbildung und Verschaltung des ohmschen Teilers, von Sack [193] übernommen.

begrenzt werden, und dies erfolgt mittels einer Spannungsbegrenzung, wie sie in Abbildung 3.25 dargestellt ist.

Die Spannung wird mittels schneller Schottky-Dioden (D1 und D2) mit einer reverse recovery time = 2,4 ns begrenzt. Die Begrenzungsspannung kann so mittels der Widerstände R3 und R4, getrennt nach Polarität, von 0 V bis ca. 8 V begrenzt werden. Die Pulsenergie wird durch die Kondensatoren C1 und C3, bzw. C2 und C4 aufgenommen. Der Überspannungsschutz ist durch die Avalanchedioden D3 und D4 und einen zusätzlichen externen 230 V Edelgas-Überspannungsableiter gewährleistet.

### Charakterisierung der Funkenmessstrecke

In Abbildung 3.26 ist das Zündsystem zur Erzeugung des Zündfunken dargestellt. Für die **Charakterisierung der Messstrecke** wurde im Zündgerät eine Kapazität von 20 nF angeschlossen.

Die Abbildung 3.27 zeigt die gemessenen zeitlichen Strom- und Spannungsverläufe einer Entladung (Raumbedingungen, Elektrodenabstand 1 mm).

Es können zwei Phasen mit unterschiedlichen Strom- und Spannungscharakteristiken unterschieden werden: Phase 1 mit großen Fluktuationen des Stroms und

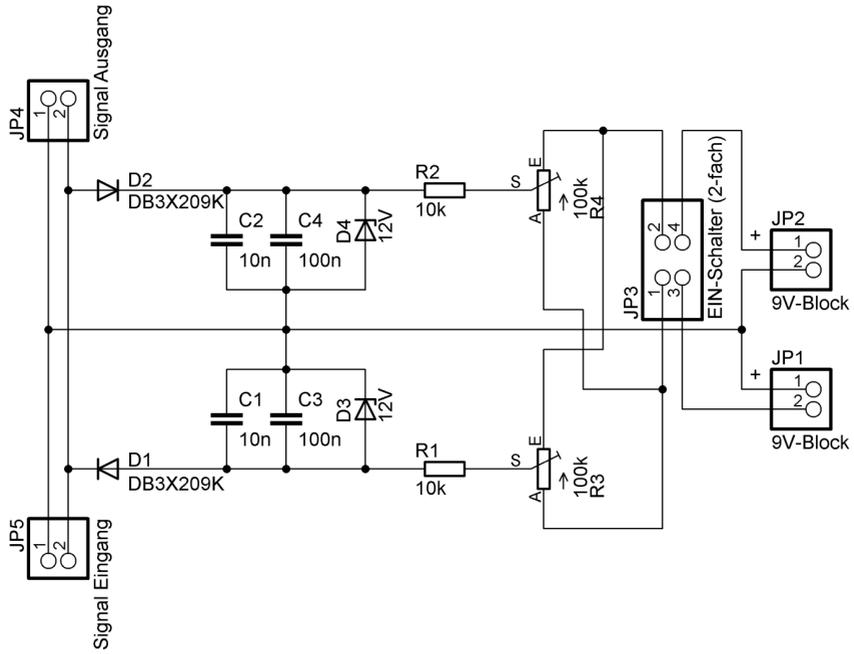


Abbildung 3.25: Spannungsbegrenzung am Messeingang des Oszilloskops

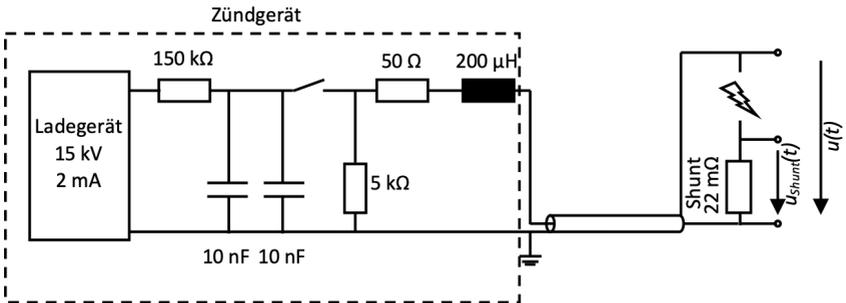


Abbildung 3.26: Schematische Darstellung des Zündsystems in der Testkonfiguration

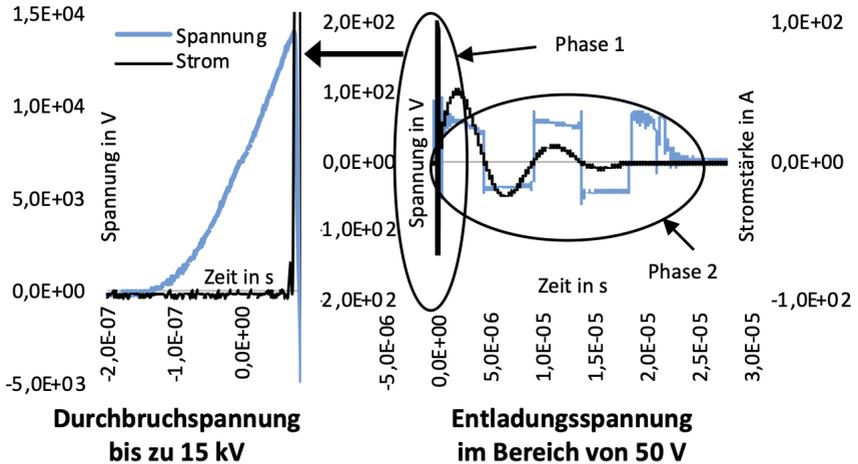


Abbildung 3.27: Eine Funkenentladung im angewendeten System

der Spannung, und Phase 2, in der die Spannung klein und konstant (jedoch mit periodisch wechselndem Vorzeichen) bleibt. Die Phase 1 stellt den Durchbruch eines Funkens (den Aufbau einer niederohmigen Entladungsstrecke) dar, die Phase 2 enthält die Entladung entlang der niederohmigen Funkenstrecke. Wie bereits vorhin erwähnt, ist die gleichzeitige genaue Messung der Durchbruch- und Entladungs-Spannung während der Phase 1 und der Phase 2 nicht möglich. Die Spannungsverläufe in den beiden Phasen sowie die Beiträge zur gesamten Funkenenergie wurden daher mit unterschiedlichen Messsystemen in getrennten Messungen bestimmt.

Die Existenz von zwei unterschiedlichen Schwingungsfrequenzen – nämlich von hochfrequenten Schwingungen in der Phase 1 und von niederfrequenten Schwingungen in der Phase 2 – weist auf eine mögliche Überlagerung zweier Funken hin. Die niederfrequenten Schwingungen werden in diesem Fall vom Zündgerät hervorgerufen. Die hochfrequenten Schwingungen werden von Streukapazitäten und der Induktivität des Zündsystems verursacht. Unter dem Zündsystem wird hier die Messkammer mit Elektroden, die Zuleitungen und die angeschlossenen

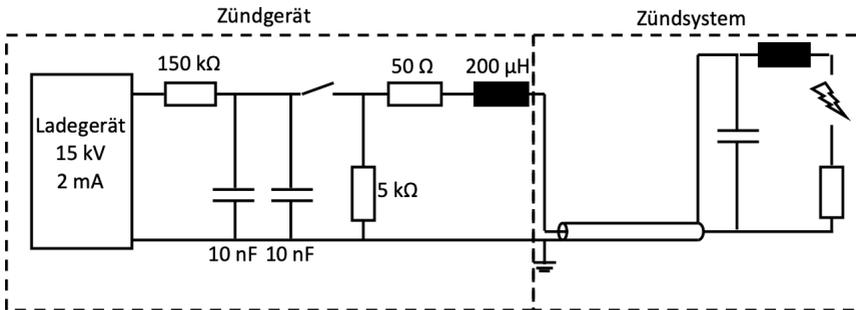


Abbildung 3.28: Schematische Darstellung des Zündsystems

Messgeräte (Shunt und Spannungsteiler) verstanden. Das gesamte System ist in Abbildung 3.28 schematisch dargestellt.

Die Kapazität im Zündsystem der Abbildung 3.28 bildet die Streukapazitäten ab, die Induktivität fasst die Gesamtinduktivität zusammen und der Widerstand stellt den Gesamtwiderstand des Systems dar. Im betrachteten Fall ist der Widerstand des Shunts viel größer als die übrigen Widerstände. Der Gesamtwiderstand kann also durch den Widerstand des Shunts angenähert werden.

Für die Charakterisierung des Zündsystems wurde es zuerst vom Zündgerät getrennt. Die Realisierung erfolgte durch das Abklemmen des Zündkabels von der Spule des Zündgeräts. Anschließend wurde an die Elektroden ein Quecksilberschalter und, über einen 1 MΩ Widerstand, eine Spannungsquelle angeschlossen. Der Quecksilberschalter garantiert eine möglichst schnelle und verlustfreie Schaltung. Die Anordnung ist in Abbildung 3.29 dargestellt.

Bei offenem Schalter wurde eine Spannung von 110 Volt an die Elektroden angelegt. Dadurch lädt sich die Streukapazität des Systems auf. Beim Umschalten des Quecksilberschalters wird die Streukapazität entladen und der so gebildete Kreis kommt in eine Schwingung. Da es zu keiner Funkenentladung kommt, wird diese Schwingung nur durch die Elemente des Zündsystems gedämpft. Der 1 MΩ Widerstand sorgt dafür, dass die Spannungsquelle im betrachteten Zeitfenster einen nur unwesentlich kleinen Einfluss auf das System hat.

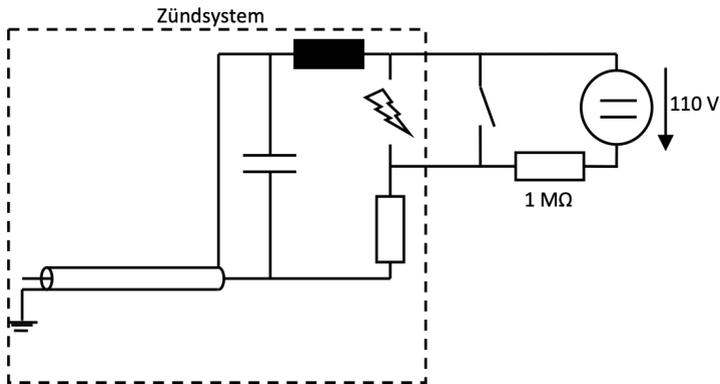
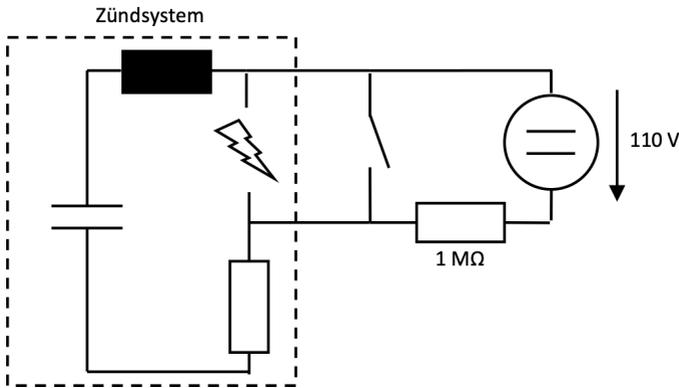


Abbildung 3.29: Schematische Darstellung des Zündsystems mit einem Quecksilberschalter

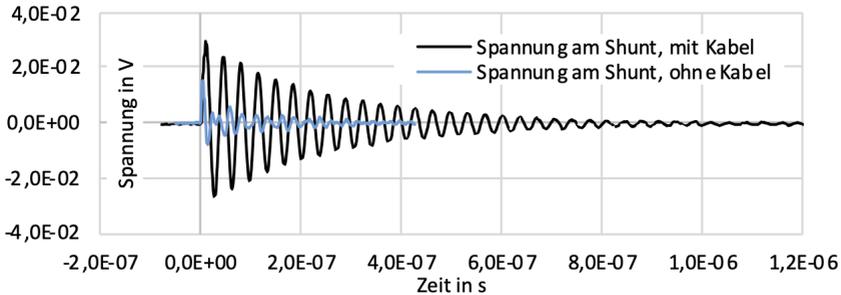
Gemessen wurde, wie vorher, die Spannung am Shunt und zwischen den Elektroden. Die schwarze Linie in der Abbildung 3.31 zeigt die Antwort des Systems nach dem Umschalten des Quecksilberschalters. Für eine bessere Übersicht der Darstellung wird hier nur der Spannungsabfall am Shunt gezeigt.

Anschließend wurde das Spannungskabel getrennt, um seinen Einfluss auf die Schwingungen (und damit den Verdacht auf Wanderwellenschwingungen) zu überprüfen. Die Erdung erfolgte durch den Spannungsgenerator und die Messleitungen zum Oszilloskop. Die Konfiguration ist in Abbildung 3.30 dargestellt. Das resultierende Signal ist in Abbildung 3.31 mit der blauen Linie dargestellt. Die Schwingungsamplitude wurde deutlich reduziert und die Schwingungsfrequenz etwa halbiert. Der Einfluss des Zündkabels auf die Schwingungen in der 1. Phase der Zündung wurde somit bestätigt.

Im nächsten Schritt wurde der Spannungsteiler vom System getrennt, um seinen Einfluss auf das Messsignal zu beobachten. Das resultierende Signal zeigt die blaue Linie in Abbildung 3.32. Das Abklingverhalten ist hier ebenfalls verändert, jedoch im Vergleich zu den Einflüssen des Zündkabels vernachlässigbar klein. Mit diesem Versuch wurde bewiesen, dass das Zündkabel die Hauptursache für die Schwingungen in der 1. Phase ist.

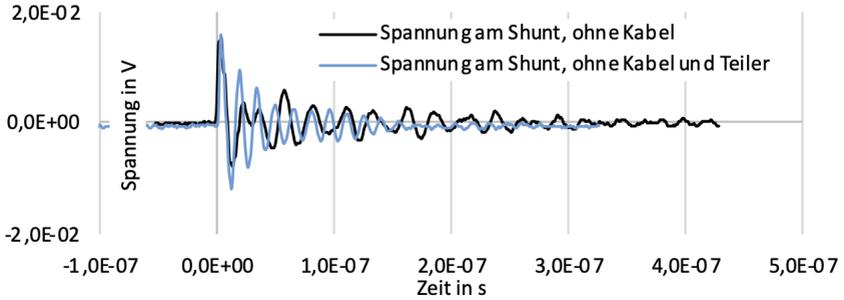


**Abbildung 3.30:** Schematische Darstellung des Zündsystems mit einem Quecksilberschalter und mit entferntem Spannungskabel

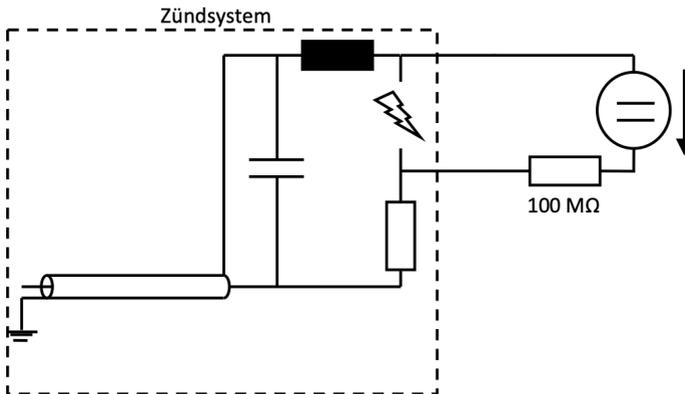


**Abbildung 3.31:** Spannungsabfall am Shunt beim Schaltvorgang im System mit einem Quecksilberschalter mit und ohne angeschlossenes Spannungskabel

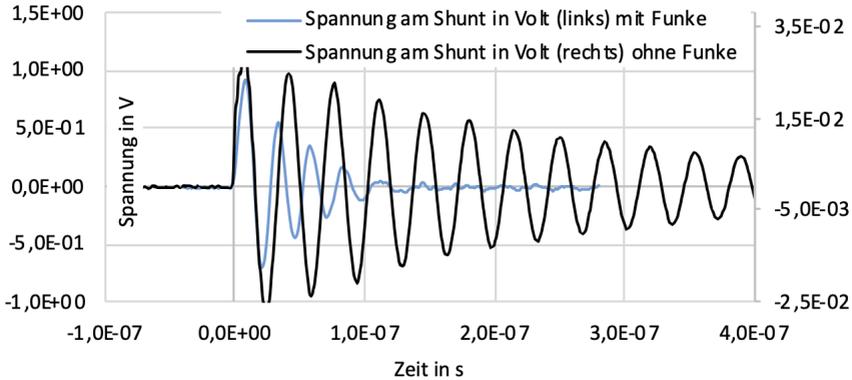
Als Nächstes wurde das Verhalten des Systems bei einer Funkenentstehung untersucht. Dafür wurde die Spannung am Spannungsgenerator bis zum Erscheinen eines Funkens erhöht. Der Quecksilberschalter wurde demontiert und der Widerstand, wie in Abbildung 3.33 dargestellt, durch einen größeren ersetzt. In dieser Anordnung wird nur die Streukapazität des Systems aufgeladen. Bei ausreichend großer Spannung kommt es zu einem Durchbruch (einem Funken). Der große Widerstand sorgt dafür, dass nur die Ladung der Streukapazitäten über die Funkenstrecke fließt (die Spannungsquelle kann den Funken wegen des zu großen Widerstands nicht am



**Abbildung 3.32:** Spannungsabfall am Shunt beim Schaltvorgang im System mit einem Quecksilberschalter mit nicht angeschlossenem Spannungskabel, mit und ohne angeschlossenen Spannungsteiler



**Abbildung 3.33:** Schematische Darstellung des Zündsystems mit größerem Widerstand zur Untersuchung des Systemverhaltens bei einer Funkenentstehung



**Abbildung 3.34:** Spannungsabfall am Shunt beim Schaltvorgang im System mit einem Quecksilberschalter und bei der Entstehung eines Funkens

Leben halten). Durch diesen Versuch soll eine Entladung erzeugt werden, die nur durch die Streukapazitäten des Systems und nicht durch das Zündgerät beeinflusst wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.34 dargestellt. Das Stromsignal wird viel schneller als im Versuch ohne Funken gedämpft.

Bei diesem Vergleich ist die Abschwächung der Schwingung und nicht der absolute Wert des Stromes, wichtig. Der Strom (oder bei der Schwingung – der Maximalwert des Stromes) klingt mit der Zeit ab:

$$I = I_0 \cdot e^{-const \cdot t} \quad (3.3.4)$$

wobei die Konstante eine Funktion von R, L und C darstellt. Diese Konstante beschreibt das Dämpfungsverhalten des Systems. Der Funke ändert das Dämpfungsverhalten: die Dämpfung wird stärker, die Energie wird also vom System schneller abgegeben. Da der Funke das einzige neue „Element“ des Systems ist, muss die Energie dem Funken zugeführt sein und wird dort für die Aufheizung des Plasmas benötigt. Der abweichende Anteil der Schwingung stellt die Energie dar, die dem System vom Funken entzogen wird.

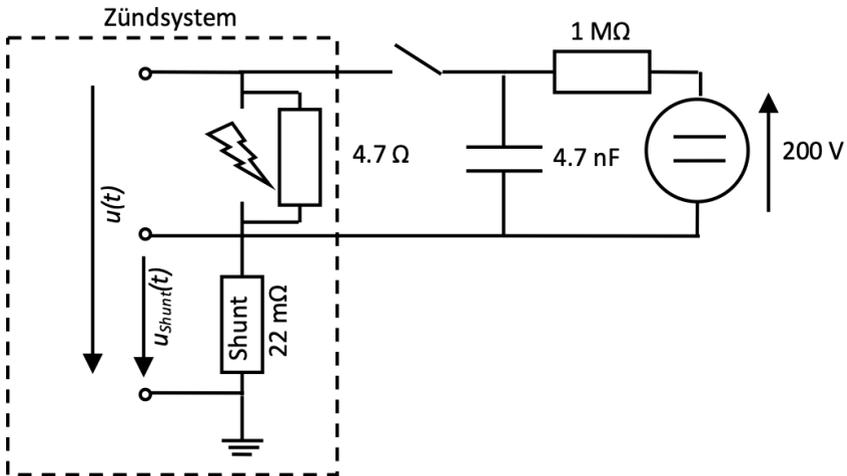


Abbildung 3.35: Konfiguration des Zündsystems für die Zeitverschiebungsmessung

Bei den Schwingungsfrequenzen, die in der 1. Phase der Funkenentladung auftreten, werden die Messkabel­längen für die Laufzeiten der Messsignale bedeutsam. Die Signalausbreitungsgeschwindigkeit in einem Koaxialkabel beträgt circa 5 ns/m und eine Strom- und Spannungsschwingperiode in der 1. Phase der Entladung dauert ca. 20 ns. Aus diesen Größenordnungen wird ersichtlich, dass auch kleine Unterschiede in der Messkabel­länge und die Lage der Spannungsabgriffpunkte einen Einfluss auf die zeitliche Übereinstimmung der Spannungs- und Stromsignale haben können. Die Messkabel­längen wurden für die abzulesenden Messsignale gleich gehalten, und die restliche Zeitverschiebung wie folgt geprüft und in der Auswertung berücksichtigt.

Um eine möglichst genaue Ablesung der Zeitpunkte, in denen die Signale am Oszilloskop ankommen, zu gewährleisten, wird ein Signal mit steiler Flanke und möglichst kurzer Anstiegszeit benötigt. Das Zündsystem wurde dementsprechend modifiziert, wie in Abbildung 3.35 dargestellt. Das Zündkabel wurde dazu abgeklemmt. Die Funkenstrecke wurde mit einem 4,7 Ω Widerstand geschlossen. Über ein 1 MΩ Widerstand wurde eine 4,7 F Kapazität von einer Spannungsquelle aufgeladen. Durch das Schließen des Quecksilberschalters wird die Kapazität

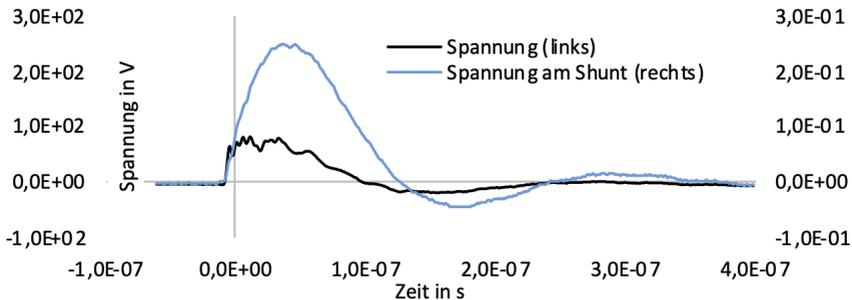


Abbildung 3.36: Messung der Zeitverschiebung

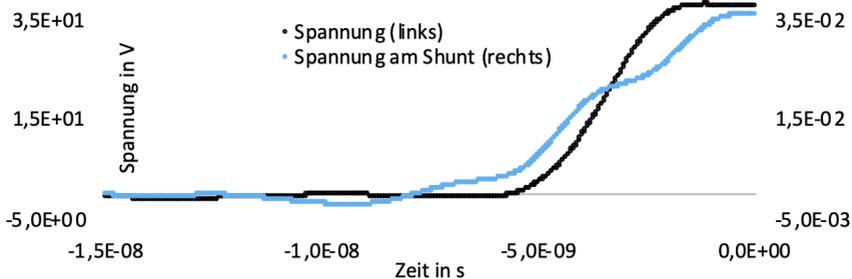


Abbildung 3.37: Messung der Zeitverschiebung - vergrößert (1)

entladen und ein Spannungsabfall am Shunt und am eingebauten Widerstand erzeugt.

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.36 dargestellt. Eine Zeitverschiebung ist bei dieser Vergrößerung nicht sofort erkennbar. Um die Zeitverschiebung klar zu erkennen, wurde vom Oszilloskop nur die Signalaufstiegsperiode aufgenommen und in Abbildung 3.37 vergrößert dargestellt. Es sind drei Änderungsphasen erkennbar:

1. von  $-1,20 \cdot 10^{-8}$  s bis  $-8,00 \cdot 10^{-9}$  s – eine positive Halbschwingung der Spannung an den Elektroden und negative Halbschwingung der Spannung am Shunt

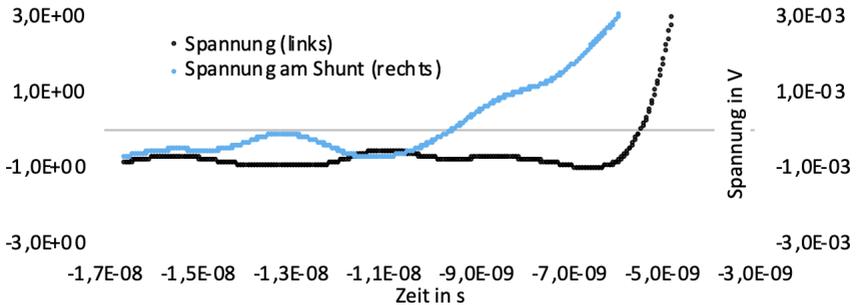


Abbildung 3.38: Messung der Zeitverschiebung - vergrößert (2)

2. von  $-6,00 \cdot 10^{-9}$  s bis  $-3,00 \cdot 10^{-9}$  s – ein Anstieg der Spannung an den Elektroden und ein erster Anstieg der Spannung am Shunt
3. von  $-3,00 \cdot 10^{-9}$  s bis  $-1,00 \cdot 10^{-9}$  s – weiterer Anstieg der Spannung an den Elektroden und ein zweiter Anstieg der Spannung am Shunt.

Die einzelnen Phasen können den physikalischen Prozessen nicht eindeutig zugeordnet werden.

Eine weitere Vergrößerung des Diagramms (Abbildung 3.38) zeigt noch deutlicher, dass der Anstieg des Stroms und der Spannung um bis zu 4 ns verschoben sind. Weil die Induktivität des Widerstandes und die physikalische Bedeutung der Signale zunächst nicht klar ersichtlich sind, wurde eine zusätzliche Analyse anhand der Messsignale in der 1. Phase der Entladung durchgeführt.

Das Entstehen einer Funkenentladung ist durch einen Anstieg der Spannung an den Elektroden bis zu einer Durchbruchspannung charakterisiert. Während dieser Zeit fließt zwischen den Elektroden kein Strom. Beim Erreichen der Durchbruchspannung ist die Potentialdifferenz ausreichend, um eine niederohmige Strecke – einen Funken – aufzubauen, durch welche Strom fließen kann. Der Strom fängt an zu fließen (die Spannung am Shunt steigt) und gleichzeitig fällt die Spannung an den Elektroden. Der Anstieg der Spannung bis zum Erreichen der Durchbruchspannung ist in den Abbildungen 3.39 und 3.41 als die ansteigende Flanke der Spannung an den Elektroden zu sehen (die blaue Linie, von links nach

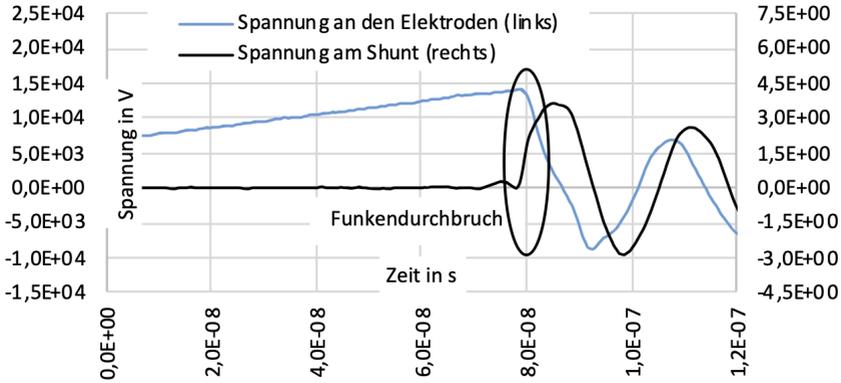


Abbildung 3.39: Verlauf der Spannung und des Stroms beim Funkendurchbruch

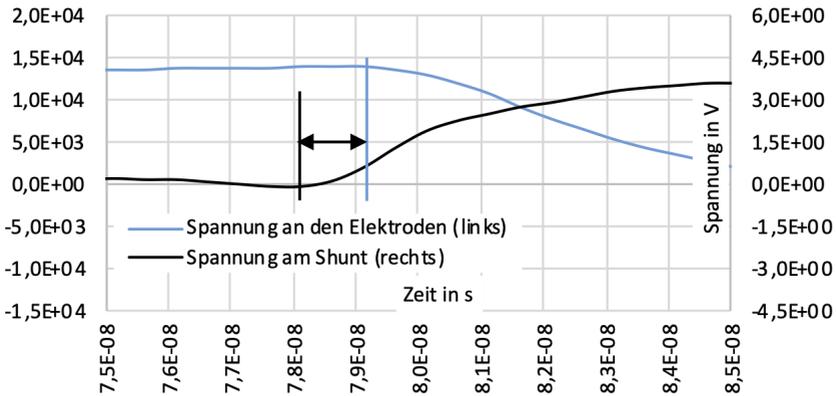


Abbildung 3.40: Verlauf der Spannung und des Stroms beim Funkendurchbruch - vergrößert

rechts). Mit einem schwarzen Oval in Abbildung 3.39 ist der Durchbruchmoment markiert und in Abbildung 3.40 vergrößert dargestellt.

Die zeitliche Verschiebung der Messsignale wurde aus dem Zeitabstand zwischen dem Spannungsabfall und dem Stromanstieg in der Funkenstrecke bestimmt und beträgt 1 ns, wie mit den Pfeilen in Abbildung 3.40 dargestellt. Die Spannung an den Elektroden läuft vor. Ein gleiches Ergebnis erhält man aus der Messung der Zeitverschiebung in Abbildung 3.37, wenn man das Erreichen eines konstanten Endwertes

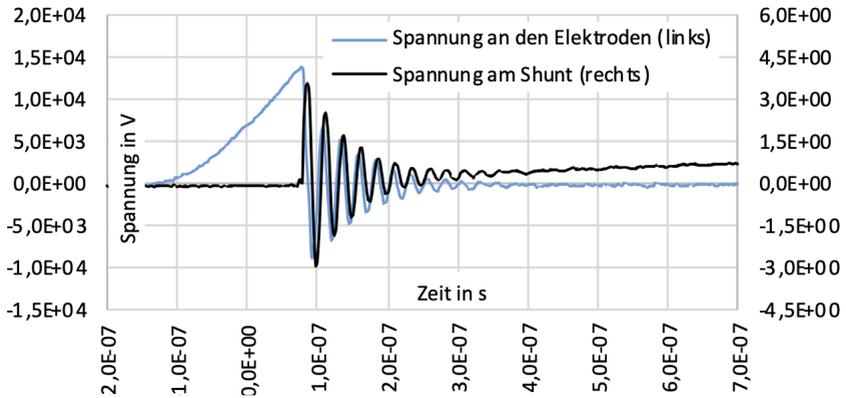


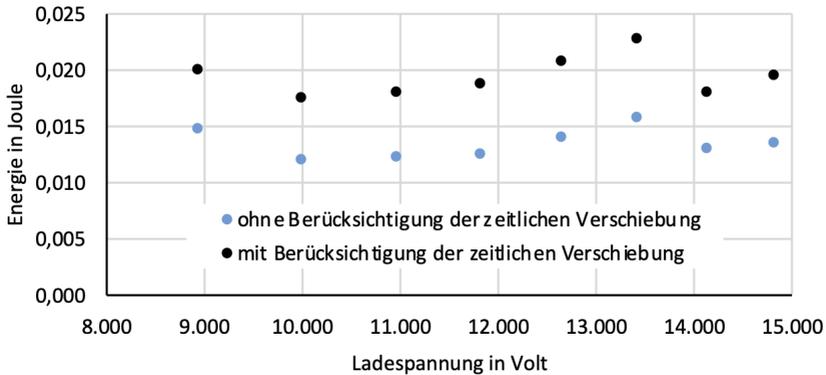
Abbildung 3.41: Messung von Strom und Spannung in der Phase 1 der Entladung

des Stroms und der Spannung am Widerstand als Anhaltspunkte annimmt (ca.  $-1,5 \cdot 10^{-9}$  s für die Spannung an den Elektroden und ca.  $-0,5 \cdot 10^{-9}$  s für die Spannung am Shunt).

Der Unterschied in der Berechnung der Funkenenergie in der 1. Phase mit und ohne Berücksichtigung dieser 1 ns Zeitverschiebung der Messsignale beträgt circa 20%. Diese Zeitverschiebung der Messsignale muss bei der Auswertung berücksichtigt werden.

### 3.3.2 Energieinhalt des Funkens

**Der Energieinhalt des Funkens in der Durchbruchphase** – der 1. Phase der Entladung – wurde wie folgt gemessen: der Strom wurde mit dem Shunt und die Spannung mit dem Hochspannungstastkopf gemessen und die Messsignale mit einem 200 MHz Oszilloskop aufgenommen. Eine Messung des Stromes und der Spannung in der 1. Phase der Entladung ist in Abbildung 3.41 dargestellt. Die 1. Phase der Funkenentladung ist hier als der Teil der Entladung definiert, bis die hochfrequente Schwingung abgeklungen ist, was in Abbildung 3.27 graphisch dargestellt ist und in der Abbildung 3.41 der Zeit von 400 ns entspricht.



**Abbildung 3.42:** Energie in der 1. Phase der Funkenentladung mit und ohne Berücksichtigung der zeitlichen Verschiebung der Messsignale

Die Energie in der 1. Phase bei einer Kapazität von 10 nF und einer Ladespannung von 14,83 kV beträgt 19,5 mJ, mit einer Standardabweichung von 3,2 mJ (Mittelwert von 5 Messungen). Die Energie in der 2. Phase beträgt bei gleicher Kapazität und Ladespannung 20,9 mJ (die Energien wurden als Integral  $\int UI dt$  berechnet; die Einzelheiten der Auswertungsprozedur werden im Kapitel 4.2 erläutert).

Der Energiebeitrag in der 1. Phase zur gesamten Energie der Funkenentladung beträgt also um die 50% des Gesamtwertes und darf daher nicht vernachlässigt werden.

Die Abhängigkeit der Energie in der Phase 1 als Funktion der Ladespannung in der untersuchten Konfiguration ist in Abbildung 3.42 dargestellt. Diese Energie ist augenscheinlich nicht von der Ladespannung, also der gespeicherten Energie, abhängig. Das bestätigt die These, dass die Energie in der 1. Phase der Funkenentladung zur Erwärmung einer leitfähigen Funkenstrecke benötigt wird. Die Strecke hängt nicht von der elektrischen Konfiguration des Systems sondern von der physikalischen Konfiguration der Elektroden und des Zwischenraumes zwischen den Elektroden ab. Die Untersuchung der Abhängigkeit dieser Energie vom Zustand des Zwischenraumes der Elektroden ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Konfiguration der Elektroden wurde deswegen unverändert gehalten.

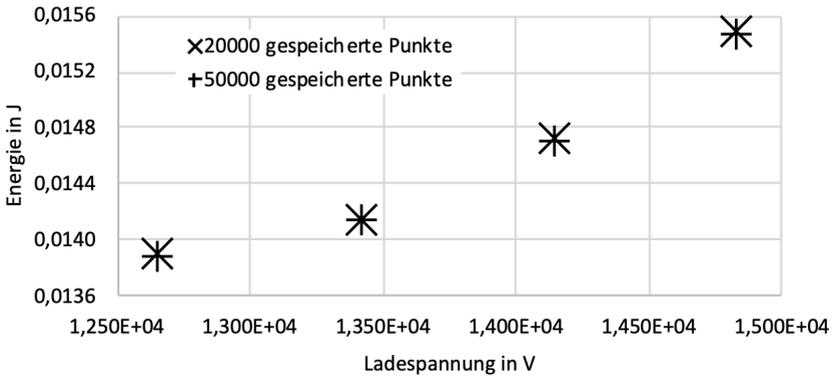


Abbildung 3.43: Einfluss der Signalauflösung auf das Messergebnis

**Der Energieinhalt des Funkens in der Entladungsphase** – der 2. Phase der Entladung – wurde wie folgt gemessen: der Strom wurde, wie vorher, mit dem Shunt und die Spannung mit dem ohmschen Spannungsteiler gemessen und die Messsignale mit einem 200 MHz Oszilloskop aufgenommen.

Im Vergleich zur 1. Phase der Entladung, die ungefähr 400 ns dauert, ist die 2. Phase mit den 20 s wesentlich länger. Die gleiche Auflösung des Messsignals in beiden Phasen führt zu erheblichen Datenübertragungszeiten. Um die Messzeiten an den verfügbaren Zeitrahmen anzupassen, wurde die Auflösung des gespeicherten Signals von 50000 auf 20000 Punkte pro Signal verringert und eine Kontrolle der Genauigkeit durchgeführt. Die Abbildung 3.43 zeigt die Ergebnisse der Energieauswertung für beide Auflösungen des Signals (siehe Kapitel 4.2 für die Einzelheiten der Auswertungsprozedur). Der Unterschied beträgt für jeden Messpunkt weniger als 0,1%, was das Anwenden der kleineren Auflösung rechtfertigt.

### 3.3.3 Zusammenfassung der Messsystem- und Funken-Charakterisierung

Im Kapitel 3.3 wurden das Zündgerät und die vorhandenen und entwickelten Messsysteme zur Bestimmung der Funkenenergie beschrieben sowie die Funkenmessstrecke charakterisiert, um die Richtigkeit der durchzuführenden Messungen zu gewährleisten.

Es erfolgte die Charakterisierung des Messwiderstandes auf den Wert von  $R_{Shunt} = 22,4 \text{ m}\Omega$ . Weiterhin wurde eine Zeitverschiebung der Messsignale von Strom- und Spannungsmessung von 1 ns festgestellt und in der Auswertungsprozedur berücksichtigt, was einen circa 20% großen Messfehler bei der Berechnung der Funkenenergie ausschließen ließ.

Zwei Systeme wurden auf die Eignung zur Funkenenergiemessung positiv überprüft – eines davon für die 1. Phase der Funkenentladung (Erwärmung einer leitfähigen Funkenstrecke), und eines für die 2. Phase der Funkenentladung (die sichtbare Funkenentladung). Die Energie in der 1. Phase ist hauptsächlich geometrieabhängig und wird während der nachfolgenden Untersuchungen kaum verändert. Die Energie in der 2. Phase der Entladung kann durch die Einstellungen des Zündgerätes beeinflusst werden. Weil die beiden Systeme nicht gleichzeitig messen können, wird die Energie in der 1. Phase vorab als fester Wert für die gegebene Geometrie bestimmt. Die Energie in der 2. Phase wurde in einer separaten Messreihe für alle relevanten (in der Untersuchung vorkommenden) Einstellungen des Zündgerätes bestimmt.

Die Bestimmung der Energie für die Erwärmung einer leitfähigen Messstrecke bei Untersuchung von Zündenergien ist erstmalig und wurde in bisherigen Arbeiten nicht berücksichtigt. Die Berücksichtigung dieser Energie stellt einen deutlichen Vorsprung im Vergleich zu jetzigem Wissensstand dar.

## 4 Auswertung und statistische Analyse

Um systematische Variationen im Zündverhalten des Systems von Messfehlern unterscheiden zu können, müssen Messungen vieler Größen detailliert analysiert werden. Nur dann lässt sich eine verlässliche Zündwahrscheinlichkeit bestimmen. Bei der Betrachtung von Sprayzündung in strömenden Gemischen spielen folgende Themenbereiche eine Rolle und werden entsprechend in diesem Teil der Arbeit bezüglich der Auswertung und Analyse der gewonnenen Daten beschrieben:

- Charakterisierung der Strömung - die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten sowie Turbulenzeigenschaften wurden mittels numerischer Simulation (Kapitel 4.1.1) und die Temperaturen und Drücke mittels direkter Messungen bestimmt (Kapitel 4.1.2).
- Eigenschaften des Sprays und Auswirkungen der Strömungseigenschaften auf die Struktur des Sprays (Kapitel 4.1.3).
- Methodik zur Festlegung der Versuchsbedingungen ist im Kapitel 4.1.4 beschrieben.
- Eigenschaften des Funkens und die für die Zündung verfügbare Funkenenergie (Kapitel 4.2).
- Abschätzung der Größe und der Temperatur des Funkens (Kapitel 4.3).

Erst im Anschluss an die Analyse der oben beschriebenen Datenquellen kann die Auswertung der Zündwahrscheinlichkeit erfolgen. Das Kapitel 4.4 beschreibt die Methodik der Messung und die statistische Auswertung der gewonnenen Daten.

## 4.1 Bestimmung der Versuchsbedingungen

Wie im Kapitel 3 beschrieben, lassen sich nicht alle benötigten Messgrößen direkt oder in nur einem Prüfstand bestimmen. Dieses Kapitel beschreibt die Auswertung der Daten von numerischer Strömungssimulation und der Messwerte aus den IS CRA- und ATA-Prüfständen, sowie die Vorgehensweise zur Festlegung der Versuchsbedingungen.

### 4.1.1 Bestimmung der Strömungseigenschaften mittels numerischer Simulation

Die lokalen Strömungseigenschaften wie die Strömungsgeschwindigkeit und die Turbulenzeigenschaften spielen eine entscheidende Rolle bei den Transportprozessen in und aus dem Zündvolumen und wirken sich dadurch unmittelbar auf den Zündvorgang aus. Eine direkte Messung dieser lokalen Strömungseigenschaften würde einen viel aufwändigeren Messprüfstand benötigen, was mit nicht vertretbarem Konstruktions- und anschließendem Mess-Aufwand verbunden wäre. Gleichzeitig stellen die heutzutage verfügbaren Simulationsprogramme ein verlässliches Werkzeug zur Berechnung der zu erwartenden Strömungseigenschaften dar. Aus diesen Gründen erfolgte die Charakterisierung der Strömung hinter dem Turbulenzgitter mittels numerischer Simulation mit dem kommerziellen Solver ANSYS CFX R15.0. Ziel dieser Simulation war die Bestimmung der Turbulenzeigenschaften der Strömung am Zündort für alle untersuchten Bedingungen.

Die Modellierung erfolgte mittels einer stationären RANS Simulation mit der Anwendung des  $k$ -epsilon Modells. Die theoretische Beschreibung des verwendeten Turbulenzmodells ist im Kapitel 2.5 dargestellt und die Randbedingungen im Anhang A.6 aufgelistet. Im folgenden wird die Gitterunabhängigkeitsstudie dargestellt und die Ergebnisse aus den RANS Simulationen mit den experimentellen Werten von Horstmann [107] verglichen.

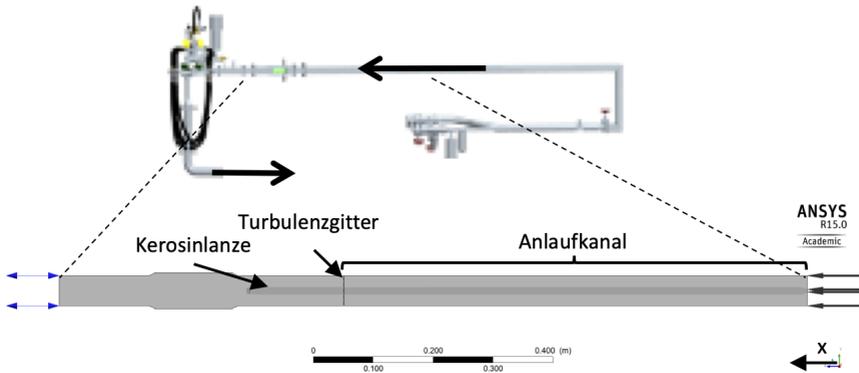
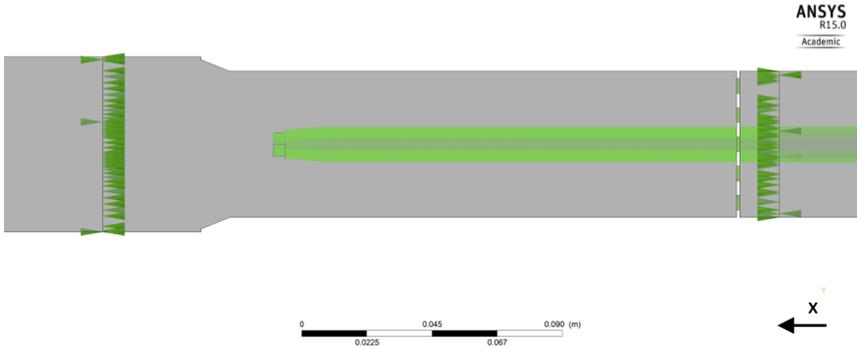


Abbildung 4.1: Simulierter Teil der Anlage

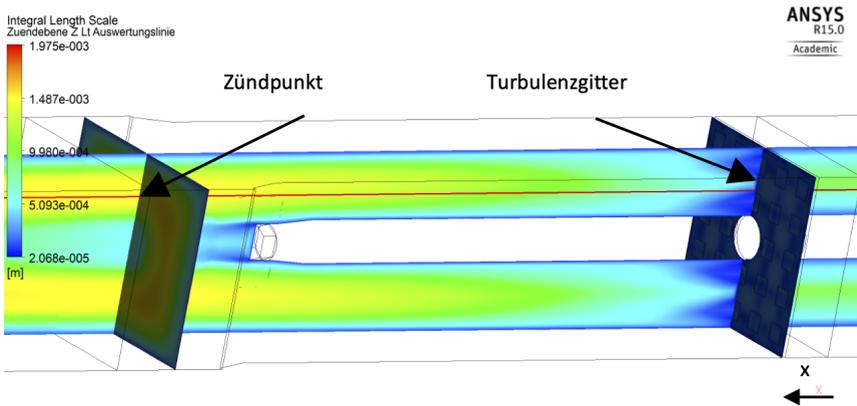
Der simulierte Bereich ist auf der Abbildung 4.1 dargestellt. Aufgelöst wurden der Anlaufkanal vor dem Turbulenzgitter in der Länge von 0,775 m, das Turbulenzgitter, die Zündkammer nach dem Turbulenzgitter mit den Auswölbungen beim optischen Zugang und ein 0,150 m langes Kanalstück nach der Zündkammer. Im inneren Bereich wurden die Kerosinlanze und das Turbulenzgitter abgebildet. Die Gesamtlänge des simulierten Kanals beträgt 1,25 m. Der Kanal ist quadratisch im Querschnitt mit einer Seitenlänge von 0,05 m. Das Rechengebiet weist ein Volumen von ca. 3 dm<sup>3</sup> auf.

Für die Gitterunabhängigkeitsstudie wurden drei Gitter getestet, die jeweils im Bereich von 0,015 m vor dem Turbulenzgitter bis 0,019 m nach dem Zündort einen lokal verfeinerten Bereich aufweisen. Die Gesamtzahl der Gitterzellen beträgt entsprechend ca. 0,4, 2,0 und 6,2 Millionen hexaedrische Elemente. Der Verfeinerungsbereich der Gitter ist in der Abbildung 4.2 dargestellt.

Die Darstellung und der quantitative Vergleich der Simulationsergebnisse erfolgt entlang einer Linie, die parallel zur Kanalachse und durch den Zündort verläuft. Die Linie verläuft entlang der x-Achse und ist auf der Abbildung 4.3 dargestellt. Das  $x = 0$  befindet sich am Ende des Rechenvolumens, das Zündort befindet sich 275 mm Stromabwärts ( $x = -0,275$  m) und das Turbulenzgitter befindet sich 475 mm Stromabwärts ( $x = -0,475$  m) des Nullpunktes. Die y-Achse ist die vertikale



**Abbildung 4.2:** Verfeinerungsbereich des Gitters - die Pfeile zeigen die Grenzen des verfeinerten Gitterbereiches



**Abbildung 4.3:** Auswertungslinie mit Rot gekennzeichnet

Achse die durch den Zündpunkt verläuft, mit  $y = 0$  m in der Mitte des Kanals und dem Zündpunkt bei  $y = 0,013$  m. Die z-Achse ist die horizontale Achse mit  $x = 0$  m in der Mitte des Kanals.

Alle drei Rechengitter weisen ähnliche Verläufe von  $Tu$  und  $l_t$  entlang der Auswertungslinie (Abbildung 4.4) auf. Die quantitativen Unterschiede im Zündort sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

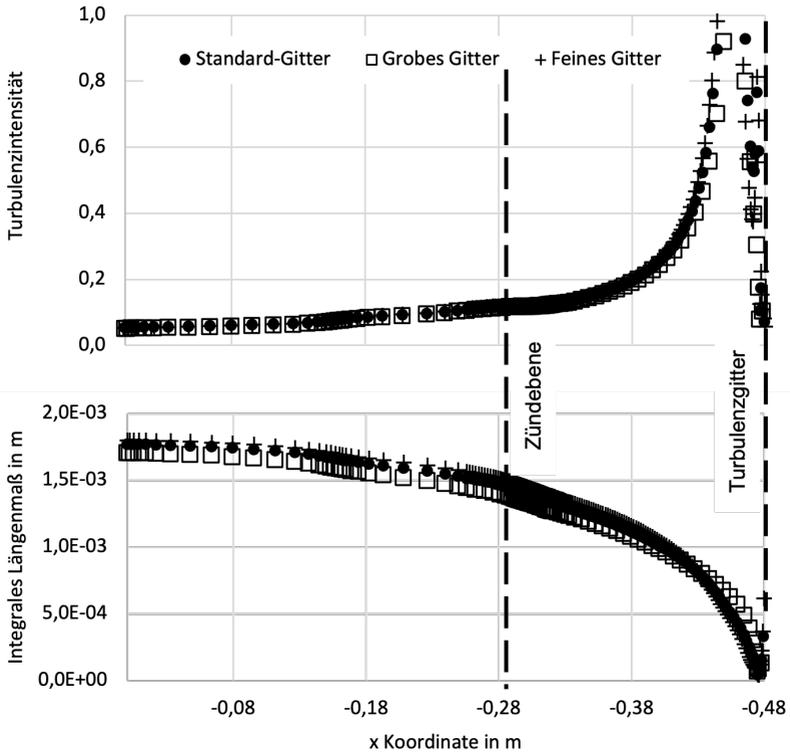
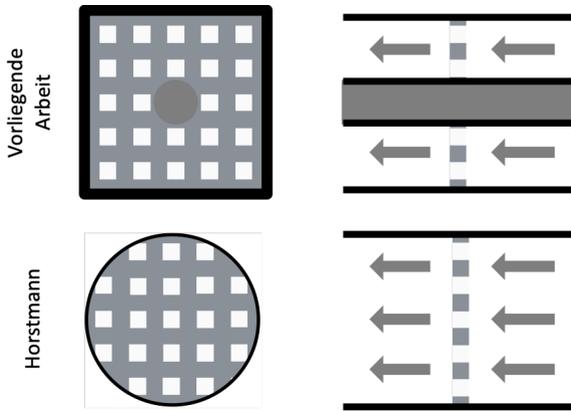


Abbildung 4.4: Gitterunabhängigkeitsstudie – Verlauf von  $Tu$  und  $l_t$  entlang der Auswertungslinie

	$Tu$	% Diff. zu Fein	$l_t$ in m	% Diff. zu Fein
Grob	$1,11 \cdot 10^{-1}$	4,8%	$1,41 \cdot 10^{-3}$	7,6%
Standard	$1,15 \cdot 10^{-1}$	1,6%	$1,48 \cdot 10^{-3}$	3,1%
Fein	$1,17 \cdot 10^{-1}$	-	$1,52 \cdot 10^{-3}$	-

Tabelle 4.1: Gitterunabhängigkeitsstudie –  $Tu$  und  $l_t$  im Zündort



**Abbildung 4.5:** Vergleich der simulierten Konfiguration mit der experimentellen Konfiguration von Horstmann [107]

Für weitere Untersuchungen wurde das Standard-Gitter ausgewählt. Es ergibt den besten Kompromiss zwischen der erzielten Genauigkeit und der benötigten Rechenleistung.

Die Simulationsergebnisse wurden mit den Messungen von Horstmann [107] verglichen. Unter gleichen (atmosphärischen) Bedingungen beträgt die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit, errechnet aus den Ergebnissen der Simulation  $0,74 \text{ m/s}$ , und interpoliert von Horstmann  $0,67 \text{ m/s}$ . Der Wert von Horstmann ist um etwa 9% kleiner. Ein Grund dafür kann sein, dass das von ihm vermessene Gitter zwar über ein ähnliches Blockierungsverhältnis verfügt (Horstmann – 75%, vorliegende Arbeit – 76%), die Öffnungen bei Horstmann aber gleichmäßiger verteilt sind. Das Turbulenzgitter von Horstmann hat zusätzlich eine Öffnung mehr in der Mitte, die in dieser Arbeit von der Kerosinlanze versperrt ist (siehe Abbildung 4.5).

Trotz dieser Abweichung kann eine sehr gute Übereinstimmung der simulierten charakteristischen Turbulenzeigenschaften mit den Messwerten angenommen werden und dies rechtfertigt deren Verwendung auch für die anderen Turbulenzgitter und Versuchsbedingungen.

## 4.1.2 Bestimmung der thermodynamischen und Strömungseigenschaften mittels Messungen

### Temperatur, Druck, Luftgeschwindigkeit

Die Temperatur, der Druck und der Luftvolumenstrom wurden während der Versuche kontinuierlich gemessen, wie dies bereits im Kapitel 3.1 beschrieben wurde. Die mittlere Luftgeschwindigkeit ist aus der gemessenen Temperatur, dem Druck und dem Luftvolumenstrom mit der Annahme einer Pfropfenströmung im Versuchskanal berechnet worden.

### Turbulenzeigenschaften der Strömung

Die Bestimmung der Turbulenzeigenschaften der Strömung erfolgte mittels numerischer Simulation, wie im Kapitel 4.1.1 dargestellt.

Die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten sowie die integralen Längengrößen der Turbulenz am Zündort wurden für jedes Turbulenzgitter in jedem Versuchspunkt simuliert. Die Zusammenfassung der berechneten und gemessenen Strömungseigenschaften ist in Tabelle 4.2 dargestellt. Eine Übersicht der verwendeten Turbulenzgitter ist in Abbildung 3.10 und eine Übersicht der Versuchspunkte in Tabelle 4.6 gegeben.

Fall	Gitter A			Gitter B			Gitter C		
	$u$ in [m/s]	$u'$ in [m/s]	$\varepsilon$ in [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	$u$ in [m/s]	$u'$ in [m/s]	$\varepsilon$ in [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	$u$ in [m/s]	$u'$ in [m/s]	$\varepsilon$ in [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
21	5,74	0,66	$1,477 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,84	$1,953 \cdot 10^{-3}$	0,94	2,34	$1,714 \cdot 10^{-3}$
22	5,74	0,66	$1,477 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,84	$1,953 \cdot 10^{-3}$	0,94	2,34	$1,714 \cdot 10^{-3}$
23	8,89	1,02	$1,473 \cdot 10^{-3}$	1,70	4,43	$1,960 \cdot 10^{-3}$	1,51	3,76	$1,724 \cdot 10^{-3}$
24	5,74	0,66	$1,476 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,85	$1,955 \cdot 10^{-3}$	0,95	2,36	$1,716 \cdot 10^{-3}$
25	5,74	0,66	$1,476 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,85	$1,955 \cdot 10^{-3}$	0,95	2,36	$1,716 \cdot 10^{-3}$
26	6,82	0,78	$1,475 \cdot 10^{-3}$	1,27	3,40	$1,958 \cdot 10^{-3}$	1,14	2,85	$1,721 \cdot 10^{-3}$
27	5,74	0,66	$1,476 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,86	$1,956 \cdot 10^{-3}$	0,95	2,37	$1,716 \cdot 10^{-3}$
28	5,74	0,66	$1,476 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,86	$1,956 \cdot 10^{-3}$	0,95	2,37	$1,716 \cdot 10^{-3}$
29	6,23	0,71	$1,475 \cdot 10^{-3}$	1,16	3,10	$1,957 \cdot 10^{-3}$	1,04	2,59	$1,717 \cdot 10^{-3}$
30	5,74	0,66	$1,476 \cdot 10^{-3}$	1,06	2,86	$1,956 \cdot 10^{-3}$	0,96	2,37	$1,716 \cdot 10^{-3}$
31	2,88	0,33	$1,485 \cdot 10^{-3}$	0,51	1,37	$1,939 \cdot 10^{-3}$	0,45	1,10	$1,694 \cdot 10^{-3}$
32	4,31	0,49	$1,479 \cdot 10^{-3}$	0,78	2,11	$1,950 \cdot 10^{-3}$	0,70	1,72	$1,711 \cdot 10^{-3}$
33	7,21	0,82	$1,474 \cdot 10^{-3}$	1,36	3,61	$1,960 \cdot 10^{-3}$	1,21	3,04	$1,723 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 4.2:** Zusammenfassung der ausgewählten Strömungseigenschaften am Zündort - Zusammenfassung der Messwerte und Simulationsergebnisse

### 4.1.3 Bestimmung der Sprayeigenschaften

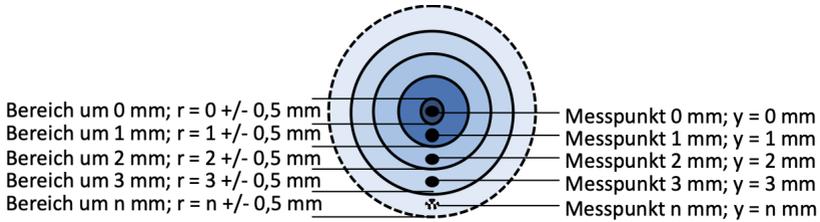
Die Eigenschaften des Sprays wurden in der ATA-Anlage mit der PDPA-Methode bestimmt. Die verwendete Flüssigkeit war Wasser. Der gleiche Zerstäuber wurde dann in der ISCRA-Anlage eingesetzt, und die Sprayeigenschaften auf die Versuchsbedingungen umgerechnet. Kapitel 4.1.3.1 beschreibt die Vorgehensweise bei der Berechnung von lokalen AFRs aus den Messdaten. Der Vergleich von Ergebnissen der PDPA- mit der Patternator-Messmethode ist im Kapitel 4.1.3.2 beschrieben. Das Kapitel 4.1.3.3 beschreibt dann die Umrechnung der Messergebnisse aus der ATA-Anlage auf die Versuchsbedingungen in der ISCRA-Anlage während der Zündung. Die berechneten Eigenschaften des Sprays in der Nähe des Zündortes sind im darauffolgenden Kapitel 4.1.4 zusammengefasst.

#### 4.1.3.1 Sprayeigenschaften mittels PDPA

Das Grundprinzip der PDPA-Messungen in der ATA-Anlage ist im Kapitel 3.2 beschrieben.

Die Messebene in der ATA-Anlage befand sich im gleichen Abstand vom Zerstäuber wie der Zündort in der ISCRA-Anlage (40 mm). Die Messung wurde in 1 mm Abständen von der Mitte des Sprays (Zerstäuberachse) nach außen hin durchgeführt, bis keine messbaren Tropfen mehr vorhanden waren. Eine Achsensymmetrie des Sprays wurde angenommen, sodass jeder der Messpunkte für eine Ringfläche repräsentativ war. Die Messpunkte und die repräsentierten Ringflächen sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Messungen wurden bei Zerstäubungsdrücken von 4 bar, 8 bar, 16 bar und 24 bar Überdruck durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen A.1 bis A.4 dargestellt.

Die wichtigsten gemessenen Werte sind der lokale Sauterdurchmesser  $D_{32,j}$  und der Volumenstrom pro Fläche  $\dot{v}_j$ . Aus den errechneten Ringflächen  $A_j$  und den lokalen Volumenströmen pro Fläche  $\dot{v}_j$  lassen sich die Volumenströme für die



$r$  - Radien, die Ringflächen begrenzen,  
welche von einem Messpunkt repräsentiert werden

**Abbildung 4.6:** Prinzipdarstellung der Messpunkte und die Abmessungen der Ringflächen, die durch diese Messpunkte repräsentiert werden. Der Messpunkt „0 mm“ liegt auf der Zerstäuberachse

einzelnen Ringflächen  $\dot{V}_j$  und der totale, mit PDPA ermittelte Volumenstrom  $\dot{V}$  berechnen (Gleichung 4.1.1):

$$\dot{V} = \sum_{j=1}^N \dot{V}_j = \sum_{j=1}^N [\dot{v}_j A_j], \quad (4.1.1)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Messpunkte,  $\dot{v}_j$  den lokalen Volumenstrom pro Fläche im Punkt  $j$  und  $A_j$  die vom Punkt  $j$  repräsentierte Ringfläche darstellen.

Damit kann ein mit dem Volumenstrom gewichteter globaler Sauterdurchmesser berechnet werden (Gleichung 4.1.2). Die Zusammenfassung der globalen SMDs bei verschiedenen Zerstäubungsdrücken ist in Tabelle 4.3 dargestellt.

$$D_{32} = \sum_{j=1}^N \left[ D_{32,j} \frac{\dot{v}_j A_j}{\dot{V}} \right] = \sum_{j=1}^N \left[ D_{32,j} \frac{\dot{V}_j}{\dot{V}} \right] \quad (4.1.2)$$

Die Massenstrom- bzw. Volumenstrombestimmung mittels PDPA (Gleichung 4.1.1) ist mit Fehlern verbunden. Folgende Fehlerquellen sind zu beachten:

- nur kugelförmige Tropfen werden von der PDPA-Software ausgewertet. Die erforderliche Sphärizität ist dabei im Auswerteprogramm definiert.

Zerstäubungsdruckdifferenz	$D_{32}$ in [m]
4 bar	91,4
8 bar	82,4
16 bar	67,1
24 bar	56,8

**Tabelle 4.3:** Globale, volumenstromgewichtete Sauterdurchmesser laut PDPA Messung

- Die Tropfen, die nicht vollständig ins Messvolumen eindringen, werden ebenfalls nicht ausgewertet.

Unter der Annahme, dass der Fehler in der Volumenstrombestimmung an jedem Messpunkt ähnlich groß ist, kann eine Volumenstromverteilung aus der PDPA-Messung trotz der oben aufgeführten Fehlerquellen bestimmt werden. In Verbindung mit einer unabhängigen Massen- bzw. Volumenstrommessung des gesamten Sprays lässt sich aus den PDPA-Ergebnissen ein lokaler Volumenstrom bestimmen. Solch eine Messung ist in der ATA-Anlage anhand eines Massenstrommessgerätes vor dem Zerstäuber möglich.

Der mit PDPA ermittelte Volumenstrom  $\dot{V}$  übersteigt den realen, mit einem Durchfluss-Messgerät gemessenen Wert um das etwa Vierfache. Der Wert  $\dot{V}$  wird deswegen nur in Verbindung mit dem gemessenen Wert zur Korrektur der lokalen Volumenströme pro Fläche bzw. pro Ringfläche verwendet. Der reale lokale Massen- (bzw. Volumen-) Strom pro Fläche lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$\dot{m}_j = \frac{\dot{v}_j}{\dot{V}} \dot{m}, \quad (4.1.3)$$

bzw.

$$\dot{v}_{j,real} = \frac{\dot{v}_j}{\dot{V}} \dot{m} \rho^{-1}, \quad (4.1.4)$$

wobei  $\dot{m}$  den extern gemessenen Massenstrom und  $\dot{m}_j$  bzw.  $\dot{v}_{j,real}$  die realen lokalen Massen- bzw. Volumenströme darstellen. Die übrigen Werte ( $\dot{V}$ ,  $\dot{v}_j$ ) sind mit PDPA bestimmte Größen.

### 4.1.3.2 Vergleich der lokalen Massenstrombestimmung mittels PDPA und Patternator

Um die Bestimmung des lokalen Massenstroms mittels PDPA zu überprüfen, wurden Vergleichsmessungen mit dem Patternator durchgeführt. Die Messung wurde mit dem Zerstäuber SCHLICK-Mod: 120 S 17, D 1.986/1 mit 0,20 mm Öffnungsdurchmesser bei 8 bar Zerstäubungsdruckdifferenz durchgeführt.

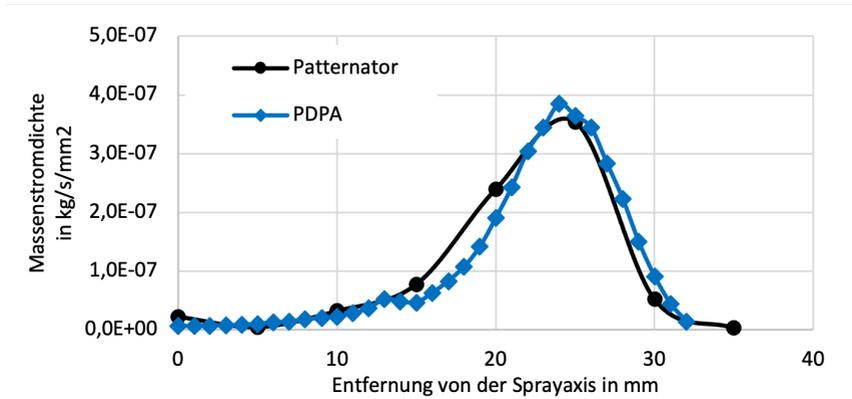
Die Massenstrombestimmung mittels Patternator ist ebenfalls mit Fehlern verbunden:

- der Patternator beeinflusst das Strömungs- und Sprayverhalten, weil er eine Versperrung im Raum darstellt (nach Bayvel und Orzechowski [31]);
- die durch eine Sammelöffnung aufgefangene Flüssigkeit gelangt nicht zu 100% in den Sammelbehälter. Bei kleineren lokalen Massenströmen ist die Flüssigkeitsmenge, die in den Röhrchen und auf dem Patternator verblieben ist, groß gegenüber der im Sammelbehälter gesammelten Flüssigkeit;
- die rechteckige Form der Sammelöffnung verursacht (vor allem in der Mitte des Sprays) einen großen Fehler beim Übertragen des lokalen Volumenstroms auf eine Ringfläche.

Die Umrechnung der lokal bestimmten Massenströme aus der Patternatormessung auf den gesamten Massenstrom sollte idealerweise mit dem extern gemessenen Massenstrom übereinstimmen. Der Unterschied zwischen dem Wert aus der Patternatormessung (1,11 kg/h) und aus der externen Messung (1,91 kg/h) ist jedoch groß und zeigt das Ausmaß der beschriebenen Messfehler für den Patternator. Aus diesem Grund wurden diese Ergebnisse ebenfalls mit dem extern gemessenen Massenstrom korrigiert.

Analog zur Gleichung 4.1.3 gilt:

$$\dot{m}_{A_j} = \frac{\dot{v}_j A_j}{\dot{V}} \dot{m}. \quad (4.1.5)$$



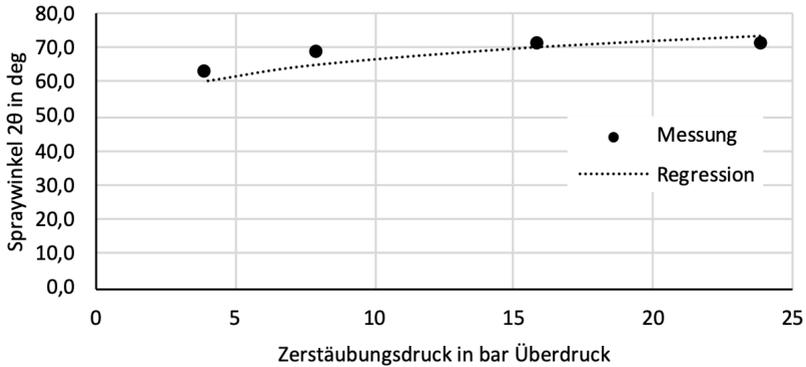
**Abbildung 4.7:** Vergleich der Bestimmung des lokalen Massenstroms mittels PDPA und Patternator

Ein Vergleich der Ergebnisse von PDPA- und Patternator-Messung ist in Abbildung 4.7 auf Basis der korrigierten Werte (Gleichungen 4.1.3 und 4.1.5) dargestellt. Die beiden Methoden stimmen trotz der unterschiedlichen Fehlerquellen gut überein. Für die Bestimmung von Sprayeigenschaften in der Arbeit wurden die Ergebnisse aus der PDPA-Messung verwendet.

#### 4.1.3.3 Umrechnung der Sprayeigenschaften auf die Versuchsbedingungen

Der lokale Sauterdurchmesser und das AFR (bzw. die Massenstromdichte) des Sprays am Zündort wurden für vier unterschiedliche Zerstäubungsdrücke unter Raumbedingungen mit Wasser mittels PDPA gemessen.

Es ist zu beachten, dass, obwohl der globale Sauterdurchmesser und das globale AFR mit steigendem Zerstäubungsdruck sinken, dieses Verhalten für die lokalen Werte nicht gleich sein muss. Ein Grund dafür ist eine Änderung der Spraykegelgeometrie mit dem Zerstäubungsdruck. Die Änderung des Zerstäubungsdruckes kann eine Änderung des Spraywinkels und/oder der Massenstromdichteverteilung im Sprayinneren verursachen. Diese Änderungen wurden durch die Messung lokaler



**Abbildung 4.8:** Änderung des Spraywinkels mit dem Zerstäubungsdruck. Die Punkte stellen die Messwerte dar. Die gepunktete Linie stellt die Anpassung an die Korrelation  $2\theta \propto (\Delta p)^{0,11}$  dar.

Werte bei unterschiedlichen Zerstäubungsdrücken und nachfolgender Interpolation der Werte berücksichtigt.

Die Umrechnung der Eigenschaften findet in folgender Reihenfolge statt (die Änderung der Reihenfolge beeinflusst die Abschätzung der Sprayeigenschaften):

1. Bestimmung der Winkeländerung des Sprays beim Einsatz von Jet A-1 anstatt Wasser bei den verwendeten Temperaturen;
2. Umrechnung der Massenstromdichte und SMD von Wasser auf Jet A-1;
3. Erstellen einer Interpolationsgleichung für AFR und SMD des Jet A-1 mit geändertem Spraywinkel für die Zerstäubungsdrücke zwischen 4 bar und 8 bar.

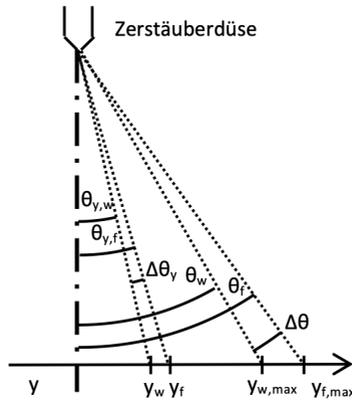
**Der Spraywinkel** wird durch die Eigenschaften des Brennstoffs und der Gasphase beeinflusst. Die Gültigkeit der Gleichung 2.7.8 (Einfluss des Zerstäubungsdruckes auf den Spraywinkel) für die vorhandenen Messungen wurde in Abbildung 4.8 bestätigt. Der Einfluss des Brennstoffs auf den Spraywinkel wird in Gleichung 2.7.10 berechnet. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Zerstäubungs- Druck	Spraywinkel $2\theta_w$ gemessen	Spraywinkel $2\theta_f$ für Jet A-1 berechnet mit 2.7.10				
		in [°], bei				
in [bar] Überdruck	298 K	298 K	273 K	263 K	253 K	
4	61,9	71,7	80,7	83,4	85,8	
8	68,0	78,8	88,6	91,6	94,3	
16	70,0	81,1	91,1	94,2	97,0	
24	70,0	81,1	91,1	94,2	97,0	
$\rho$ in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	998,2	809,4	817,5	820,8	824,0	
$\mu$ in $\left[\frac{\text{mPa}}{\text{s}}\right]$	1,00	1,76	3,01	3,51	4,01	

**Tabelle 4.4:** Berechnung des Spraywinkels für JET A-1 nach Gl. 2.7.10

Der Einfluss subatmosphärischer Bedingungen auf den Spraywinkel wird aufgrund fehlender Untersuchungen und Korrelationen nicht berücksichtigt. Es ist zwar zu erwarten, dass bei kleinerem Druck der Spraywinkel größer wird, dementsgegen wirkt aber die höhere Dichte der Luft bei kleineren Temperaturen. Auch die Überlagerung der Strömung sowie das begrenzte Volumen des Strömungskanals werden Einfluss auf den Spraywinkel haben. Es wird angenommen, dass die unterschiedlichen Einflüsse sich gegenseitig aufheben und das Ergebnis der Auswertung nicht entscheidend beeinflussen.

Weiterhin wird angenommen, dass die lokalen Eigenschaften des Sprays durch die Änderung des Spraywinkels ebenfalls beeinflusst (verschoben) werden, und zwar proportional zum Abstand von der Achse. Zum Beispiel (siehe Abbildung 4.9), die Spraywinkeländerung durch die Änderung der Eigenschaften von  $w$  (Wasser bei einer bestimmten Temperatur) zu  $f$  (Brennstoff mit einer anderen Temperatur) beträgt  $\Delta\theta = \theta_f - \theta_w$ . Um die lokalen Sprayeigenschaften am Rande des Brennstoffsprays ( $y_{f,max}$ ) zu berechnen, werden die lokalen Sprayeigenschaften von Wasser am Rande des Wassersprays ( $y_{w,max}$ ) herangezogen. Um die lokalen Sprayeigenschaften im Inneren des Brennstoffsprays ( $y_f$ ) zu berechnen, werden die lokalen Sprayeigenschaften im Inneren des Wassersprays ( $y_w$ ) herangezogen, und



**Abbildung 4.9:** Darstellung der Annahme zur Berechnung der Sprayeigenschaften im Punkt  $y$  bei einer Änderung des Spraywinkels

zwar in solcher Weise, dass  $\frac{\theta_{y,f}}{\theta_{y,w}} = \frac{\theta_f}{\theta_w}$  gilt. Diese Bedingung führt zu folgender Abhängigkeit:

$$\theta_{y,f} = \theta_{y,w} + \Delta\theta = \theta_{y,w} + \Delta\theta \frac{\theta_{y,w}}{\theta_w} = \theta_{y,w} \left( 1 + \frac{\Delta\theta}{\theta_w} \right). \quad (4.1.6)$$

Für die Berechnung der Sprayeigenschaften für Jet-A1 an einem gegebenen Ort ( $x = 40 \text{ mm}$ ;  $y_f = 13 \text{ mm}$ ) werden die Eigenschaften des Sprays für Wasser am Ort  $y_w$  benötigt. Das gesuchte  $y_w$  ergibt sich aus:

$$\tan \theta_{y,w} = \frac{y_w}{x}; \quad y_w = \tan \theta_{y,w} x. \quad (4.1.7)$$

Weiterhin mit:

$$\tan \theta_{y,f} = \frac{y_f}{x}; \quad \theta_{y,f} = \arctan \frac{y_f}{x}, \quad (4.1.8)$$

Lösung der Gleichung 4.1.6 nach  $\theta_{y,w}$  und Einsetzen von Gl. 4.1.8, ergibt:

$$\theta_{y,w} = \frac{\theta_{y,f}}{1 + \frac{\Delta\theta}{\theta_w}} = \frac{\arctan \frac{y_f}{x}}{1 + \frac{\Delta\theta}{\theta_w}}. \quad (4.1.9)$$

Temperatur in [K]	$y_w$ in [mm]	aufgerundet auf in [mm]
298	11,1	11
273	9,8	10
263	9,5	10
253	9,2	9

**Tabelle 4.5:** Die Lage der Messwerte auf der  $y$ -Achse für Wasser, die nach einer Umrechnung die Eigenschaften des Sprays für Jet-A1 am Zündort ( $y_f = 13$  mm) darstellen

Nach dem Einsetzen von Gl. 4.1.9 in Gl. 4.1.7 kann das gesuchte  $y_w$  aus dem gemessenen  $\theta_w$  und dem errechneten  $\Delta\theta = \theta_f - \theta_w$  berechnet werden:

$$y_w = \tan\left(\frac{\arctan\frac{y_f}{x}}{1 + \frac{\Delta\theta}{\theta_w}}\right) x. \quad (4.1.10)$$

Die gesuchten  $y_w$  sind in Tabelle 4.5 dargestellt. Die Winkeländerung wurde nach der Korrelation 2.7.10 berechnet, worin der Zerstäubungsdruck nicht als Einflussgröße vorkommt. Aus diesem Grund sind die gesuchten Werte von  $y_w$  für alle Zerstäubungsdrücke gleich.

Der globale Massenstrom von Brennstoff ist direkt aus der Messung in der ISCREA Anlage bekannt. Für **die lokalen Massenströme** muss auf die Messdaten für Wasser aus der ATA Anlage zurückgegriffen werden. Die Massenstromverteilung in der Sprayebene ist aus der PDPA-Messung bekannt. Der Einfluss der Winkeländerung auf die Umrechnung der Koordinaten von Wasser- auf Brennstoffspray wurde im vorigen Kapitel beschrieben. Der Einfluss unterschiedlicher Dichte wird unter der Annahme konstanter „Flow Number“ FN (Gleichung 2.7.1) berücksichtigt. Bei gleichen Zerstäubungsdrücken für beide Flüssigkeiten ergibt sich der Zusammenhang:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_w \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_w}}. \quad (4.1.11)$$

Es wurde angenommen, dass diese Abhängigkeit unter Berücksichtigung der Winkeländerung auch für die lokale Massenstromdichte gilt:

$$\dot{m}_{f,A_j} = \dot{m}_{w,A_j} \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_w}}. \quad (4.1.12)$$

**Das AFR** wurde als Verhältnis der Luftmassenstromdichte (bei Annahme einer Pfropfenströmung im Messkanal) zu der lokalen Massenstromdichte von Jet A-1 berechnet. Anschließend wird die Abweichung vom Propfenströmungsprofil berücksichtigt (Verhältnis von der lokalen zur gemittelten Strömungsgeschwindigkeit im Kanal), um das lokale AFR zu bestimmen.

**Der lokale Sauterdurchmesser**  $D_{32}$  für Jet A-1 unter den Messbedingungen wurde aus dem lokalen  $D_{32,w}$  mit Verwendung der Gleichung 2.7.15 berechnet (der Referenzzustand *ref* wird hier als Wert für die Messung mit Wasser mit  $w$  gekennzeichnet).

Bei der Umrechnung von  $D_{32}$  bei gleichen Zerstäubungsdrücken  $\Delta p_{l,w} = \Delta p_l$  vereinfacht sich die Gleichung 2.7.15 zu:

$$\frac{D_{32}}{D_{32,w}} = \frac{\sigma^{0,25} \cdot \mu_l^{0,25} \cdot \dot{m}_l^{0,25} \cdot \rho_a^{-0,25}}{\sigma_w^{0,25} \cdot \mu_{l,w}^{0,25} \cdot \dot{m}_{l,w}^{0,25} \cdot \rho_{a,w}^{-0,25}}. \quad (4.1.13)$$

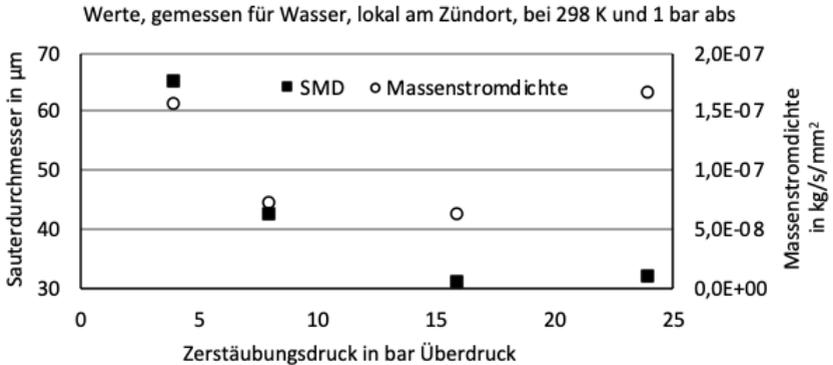
Weiterhin gilt für den gegebenen Zerstäuber eine konstante  $FN$  (Gleichung 2.7.1) und damit

$$\frac{\dot{m}_l}{\rho_l^{0,5}} = \frac{\dot{m}_{l,w}}{\rho_{l,w}^{0,5}} \quad (4.1.14)$$

Damit wird die Gleichung 4.1.13 weiter zu:

$$\frac{D_{32}}{D_{32,w}} = \frac{\sigma^{0,25} \cdot \mu_l^{0,25} \cdot \rho_l^{0,125} \cdot \rho_a^{-0,25}}{\sigma_w^{0,25} \cdot \mu_{l,w}^{0,25} \cdot \rho_{l,w}^{0,125} \cdot \rho_{a,w}^{-0,25}} \quad (4.1.15)$$

vereinfacht.



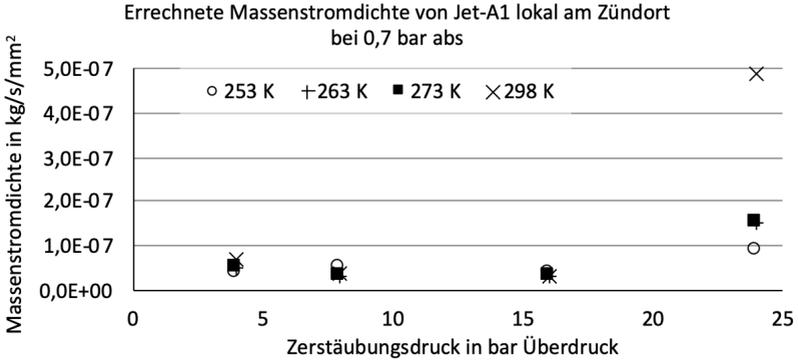
**Abbildung 4.10:** Änderung der lokalen Sauterdurchmesser und der Massenstromdichte am Zündort in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck

Viskosität und Dichte für Jet A-1 wurden von Atkins et al. [13] und die Oberflächenspannung vom CRC Bericht [1] übernommen und für die Zwischenwerte der Temperatur linear interpoliert.

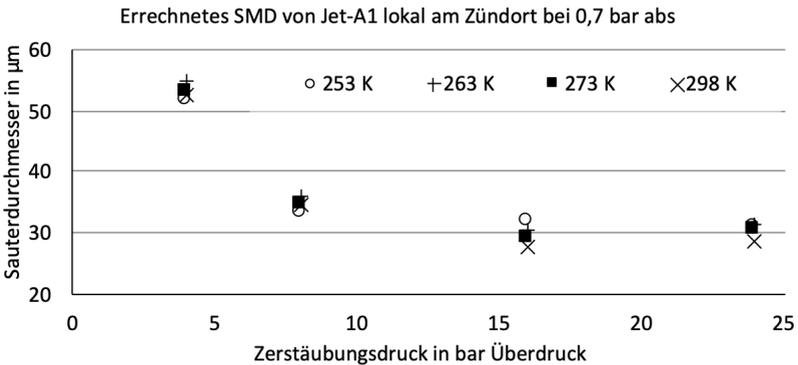
Der Einfluss des Zerstäubungsdrucks auf die lokalen Sauterdurchmesser und die Massenstromdichte von Wasser unter Raumbedingungen ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die lokalen, nach den Gleichungen 4.1.12 und 4.1.15 errechneten Werte für Kerosin sind in den Abbildungen 4.11 (Massenstromdichte) und 4.12 (Sauterdurchmesser) dargestellt.

Für die Zündversuche wurden ausschließlich Zerstäubungsdrücke zwischen 4 bar und 8 bar Überdruck gewählt. Aus diesem Grund wurden die **SMD und AFR für intermediäre Drücke** im Bereich von 4 bar bis 8 bar Überdruck linear interpoliert.

Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen die linearen Anpassungsgleichungen für die lokalen Sauterdurchmesser und die Massenstromdichten in dem Bereich, der für die Zündversuche relevant ist (für  $x$  ist der Zerstäubungsdruck in bar einzusetzen). Mit diesen Gleichungen wurden die Werte für die lokale Massenstromdichte und den lokalen  $D_{32}$  bei dem eingesetzten Zerstäubungsdruck berechnet.



**Abbildung 4.11:** Änderung der lokalen Massenstromdichte am Zündort in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck



**Abbildung 4.12:** Änderung des lokalen Sauterdurchmessers am Zündort in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck

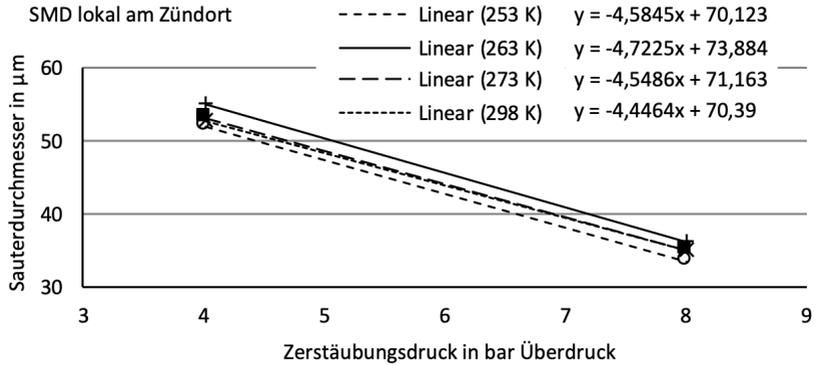


Abbildung 4.13: Lineare Anpassung des Sauterdurchmessers im angewendeten Zerstäubungsdruckbereich

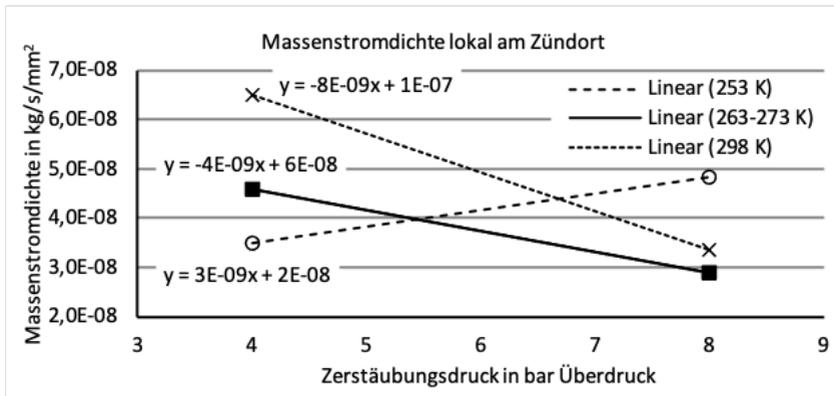


Abbildung 4.14: Lineare Anpassung der Massenstromdichte im angewendeten Zerstäubungsdruckbereich

Die **Anzahl von Tropfen  $N$  im Zündvolumen** wird als Verhältnis von Volumen des Brennstoffs im gezündeten Volumen ( $V_{f,crit} = V_{crit} \cdot \frac{V_f}{V_a}$ ) zum Volumen eines einzelnen Tropfens ( $V_d$ ) mit folgenden Annahmen berechnet:

- die Größe des Zündvolumens  $V_{crit}$  wird von der Funkenenergie  $IE_{50}$  bestimmt (die Definition von  $IE_{50}$  folgt im Kapitel 4.4), die dieses Volumen auf die stöchiometrische Flammentemperatur mit  $\Delta T_{st}$  erhitzt,
- das Brennstoffanteil im Zündvolumen wird auf Basis von lokalem FAR bestimmt ( $\frac{V_f}{V_a} = FAR \frac{\rho_a}{\rho_f}$ ),
- das Volumen eines Tropfens  $V_d$  wird auf Basis des mittleren Volumendurchmessers  $D_{30}$  berechnet
- das Volumendurchmesser  $D_{30}$  wird auf Basis des berechneten Sauterdurchmessers  $D_{32}$  bei den Versuchsbedingungen, sowie dem Verhältnis  $D_{32}/D_{30} \approx 1,2$  aus den PDPA Messungen bei 4 bar (Tabelle A.1), abgeschätzt.

Die Anzahl der Tropfen ergibt sich somit als:

$$N = \frac{V_{f,crit}}{V_d} = \frac{V_{crit} \cdot \frac{V_f}{V_a}}{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{D_{30}}{2}\right)^3} = \frac{\frac{IE_{50}}{c_{p,a} \rho_a \Delta T_{st}} \cdot FAR \frac{\rho_a}{\rho_f}}{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{D_{32}/1,2}{2}\right)^3} \quad (4.1.16)$$

#### 4.1.4 Festlegung der Versuchsbedingungen

Der Aufbau der IS CRA-Anlage ermöglicht zwar die Regelung aller Versuchsparameter, nicht alle können jedoch unabhängig voneinander gesteuert werden. Der Luftdruck, die Lufttemperatur, die Strömungsgeschwindigkeit, das AFR und der  $D_{32}$  beeinflussen sich gegenseitig, sodass mindestens zwei Parameter gleichzeitig geändert werden müssen.

Als Beispiel wird die Wirkung der Änderung des Luftdruckes auf die restlichen Parameter kurz erläutert. Durch diese Änderung ändert sich die Dichte der

Luft und – wegen des konstanten Querschnitts der Zündkammer – auch die Strömungsgeschwindigkeit. Um die Strömungsgeschwindigkeit konstant zu halten, musste der Massenstrom der Luft erhöht werden. Das wiederum verursacht die Änderung des AFR. Um dieser Änderung entgegenzuwirken, könnte der Kerosinmassenstrom durch eine Erhöhung des Zerstäubungsdruckes erhöht werden, dadurch ändert sich aber der  $D_{32}$  des Sprays.

Ein anderer Zerstäuber könnte den erwünschten  $D_{32}$  bei geändertem Massenstrom liefern. In der Praxis stehen dieser Lösung mehrere Schwierigkeiten im Wege: die Auswahl an verfügbaren Zerstäubern ist begrenzt; die Bestimmung der Sprayeigenschaften lokal am Zündort ist nur durch eine Umrechnung möglich, die zwangsweise fehlerbehaftet ist (siehe Kapitel 4.1.3.3); die räumliche Sprayverteilung wird mit großer Wahrscheinlichkeit geändert, was die Änderung des Zündortes fordern und dadurch die Änderung der turbulenten Strömungseigenschaften nach sich ziehen würde.

In dieser Arbeit wurde daher ein einziger Zerstäuber und ein fester Zündort verwendet. Dadurch wird der Fehler in der Umrechnung von Sprayeigenschaften insofern gemindert, als dass er bei allen Versuchspunkten in vergleichbarem Maße auftreten wird.

Eine Auswahl der zu untersuchenden Fälle für die vorliegende Arbeit hat sich auf vier Größen (SMD, AFR, Temperatur, Luftgeschwindigkeit) beim Druck von 0,7 bar konzentriert, von denen immer zwei konstant gehalten und zwei geändert werden sollten. Wegen der Problematik einer Spraywinkeländerung, die mit der Änderung von Flüssigkeitseigenschaften einhergeht, war dies nur teilweise möglich.

Alle untersuchten Fälle wurden mit drei unterschiedlichen Turbulenzgittern untersucht, sodass der Einfluss der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und des turbulenten Makrolängenmaßes beobachtet werden konnte. Die Verwendung eines Turbulenzgitters wurde durch eine Erweiterung der Fallbenennung gekennzeichnet. Der Fall ohne Turbulenzgitter wurde mit einer Zahl beschrieben (z.B. „21“). Der Einsatz des Turbulenzgitters A unter sonst gleichen Bedingungen mit dem Zusatz „A“ (z.B. „21A“), des Turbulenzgitters B mit dem „B“ (z.B. „21B“) und des Turbulenzgitters C mit dem „C“ (z.B. „21C“).

Eine Auflistung der untersuchten Fälle mit der Zusammenfassung der gemessenen und errechneten Strömungs- und Sprayeigenschaften ist in Tabelle 4.6 dargestellt.

## 4.2 Bestimmung der Funkenenergie

Die im Zündgerät gespeicherte Energie entspricht nicht der Funkenenergie, weshalb eine zusätzliche Messung der Funkenenergie erforderlich ist (siehe Kapitel 3.3). Die Funkenenergie wurde als Summe der Energien in der Durchbruchphase (Kapitel 4.2) und in der Entladungsphase (Kapitel 4.2) berechnet.

Anschließend wird eine Abschätzung der Größe und der Temperatur des Funkens (Kapitel 4.3) vorgenommen. Aufgrund der schmalen Emmissionsbreite des Plasmas sowie der relativ niedrigen Temperaturen des Funkens wird auf eine quantitative Abschätzung der Verluste durch die Wärmestrahlung verzichtet.

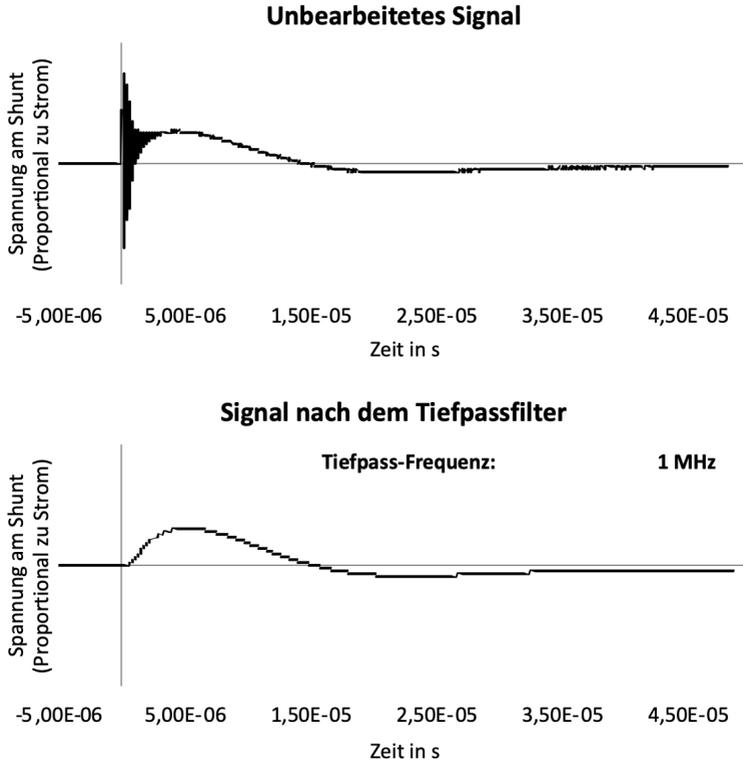
Die Messanordnung zur Messung der **Funkenenergie in der Durchbruchphase** wurde in Kapitel 3.3.2 beschrieben.

Die zur Erhitzung der Funkenstrecke in der 1. Phase der Funkenentladung benötigte Energie beträgt bei Raumbedingungen 19,4 mJ (der Mittelwert aus 40 durchgeführten Messungen bei unterschiedlichen Ladespannungen, die Standardabweichung beträgt 3,1 mJ). Es wird angenommen, dass sich diese Energie mit den Umgebungsbedingungen nicht wesentlich ändert.

Die Messanordnung zur Messung der **Funkenenergie in der Entladungsphase** wurde ebenfalls im Kapitel 3.3.2 beschrieben. Die Messungen fanden nicht gleichzeitig mit den eigentlichen Zündversuchen statt. Die Funkenenergien wurden zu einem anderen Zeitpunkt gemessen, um eine einheitliche Zuweisung jeder Kombination von Ladespannung und Kapazität der Kondensatoren zu ermöglichen. Die Beschreibung der Auswertungsprozedur für die Bestimmung der Funkenenergie in der Entladungsphase folgt in diesem Kapitel. Die Zuweisung der entsprechenden Funkenenergie in der Entladungsphase zum Zündversuch ist im Anhang A.7 beschrieben.

Fall	Temperatur		Luftdruck		Luftstrom		Massenstrom- Dichte		Luft- Geschwindigkeit			Dichte		Viskosität		Oberflächen- Spannung		Zerstäubungs- Druck		Massenstrom- Dichte Jet A-1		SMD		AFR	
	in [K]		Luftdichte in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	0,7 bar abs in $\left[\frac{\text{Nm}^2}{\text{K}}\right]$	Luftstrom in $\left[\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}\right]$	Luftstrom in $\left[\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}\right]$	Luftstrom in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{s mm}^2}\right]$	Luftstrom in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{s mm}^2}\right]$	gemittelt im Kanal	Git. A	Git. B	Git. C	Jet A-1 in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	in [mPa s]	in $\left[\frac{\text{mN}}{\text{m}}\right]$	in [bar]	in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{s mm}^2}\right]$	in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{s mm}^2}\right]$	in [m]	in [m]	in [-]	in [-]			
21	298		0,819		34,0		$4,88 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,18	809,4	1,76	0,023	5,99	$3,80 \cdot 10^{-8}$	$3,80 \cdot 10^{-8}$	43,8	43,8	128,6					
22	298		0,819		34,0		$4,88 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,18	809,4	1,76	0,023	3,84	$3,15 \cdot 10^{-8}$	$3,15 \cdot 10^{-8}$	53,3	53,3	154,9					
23	298		0,819		52,2		$7,50 \cdot 10^{-6}$	9,16	8,89	6,08	6,37	809,4	1,76	0,023	3,84	$3,15 \cdot 10^{-8}$	$3,15 \cdot 10^{-8}$	53,3	53,3	238,0					
24	273		0,894		37,1		$5,33 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,16	817,5	3,01	0,025	5,62	$3,75 \cdot 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-8}$	45,6	45,6	142,0					
25	273		0,894		37,1		$5,33 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,16	817,5	3,01	0,025	4,82	$4,07 \cdot 10^{-8}$	$4,07 \cdot 10^{-8}$	49,2	49,2	130,9					
26	273		0,894		43,9		$6,30 \cdot 10^{-6}$	7,05	6,82	4,58	4,90	817,5	3,01	0,025	4,82	$4,07 \cdot 10^{-8}$	$4,07 \cdot 10^{-8}$	49,2	49,2	154,8					
27	263		0,928		38,5		$5,53 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,16	820,8	3,51	0,026	5,46	$3,82 \cdot 10^{-8}$	$3,82 \cdot 10^{-8}$	48,1	48,1	145,0					
28	263		0,928		38,5		$5,53 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,16	820,8	3,51	0,026	5,08	$3,97 \cdot 10^{-8}$	$3,97 \cdot 10^{-8}$	49,9	49,9	139,4					
29	263		0,928		41,7		$5,99 \cdot 10^{-6}$	6,45	6,23	4,17	4,49	820,8	3,51	0,026	5,08	$3,97 \cdot 10^{-8}$	$3,97 \cdot 10^{-8}$	49,9	49,9	150,8					
30	253		0,964		40,0		$5,75 \cdot 10^{-6}$	5,96	5,74	3,84	4,16	824,0	4,00	0,027	5,28	$3,58 \cdot 10^{-8}$	$3,58 \cdot 10^{-8}$	45,9	45,9	160,3					
31	253		0,964		20,0		$2,87 \cdot 10^{-6}$	2,98	2,88	1,92	2,14	824,0	4,00	0,027	5,28	$3,58 \cdot 10^{-8}$	$3,58 \cdot 10^{-8}$	45,9	45,9	80,2					
32	253		0,964		30,0		$4,31 \cdot 10^{-6}$	4,47	4,31	2,86	3,15	824,0	4,00	0,027	5,28	$3,58 \cdot 10^{-8}$	$3,58 \cdot 10^{-8}$	45,9	45,9	120,3					
33	253		0,964		50,0		$7,18 \cdot 10^{-6}$	7,45	7,21	4,86	5,14	824,0	4,00	0,027	5,28	$3,58 \cdot 10^{-8}$	$3,58 \cdot 10^{-8}$	45,9	45,9	200,4					

Tabelle 4.6: Die untersuchten Fälle mit ausgewählten gemessenen und errechneten Eigenschaften der Strömung und des Sprays am Zündort



**Abbildung 4.15:** Beispielhafter Spannungsverlauf am Shunt vor und nach dem Tiefpassfilter

Die Auswertung der Funkenenergie erfolgte mit einem LabView-Programm. Die Auswertungsprozedur ist wie folgt:

1. Tiefpassfilter – die hochfrequenten Signalanteile sind meistens Störungen und verfälschen das Messergebnis. Im ersten Schritt wurden die Signale durch einen 1 MHz Tiefpassfilter gefiltert, um die hochfrequenten Signalanteile auszuschließen (siehe Abbildung 4.15)
2. „Null-Punkt“-Korrektur – der vom Oszilloskop angezeigte Strom- und Spannungswert vor der Entladung kann von Null abweichen. Die Abweichung

ist klein und kann sogar unter der Messgenauigkeit des Messsystems liegen, hat aber einen großen und unerwünschten Einfluss auf das Zeitintegral des Signals. Der Signalteil vor der Entladung, dessen Wert Null betragen sollte, wird als „Nullsignal“ bezeichnet.

Die graphische Darstellung des Verfahrens ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Das Ziel ist, den Mittelwert des Signals vor der Entladung zu ermitteln und als Fehlerquelle vom Gesamtsignal abzuziehen. Die Vorgehensweise ist wie folgt:

- Das Maximum des Stromsignals wird gefunden und ausgegeben (Abbildung 4.16, oben);
- der erste Punkt, an dem der Strom über einen angegebenen Anteil (Standardwert: 1%) des Maximalwerts ansteigt, wird als das Ende des Nullsignals festgelegt, und ein Mittelwert des Nullsignals wird berechnet. Der Mittelwert ist immer noch durch die Berücksichtigung des ansteigenden Teiles verfälscht (Abbildung 4.16, Mitte, rote Linien);
- der Punkt, an dem das Signal den Mittelwert des Nullsignals nach der 1. Berechnung schneidet, wird als ein neues Ende des Nullsignals bestimmt und ein neuer, korrigierter Mittelwert des Nullsignals wird berechnet (Abbildung 4.16, Mitte, blaue Linien);
- der Mittelwert des Nullsignals wird zu jedem Punkt des gesamten Signals addiert (Abbildung 4.16, unten).

Wenn der Betrag vom Mittelwert des Nullsignals größer als 5 V (für die Spannung am Tastkopf) oder 0,1 V (für die Spannung am Shunt) ist, wird von einem Fehler ausgegangen und die Nullpunkt Korrektur vernachlässigt. Diese Werte wurden nach den Erfahrungen mit ersten Auswertungen gewählt, um einen realistischen Bereich für die Werte des Nullsignals einzugrenzen und können nach Bedarf angepasst werden.

Die Prozedur wird analog für das Spannungssignal am Hochspannungstastkopf durchgeführt.

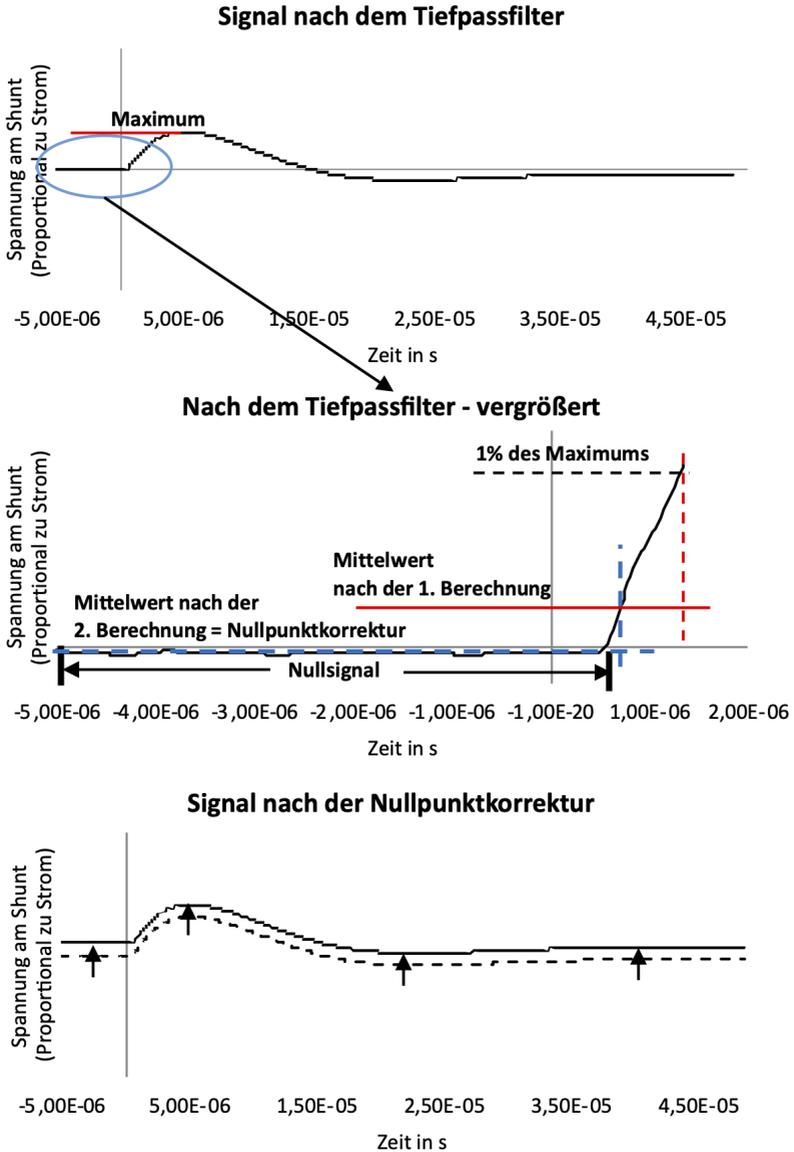


Abbildung 4.16: Graphische Darstellung des Verfahrens zur Nullpunktkorrektur

3. Abschneiden des Signalteils vor und nach der Entladung. Diese Signalteile verfälschen das Ergebnis, weil Spannungen gemessen werden, die nicht durch die Entladung verursacht sind (nach der Entladung), oder in der Durchbruchphase der Entladung berücksichtigt worden sind (vor der Entladung).

Die ersten Punkte vom linken und rechten (siehe Abbildung 4.17) Teil des Stromsignals, die den angegebenen Prozentwert (Standardwert: 1%) des Maximalwerts überschreiten, werden entsprechend als Anfang und Ende des Signals bestimmt. Sowohl das Strom- als auch das Spannungssignal werden anhand der Analyse des Stromsignalverlaufes zugeschnitten (siehe Abbildung 4.18).

4. Berechnung der Energie

- Die Spannung am Shunt wird in Strom umgerechnet
- Die Energie ist als Integral  $\int U \cdot Idt$  berechnet und ausgegeben.

## 4.3 Abschätzung der Größe und der Temperatur des Funkens

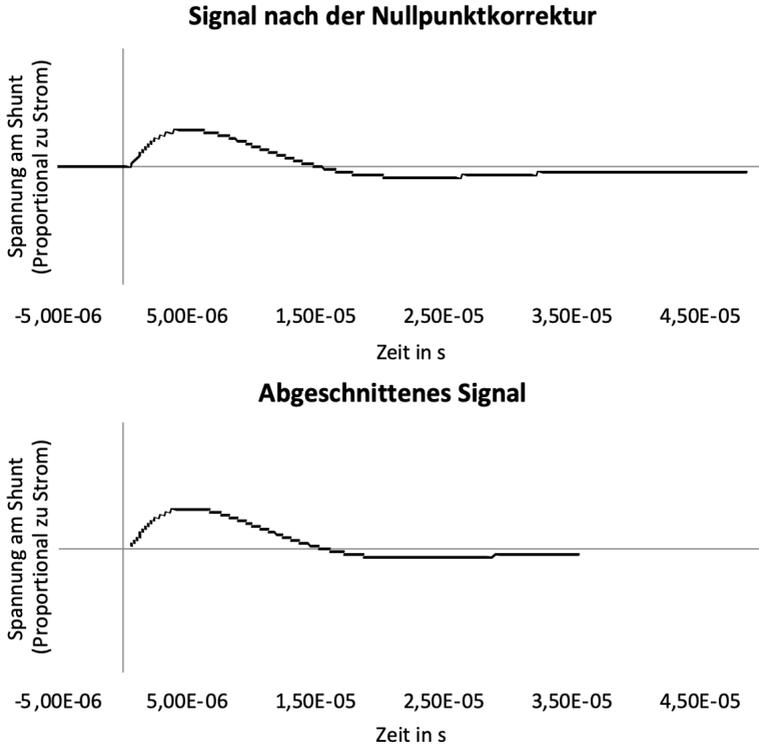
Die Abschätzung der Funkeneigenschaften erfolgt auf der Basis der in Kapitel 2.2 beschriebenen Erkenntnisse von Ono et al. [165].

Für die Bestimmung der Funkengröße wurde aus Abbildung 2.3 folgende Korrelation hergeleitet::

$$V = 0,088 \ln x + 0,4105. \quad (4.3.1)$$

Dabei ist  $V$  das Volumen in  $\text{mm}^3$  und  $x$  die in den Kondensatoren gespeicherte Energie nach der Gleichung 2.2.1 in mJ.

Für die Bestimmung der Gastemperatur (nach Ono et al. [165], angenommen als gleich der Rotationstemperatur der OH-Radikale), wurden die Daten zum



**Abbildung 4.17:** Graphische Darstellung des Signalzuschnitts für die Funkenenergieauswertung.

maximalen Wert dieser Temperatur (siehe Abbildung 2.2) nach der Entladung extrapoliert und ergeben folgende Korrelation für die Temperatur  $T$  in K:

$$T = 92,519 \ln x + 1190,6. \quad (4.3.2)$$

Für  $x$  ist die in den Kondensatoren gespeicherte Energie nach der Gleichung 2.2.1 in mJ einzusetzen.

In der vorliegenden Arbeit wird die kleinste verwendete Energie von 2 nF Kapazität und 7 kV Ladespannung erzeugt, die größte Energie mit entsprechend 27 nF und

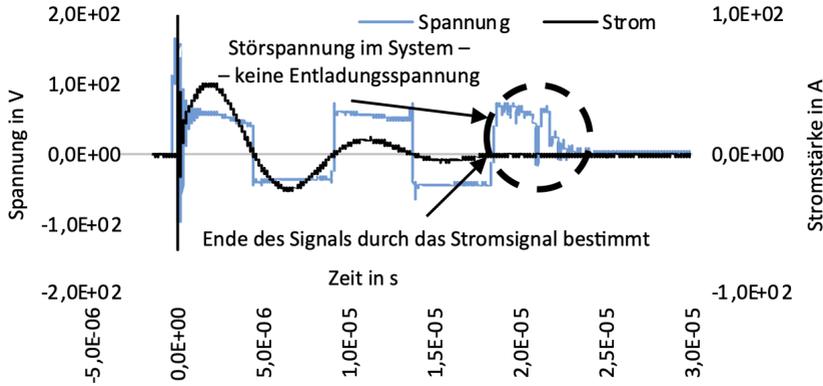


Abbildung 4.18: Begründung zur Bestimmung des Signalendes durch das Stromsignal.

$C$	$U$	Energie in Konden- satoren	Gemessene Funken- energie	$T$	$V$
in [nF]	in [kV]	in [mJ]	in [mJ]	in [K]	in [mm <sup>3</sup> ]
2	7	49	0,6	1550	0,75
27	15	3038	37	1932	1,12

Tabelle 4.7: Abgeschätzte Temperatur und Volumen des Funkenkerns bei minimaler und maximaler angewendeter Funkenenergie

15 kV. Die entsprechenden Energien sowie die abgeschätzten Funkentemperaturen und Funkenkerngrößen sind in der Tabelle 4.7 dargestellt.

Der Blick auf die Tabelle 4.7 veranschaulicht zwei wichtige Tatsachen. Erstens, beträgt die gemessene Funkenenergie nur 1% der in den Kondensatoren vorhandenen Energie. Dies zeigt, dass nur ein kleiner Teil der gespeicherten Energie zur Erwärmung des Zündvolumens verwendet wird. Das Ausmaß der Verluste ist durch die Verluste im System, die Strahlung oder die Erhöhung der Vibrationsenergie der Elektronen, die nicht zur Erwärmung des Gases verwendet werden kann, verursacht.

Zweitens erreicht die Rotationstemperatur der OH-Radikale kaum die adiabatische Flammentemperatur des zu zündenden Gemisches. Dies steht im Widerspruch zu der verbreiteten Überzeugung, dass die Temperaturen im Funkenkern die adiabatische Flammentemperatur mehrmals übersteigen. Die gemeinten höheren Temperaturen des Plasmas sind durch die Vibrationsenergie der Elektronen verursacht, die nur zum Teil zur Erhitzung des Gases verwendet werden kann, wie von Ono et al. [165] beschrieben.

Die beiden Auffälligkeiten stehen in dieser Kombination im Einklang miteinander. Wenn die hohen Temperaturen des Plasmas durch die Vibrationsenergie der Elektronen verursacht sind, die nicht zum Erhitzen des Gases verwendet werden kann – sollte nur ein kleiner Teil der in den Kondensatoren gespeicherten Energie als Funkenenergie gemessen werden können. Andererseits, wenn nur kleine Energien gemessen werden, sollte die Temperatur des Funkenkerns nicht zu hoch sein, was die Messungen von Ono et al. bestätigen.

## 4.4 Bestimmung der Zündwahrscheinlichkeit

Die Zündung eines Gemisches im turbulenten Strömungsfeld ist stochastischer Natur. Dies bedeutet, dass es keine genau definierte Zündenergie (keinen genau definierten Stimulus) gibt, die zur Zündung (einem konkreten Ergebnis) führt. Die Bestimmung einer MIE in einer turbulenten Strömung bedeutet vielmehr die Bestimmung einer Energie für eine definierte Zündwahrscheinlichkeit (meistens 50%, siehe Kapitel 2.9.4). Für jeden Satz von Versuchsbedingungen (weiterhin Fall genannt) müssen deswegen mehrere Zündversuche (Zündversuch – das Erzeugen eines Funkens im zu untersuchenden Gemisch) durchgeführt werden. Dieses Kapitel beschreibt die Methodik für die Durchführung der Zündversuche sowie die statistische Auswertung der gewonnenen Daten.

Jeder einzelne Zündversuch wird mit einer individuellen Nummer (Test Number) gekennzeichnet und korrespondiert auch zu einer unter dieser Nummer gespeicherten

Aufnahme mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Nach einer Aufnahmeanalyse wurde jedem Versuch ein Ergebnis (Outcome) zugeordnet. Die möglichen Ergebnisse sind:

- „0“ – keine Zündung
- „0,5“ – Entstehen eines Flammenkerns, der noch im Bereich des Beobachtungsfensters erlischt (Flammenkerngenerierung)
- „1“ – Entstehen eines Flammenkerns, der auf der Länge des Beobachtungsfensters nicht erlischt (Flammenkernpropagation)

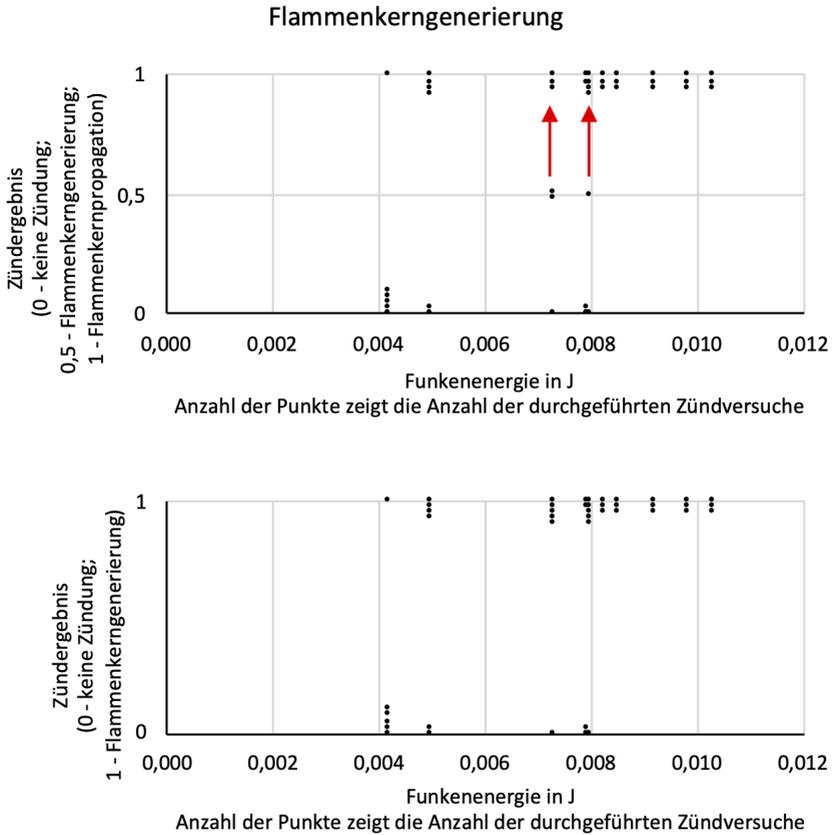
Bei einer Flammenkerngenerierung („0,5“) wurde zusätzlich notiert, wie lange (in Millisekunden) der Flammenkern überlebt hat.

Die Zündenergie für einen Zündversuch wurde durch die Änderung der Ladespannung und der Kapazität am Zündgerät eingestellt und die Werte für jeden Versuch notiert. Für jede eingestellte Ladespannung und Kapazität wurden mindestens drei Zündversuche durchgeführt. Die Energie wurde während der Untersuchung schrittweise geändert, bis die Bereiche mit sicherer Zündung (Zündergebnis „1“ bei mindestens drei Energieschritten) und ohne Zündung (Zündergebnis „0“ bei mindestens drei Energieschritten) abgedeckt waren. Insgesamt wurden zwischen 20 und 100 Zündversuche pro Fall durchgeführt.

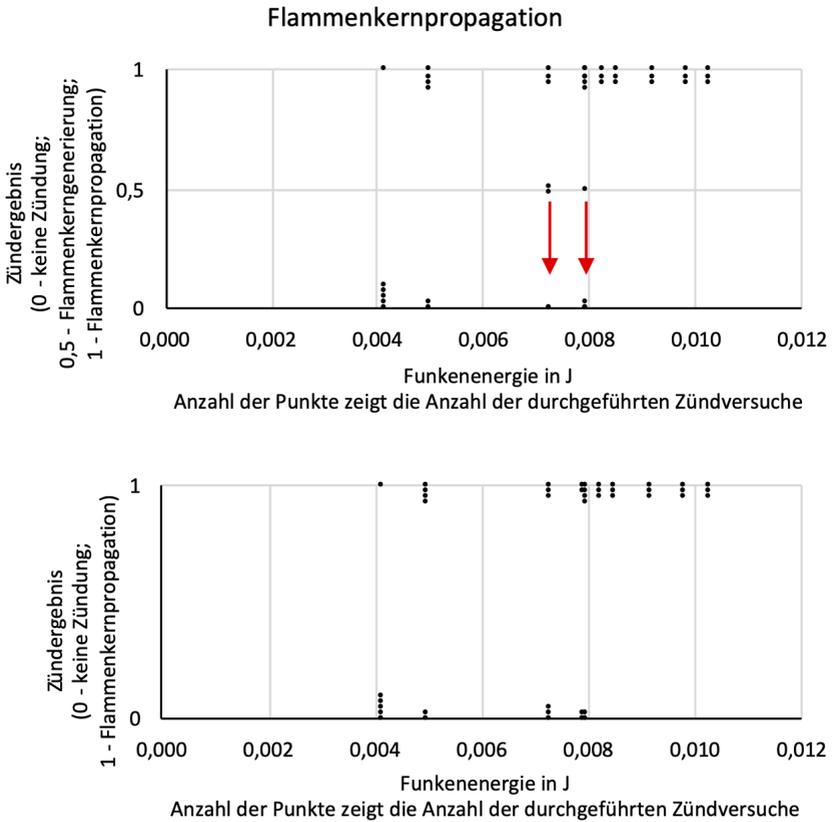
Die oberen Diagramme in den Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen ein beispielhaftes Ergebnis einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit.

**Die statistische Auswertung** hat zum Ziel das Erstellen einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, die die Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Zündenergie darstellt. Zu diesem Zweck wird in der vorliegenden Arbeit die Methode der logistischen Regression angewendet.

Für die Anwendung der Methode ist eine klare Definition des Erfolgs (der erfolgreichen Zündung) nötig, die eine klare Zuordnung jedes Ergebnisses zum Erfolg („1“) oder zum Misserfolg („0“) ermöglicht. Aus diesem Grund werden zwei Fälle mit unterschiedlichen Zünderfolgsdefinitionen betrachtet:



**Abbildung 4.19:** Ergebnis einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit bei Bedingungen „21B“ (Diagramm oben); Generierung des Flammenkerns – Zuweisung des Ergebnisses „0,5“ zum Erfolg („1“) in der statistischen Analyse. Die aneinander liegenden Punkte haben das gleiche Ergebnis (0, 0,5 oder 1).



**Abbildung 4.20:** Ergebnis einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit bei Bedingungen „21B“ (Diagramm oben); Propagation des Flammenkerns – Zuweisung des Ergebnisses „0,5“ zum Misserfolg („0“; Diagramme rechts) in der statistischen Analyse. Die aneinander liegenden Punkte haben das gleiche Ergebnis (0, 0,5 oder 1).

1. Flammenkerngenerierung – die Zündung ist als erfolgreich definiert, wenn ein Flammenkern in der Zündkammer entsteht. Es ist nicht nötig, dass der Flammenkern für eine längere Zeit erhalten bleibt. Das in den Messungen als „0,5“ zugewiesene Ergebnis wird in der statistischen Analyse als Erfolg („1“) definiert.
2. Flammenkernpropagation – die Zündung ist definiert als erfolgreich, wenn ein Flammenkern in der Zündkammer entsteht und während des Aufenthalts in der Zündkammer nicht erlischt. Die Dauer des Aufenthalts hängt unter anderem von der Gasgeschwindigkeit ab, aber deren Einfluss wird zuerst nicht berücksichtigt. Das in den Messungen als „0,5“ zugewiesene Ergebnis wird in der statistischen Analyse als ein Misserfolg („0“) definiert.

Eine grafische Darstellung des Verfahrens ist am Beispiel der Daten für den Fall „21B“ in den Abbildungen 4.19 und 4.20 veranschaulicht.

Wenn  $y$  ein binäres Ergebnis darstellt, wobei  $y = 1$  Erfolg (Zündung) und  $y = 0$  Misserfolg (keine Zündung) repräsentiert, kann die kumulative Wahrscheinlichkeitsverteilung für eine Zündung („1“) beim Stimulus  $x$  (Funkenenergie) folgendermaßen definiert werden:

$$P(x) = \text{Wahrscheinlichkeit } (y = 1; x). \quad (4.4.1)$$

Folgende Parameter sind für alle Versuche definiert:

$$x_i = \text{Stimulus (Funkenenergie) für } i - \text{ten Versuch}; \quad (4.4.2)$$

$$y_i = \text{Ergebnis für } i\text{-ten Versuch } (= 0 \text{ oder } 1); \quad (4.4.3)$$

$$P(x_i) = \text{Wahrscheinlichkeit, dass } y_i = 1 \text{ für } i\text{-ten Versuch}. \quad (4.4.4)$$

Alle Stimuli und binären Ergebnisse für die  $n$  Versuche sind gemeinsam mit einer Wahrscheinlichkeitsfunktion dargestellt:

$$L = \prod_{i=1}^n P(x_i)^{y_i} \cdot (1 - P(x_i))^{1-y_i}. \quad (4.4.5)$$

Das  $P(x)$  kann mit einer parametrischen logistischen Verteilungsfunktion dargestellt werden:

$$P(x) = \frac{1}{1 + e^{(-\beta_0 - \beta_1 \cdot x)}}, \quad (4.4.6)$$

wobei  $\beta_0$  und  $\beta_1$  Parameter darstellen, die durch eine Maximierung der Wahrscheinlichkeitsfunktion abgeschätzt sind. Das Perzentil  $x_q$  (zum Beispiel  $x_{50}$  für  $q = 50\%$  Wahrscheinlichkeit) kann mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsverteilung mit bekannten Parametern berechnet werden:

$$P(x) = q = \frac{1}{1 + e^{(-\beta_0 - \beta_1 \cdot x_q)}} \quad (4.4.7)$$

Die Auflösung nach  $x_q$  ergibt:

$$x_q = \frac{\ln\left(\frac{q}{1-q} - \beta_0\right)}{\beta_1}. \quad (4.4.8)$$

Die obere und untere Vertrauensgrenze UCL und LCL (upper confidence limit und lower confidence limit) für das  $100(1 - \alpha/2)\%$  Vertrauensintervall von Perzentil  $x_q$  kann mit der Vorgehensweise für eine große Stichprobe für ein zweiseitiges Intervall berechnet werden:

$$\text{UCL/LCL} = x_q + / - Z_{\alpha/2} \sqrt{\frac{\sigma_{00} + 2 \cdot x_q \cdot \sigma_{01} + x_q^2 \sigma_{11}}{\beta_1^2}}, \quad (4.4.9)$$

wobei  $\sigma_{00}$ ,  $\sigma_{11}$  die Varianzen sind,  $\sigma_{01}$  ist die Kovarianz von  $\beta_0$  und  $\beta_1$ ,  $\alpha$  ist 1 minus dem Vertrauensniveau (zum Beispiel  $\alpha = 1 - 0,95 = 0,05$  für 95% Vertrauen) und  $Z_{\alpha/2}$  ist das  $100(1 - \alpha/2)$ er Perzentil von der normalen kumulativen Gauß-Verteilung ( $\mu = 0$ ,  $\sigma = 1$ ).

Diese Analyse ergibt eine kumulative Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $n$  Zündversuchen und einen Vertrauensbereich der Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Funkenenergie. Die ermittelte Zündenergie für die 50% Zündwahrscheinlichkeit wird als  $IE_{50}$  bezeichnet.

Die Berechnung und das numerische Verfahren sind im Anhang A.7 beschrieben.

# 5 Ergebnisse und Erkenntnisse

Die Darstellung der Ergebnisse fängt mit dem Aufzeigen der errechneten turbulenten Strömungeigenschaften im Kapitel 5.1 an. Darauf folgt die Diskussion zum Energieinhalt des Funkens in der Entladungsphase im Kapitel 5.2. Die Ergebnisse der Zündversuche, deren Vergleich mit dem vorhandenen Modell sowie die Beschreibung und Auswertung der vorgenommenen Modifikationen werden im Kapitel 5.3 dargestellt. Im Kapitel 5.4 werden die Einflüsse einzelner Versuchsparameter auf die Zündenergie erläutert.

## 5.1 Bestimmung der Turbulenzeigenschaften

Die schematische Darstellung der Zündortlage in der Zündkammer ist in Abbildung 5.1 wiederholt. Die verwendeten Turbulenzgitter und die errechneten Turbulenzwerte für einen beispielhaften Betriebspunkt ( $5 \text{ m/s}$  ( $14,6 \text{ g/s}$ ),  $298 \text{ K}$ ,  $1 \text{ bar abs}$ ) sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Änderungen der Strömungs- und Turbulenzeigenschaften in der Nähe des Zündortes unter repräsentativen Messbedingungen sind in den Abbildungen 5.3 bis 5.9 dargestellt.

Die errechneten Geschwindigkeitsfelder für die Messpunkte 21 und 22 für die drei verwendeten Turbulenzgitter sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Für das Gitter A ist das Geschwindigkeitsfeld in der Ebene des Zündortes ausgeglichen. Für die Gitter B und C ist das Geschwindigkeitsfeld in der Nähe des Zündortes noch inhomogen und die lokale Geschwindigkeit entspricht nicht der mittleren Geschwindigkeit im Kanal. Für die betrachteten Zündprozesse (Generierung eines Flammenkerns) ist

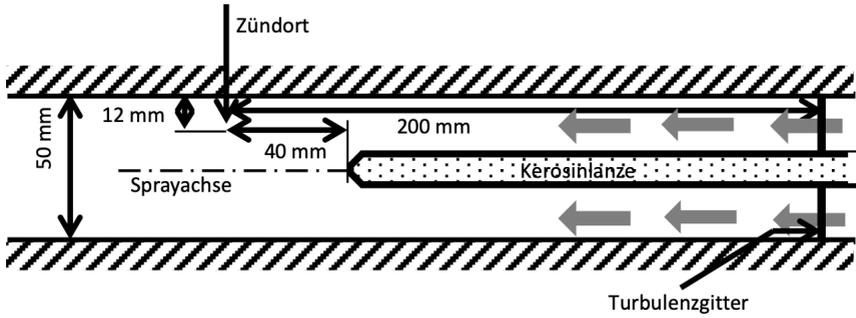
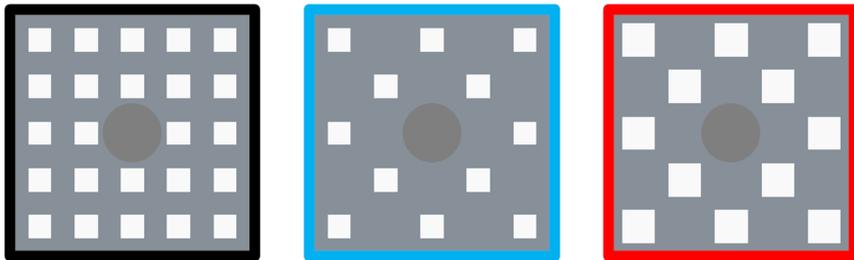


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Zündortlage in der Zündkammer



Gitter A

Gitter B

Gitter C

	Blockierungs- verhältnis	Seitenlänge der Öffnung in [mm]	Turbulenz- intensität $Tu$	Turbulentes Längenmaß $l_t$ in [mm]
Gitter A	76 %	5,0 mm	0,115	1,48
Gitter B	88 %	5,0 mm	0,286	1,97
Gitter C	76 %	7,1 mm	0,232	1,72

Abbildung 5.2: Darstellung der eingesetzten Turbulenzgitter und ein Vergleich der erzeugten Turbulenzeigenschaften am Zündort (Ergebnis einer RANS Simulation bei gleichem Betriebspunkt für alle Turbulenzgitter)

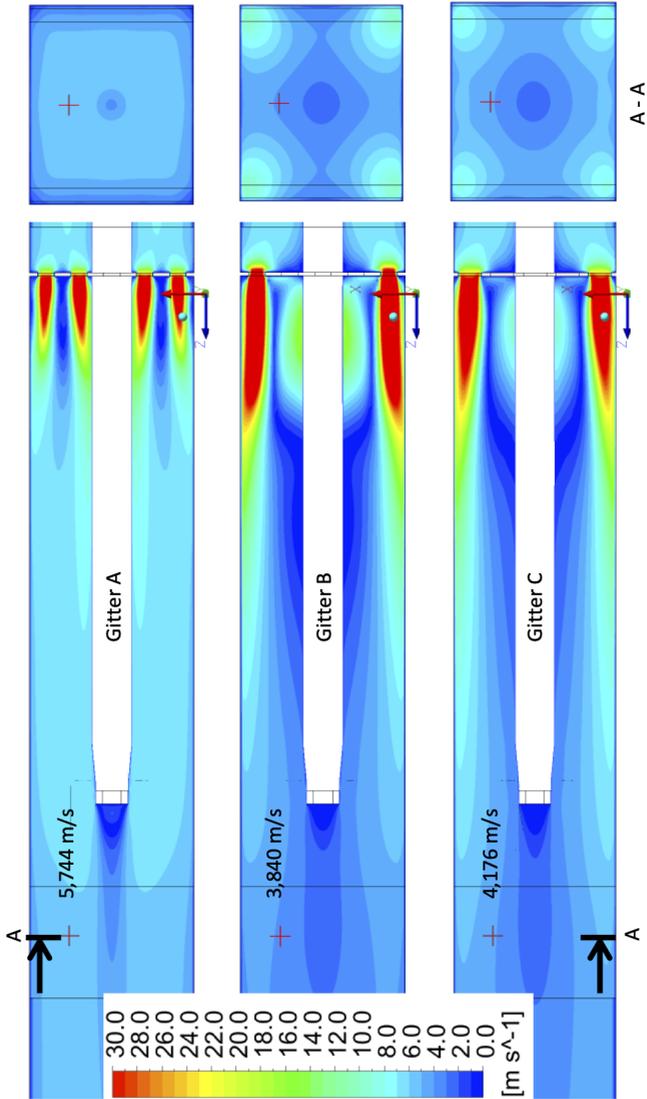
nur die lokale Geschwindigkeit am Zündort von Bedeutung und die Werte aus der Simulation werden für die Berechnungen eingesetzt.

Bei der Betrachtung der Simulationsergebnisse zeigt sich zudem, dass die Brennstoffflanze die Turbulenzentwicklung in der Brennkammer dominiert. Das Zündort liegt zwar nicht im direkten Strömungsabriss am Ende der Brennstoffflanze, dieser Strömungsabriss wird jedoch die durch die Turbulenzgitter generierte Turbulenz beeinflussen. Die Unterschiede in Turbulenzeigenschaften am Zündort beim Einsatz unterschiedlicher Turbulenzgitter wären ohne die Brennstoffflanze größer.

Die Änderungen der lokalen mittleren Geschwindigkeit, des integralen Längenmaßes und der Turbulenzintensität in der Ebene quer zur Strömungsrichtung sind in den Abbildungen 5.4 bis 5.6 dargestellt. Zu sehen ist die Ebene, die den Zündort schneidet, sowie die 1 und 3 Millimeter stromauf gelegenen Ebenen. Die vergrößerten Aufnahmen nahe des Zündortes mit angepasster Skalierung sind in den Abbildungen 5.7 bis 5.9 dargestellt.

Die mittleren Reihen der Bilder in den Abbildungen 5.4 bis 5.9 zeigen die Änderung des integralen turbulenten Längenmaßes in drei Raumrichtungen. Für alle eingesetzten Turbulenzgitter ist das integrale Längenmaß in horizontaler und in Strömungsrichtung nahezu homogen. Für das Gitter A ist eine deutliche Abnahme des integralen Längenmaßes in Richtung des Sprayzentrums sichtbar. Für die Gitter B und C ist eine Abnahme in Richtung der äußeren Wand zu erkennen.

Die unteren Reihen der Bilder in den Abbildungen 5.4 bis 5.9 zeigen die Änderung der Turbulenzintensität ( $Tu$ ) in die drei Raumrichtungen. Das Gitter A weist eine homogene Turbulenzintensität in alle Raumrichtungen auf. Die Strömungen für die Turbulenzgitter B und C verhalten sich ähnlich: die Turbulenzintensitäten in Strömungsrichtung und in horizontaler Richtung sind homogen. Die vertikale Richtung zeigt eine Zunahme der Turbulenzintensität in Richtung der Sprayachse an und ihre Abnahme in die Richtung der äußeren Wand.



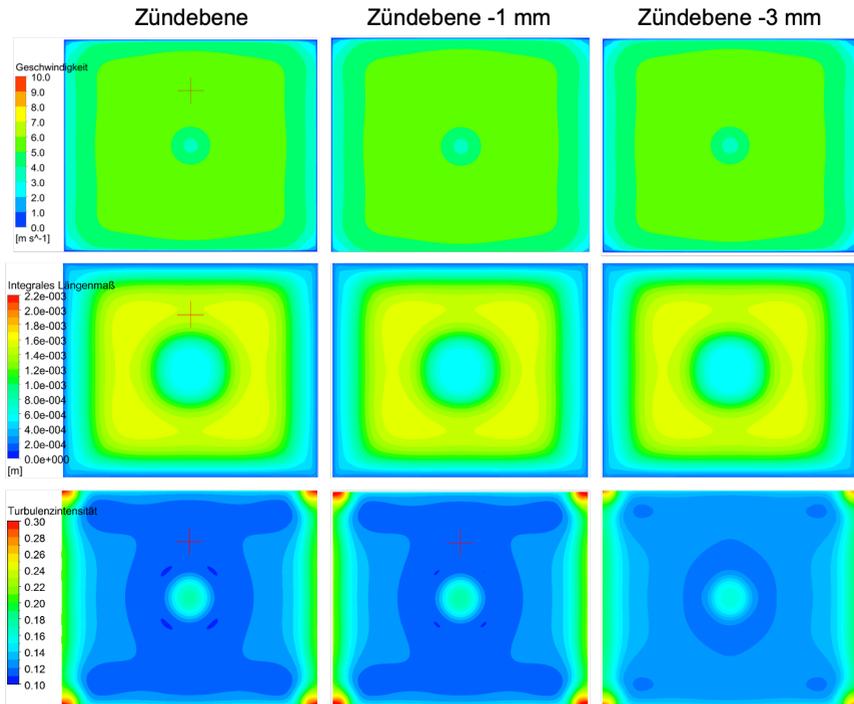
**Abbildung 5.3:** Errechnete Geschwindigkeitsfelder für die Messpunkte 21 und 22 für die drei verwendeten Turbulenzgitter. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes

Das unterschiedliche Verhalten des Gitters A von den Gittern B und C ist durch die unterschiedliche Anordnung der Öffnungen zu erklären. Das Gitter A besitzt zwei Öffnungen zwischen der Spraymitte und der Wand, die Gitter B und C nur eine Öffnung. Diese Öffnungen liegen in der vertikalen Ebene des Zündortes, was sich auf die Änderungen der Turbulenzeigenschaften in der vertikalen Richtung auswirkt.

Für die quantitative Beurteilung sind die Änderungen der errechneten Turbulenzwerte in der Nähe des Zündortes in der Abbildung 5.10 dargestellt. Im Abstand bis zu 1 mm vom Zündort sind die Änderungen von  $T_u$  oder  $I_t$  kleiner als 4%. In größerer Entfernung in x-Richtung sind aber größere Unterschiede bei der Turbulenzintensität und beim turbulenten Längenmaß zu beobachten. Beim Abstand von 3 mm sind sie größer als 10%.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die Strömungs- und Turbulenzeigenschaften lokal um den Zündort mit kleinen Gradienten behaftet sind. Die Bedingungen für die Betrachtung der Generierung eines Flammenkerns werden somit als homogen angenommen.

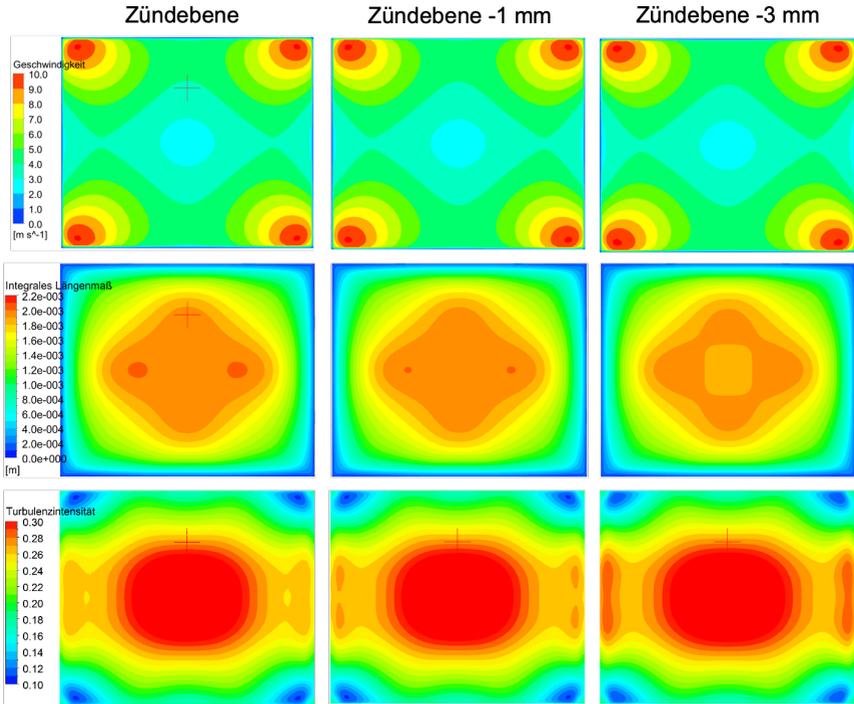
Für die Zündkammer ist insgesamt keine Homogenität gegeben, wobei die Strömung nach den Gittern B und C inhomogener ist als nach dem Gitter A. Für alle drei Turbulenzgitter jedoch sind die lokalen Bedingungen stark abhängig von der Position. Dies trägt dazu bei, dass die Betrachtung der Propagation des Flammenkerns in der vorhandenen Messkonfiguration nicht sinnvoll ist. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die Entstehung (Generierung) des Flammenkerns, sodass nur die lokalen Bedingungen von Bedeutung sind. Eine weitere Betrachtung der Bedingungen für die Fortpflanzung des Flammenkerns wird nicht vorgenommen.



**Abbildung 5.4:** Strömung nach dem Turbulenzgitter A; die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes

## 5.2 Energieinhalt des Funkens in der Entladungsphase

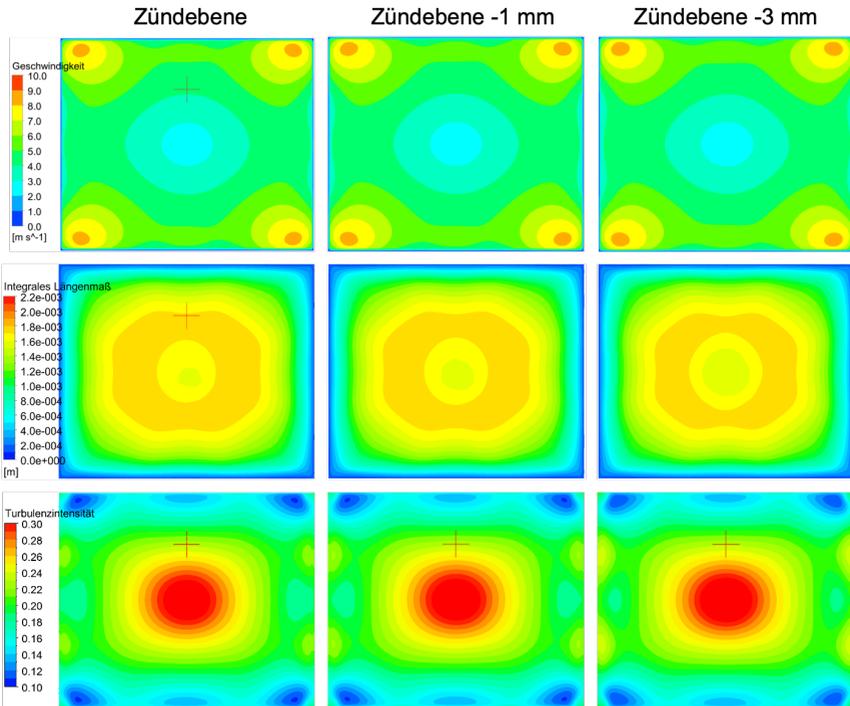
Bevor die Untersuchung der Zündwahrscheinlichkeit unternommen werden kann, muss verstanden werden, wie die Umgebungseinflüsse den Funken an sich und die gelieferte Funkenenergie verändern. Die Einflüsse der Umgebungsbedingungen auf die Funkenenergie wurden bisher kaum untersucht. Die vorliegenden Ergebnisse bringen besseres Verständnis der Grundlagen des Zündvorganges mit sich.



**Abbildung 5.5:** Strömung nach dem Turbulenzgitter B; die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes

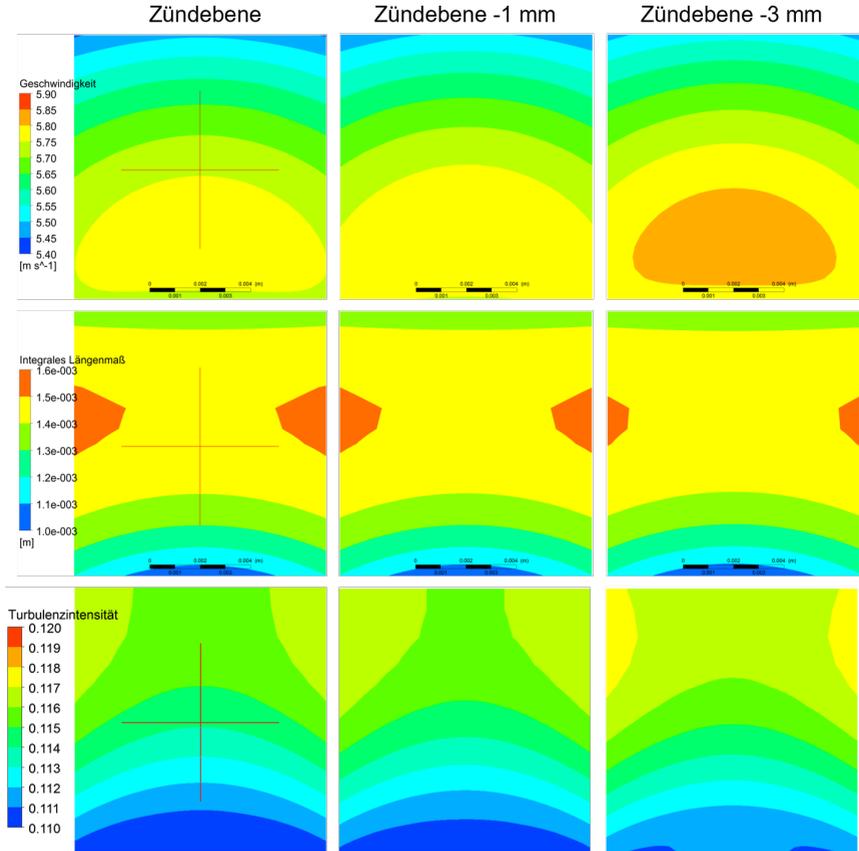
Die Charakterisierung der Umgebungseinflüsse auf die Funkenenergie ist umso wichtiger, da die Funkenenergie nicht bei jedem Zündversuch extra vermessen, sondern in einer separaten Messreihe für relevante Kapazitäten und Ladespannungen des Zündgerätes bestimmt wurde. Die Werte für die fehlenden Kapazitäts/Ladespannungs-Kombinationen wurden aus den vorhandenen Daten interpoliert. Grund dafür ist die dadurch mögliche, starke Verkürzung der Zeit, die zur Durchführung eines Zündversuches benötigt wurde.

Dabei muss die Frage beantwortet werden, ob die Einflüsse wie Temperatur, Druck, Kerosingehalt und Luftströmungsgeschwindigkeit eine Auswirkung auf

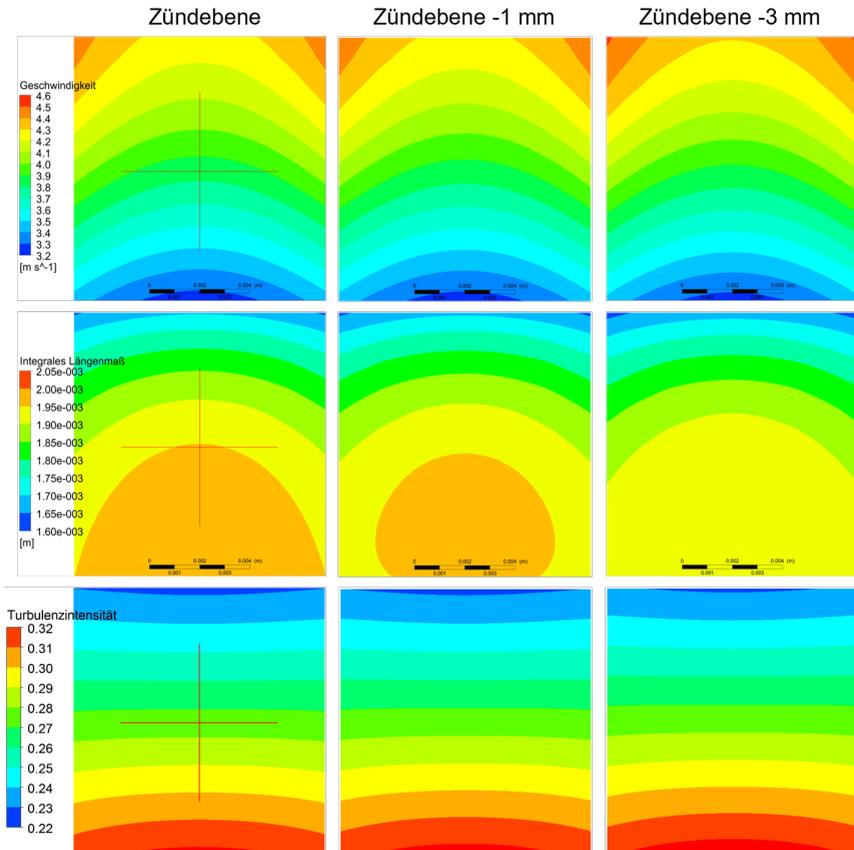


**Abbildung 5.6:** Strömung nach dem Turbulenzgitter C; die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes

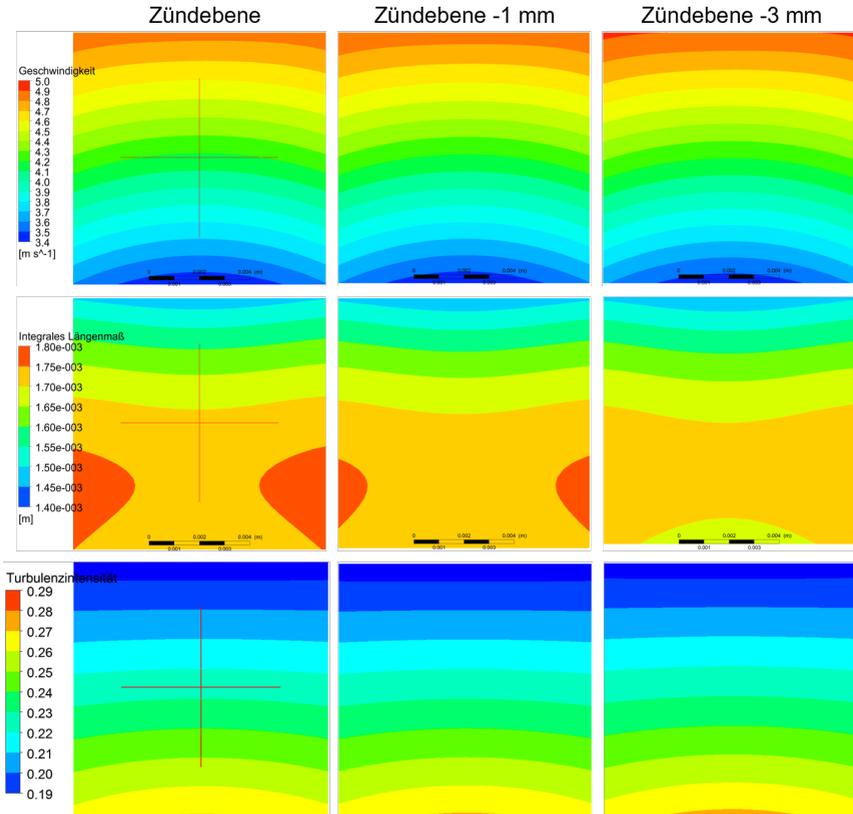
die Funkenenergie haben. Um diese Auswirkung zu untersuchen, wurden die Funkenenergien in der Entladungsphase bei unterschiedlichen Bedingungen gemessen. Solch detaillierte Untersuchungen zum Einfluss der Eigenschaften der Luft-Brennstoff-Mischung auf die Funkenenergie wurden bisher nicht untersucht und sind nicht gut verstanden. Die Zusammenfassung der untersuchten Fälle befindet sich in Tabelle 5.1.



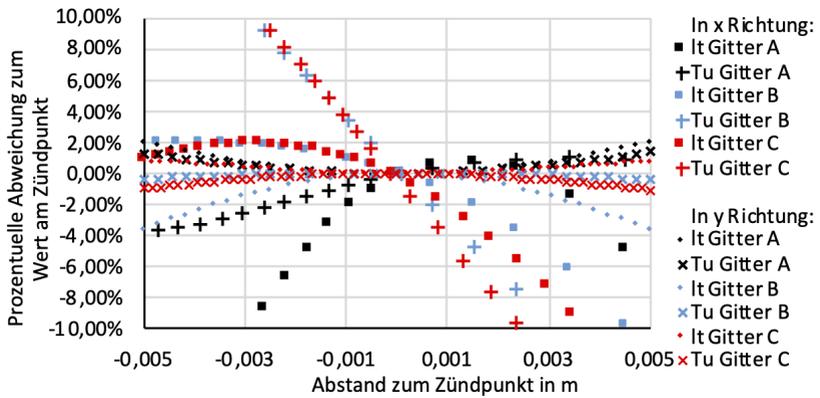
**Abbildung 5.7:** Strömung nach dem Turbulenzgitter A in der unmittelbaren Nähe des Zündortes (Rechteck 10 mm x 10 mm); die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes



**Abbildung 5.8:** Strömung nach dem Turbulenzgitter B in der unmittelbaren Nähe des Zündortes (Rechteck 10 mm x 10 mm); die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes



**Abbildung 5.9:** Strömung nach dem Turbulenzgitter C in der unmittelbaren Nähe des Zündortes (Rechteck 10 mm x 10 mm); die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes



**Abbildung 5.10:** Prozentuale Änderung von  $Tu$  und  $l_t$  in der Nähe des Zündortes für alle berechnete Turbulenzgitter

Bezeichnung	Luft- geschwindigkeit in [m/s]	Luft- massenstrom in [kg/h]	Lokales AFR	Kerosin- massenstrom in [kg/h]	Temperatur in K	Rücksicht auf Film- dicke
ruhend	0	0	-	0	298	-
21Ae	6,0	43,9	-	0	298	-
(21A)	6,0	43,9	129	2,68	298	ja
21A	6,0	43,9	129	2,68	298	nein
22A	6,0	43,9	155	2,14	298	nein
23A	9,2	67,5	238	2,14	298	nein
27Ae	6,0	49,8	-	0	263	-
30Ae	6,0	51,7	-	0	253	-
27A	6,0	49,8	145	2,58	263	nein
30A	6,0	51,7	160	2,54	253	nein

**Tabelle 5.1:** Zusammenfassung der untersuchten Fälle zur Abschätzung der Einflüsse auf die Funkenenergie in der 2. Phase der Funkenentladung. Die Bezeichnungen entsprechen den Versuchsbedingungen aus der Tabelle 4.6. Der Zusatz „e“ bedeutet das Abschalten der Brennstoffströmung. Beim Fall in Klammern wurde nur dann der Funke erzeugt, wenn die Elektroden frei von Brennstofftropfen waren.

Die Abbildung 5.11 stellt den Vergleich von Funkenenergien bei dünnem **Brennstofffilm** auf den Elektroden (Zündversuche nur durchgeführt, wenn keine sichtbaren Tropfen auf den Elektroden vorhanden waren) und bei den Elektroden, die mit einem dickem Kerosinfilmm bedeckt waren (Elektroden mit sichtbar hängenden Brennstofftropfen im Moment der Zündung). Der Unterschied ist vor allem bei höheren Ladespannungen sichtbar und für die dick bedeckten Elektroden um 7% höher. Aus diesem Grund wurden die Zündversuche nur dann durchgeführt, wenn keine Tropfen auf den Elektroden vorhanden waren.

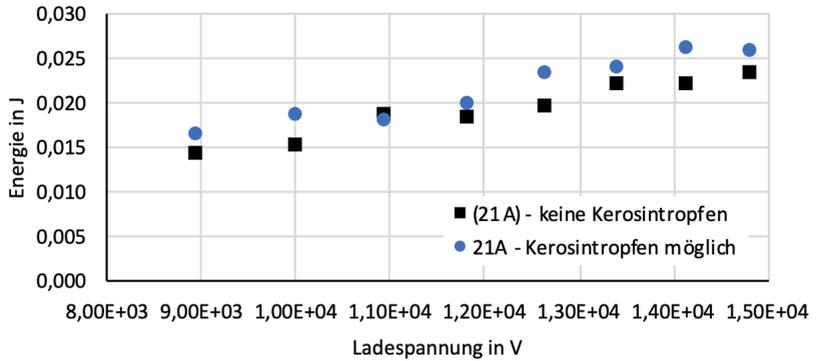
Einen weiteren Einfluss übt die **Dichte des Brennstoffsprays zwischen den Elektroden** aus. Die Abbildung 5.12 zeigt einen Vergleich zwischen zwei Messpunkten mit unterschiedlichen Brennstoffmassenströmen, die sich direkt auf die Spraydichte auswirken. Die um etwa 15% erhöhte Spraydichte zwischen den Elektroden verursachte eine Erhöhung der erzeugten Funkenenergie.

Die Abbildung 5.13 zeigt die **Funkenenergien bei ruhender Luft und bei zwei unterschiedlichen Luftgeschwindigkeiten**. Die Erhöhung der Luftgeschwindigkeit zwischen den Elektroden verursachte eine Erhöhung der Funkenenergie bei Ladespannungen größer als 10 kV.

Die Abbildung 5.14 zeigt einen Vergleich der **Funkenenergien bei unterschiedlichen Temperaturen der umströmenden Luft**. Auch hier ist der Einfluss nur bei Ladespannungen größer als 10 kV sichtbar, und die Funkenenergie ist bei niedrigeren Temperaturen höher.

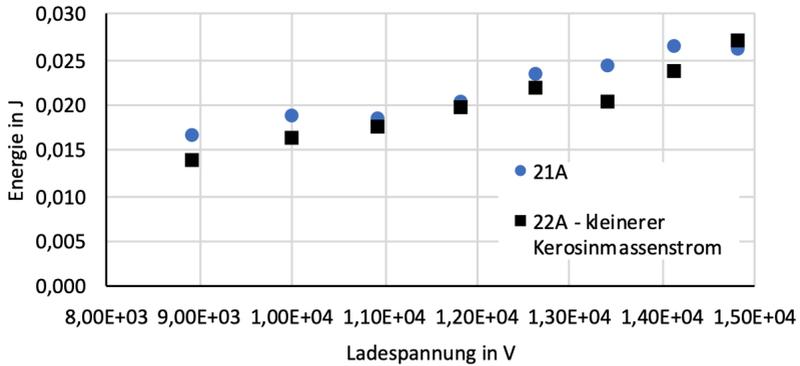
Die Abbildung 5.15 zeigt einen Vergleich der **Funkenenergien bei unterschiedlichen Temperaturen der umströmenden Luft-Brennstoff-Mischung**. Im Gegensatz zu einer reinen Luftströmung ist hier keine deutliche Tendenz hin zu niedrigeren Temperaturen sichtbar. Dies kann durch die Überlagerung der Effekte des Brennstoffsprays zwischen den Elektroden bzw. des Brennstofffilms auf den Elektroden verursacht werden.

Die aufgezeigten Unterschiede in der Funkenenergie sind in gleicher Größenordnung wie die Änderungen aufgrund einer minimalen Dezentrierung der Elektroden oder einer minimalen Änderung des Elektrodenabstandes. Gemeint sind dabei



	Lade- spannung in [V]	8,94 ·10 <sup>3</sup>	1,00 ·10 <sup>4</sup>	1,10 ·10 <sup>4</sup>	1,18 ·10 <sup>4</sup>	1,27 ·10 <sup>4</sup>	1,34 ·10 <sup>4</sup>	1,41 ·10 <sup>4</sup>	1,48 ·10 <sup>4</sup>
21A – Kerosin- tropfen möglich	Mittelwert in [J]	0,0165	0,0187	0,0182	0,0200	0,0233	0,0240	0,0263	0,0259
	St. Abw. in [J]	0,0016	0,0015	0,0012	0,0017	0,0025	0,0028	0,0032	0,0026
	prozentuell	9%	8%	7%	9%	11%	12%	12%	10%
(21A) – keine Kerosin- tropfen	Mittelwert in [J]	0,0142	0,0152	0,0188	0,0184	0,0195	0,0223	0,0221	0,0234
	St. Abw. in [J]	0,0023	0,0017	0,0020	0,0020	0,0022	0,0028	0,0022	0,0025
	prozentuell	16%	11%	11%	11%	11%	13%	10%	10%
Unterschied	in [J]	0,0023	0,0036	0,0006	0,0016	0,0038	0,0017	0,0042	0,0024
	prozentuell	16%	23%	3%	9%	19%	8%	19%	10%

**Abbildung 5.11:** Einfluss der Brennstofffilms auf den Elektroden auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung



	Lade- spannung in [V]	8,94 ·10 <sup>3</sup>	1,00 ·10 <sup>4</sup>	1,10 ·10 <sup>4</sup>	1,18 ·10 <sup>4</sup>	1,27 ·10 <sup>4</sup>	1,34 ·10 <sup>4</sup>	1,41 ·10 <sup>4</sup>	1,48 ·10 <sup>4</sup>
22A – kleinerer Kerosin- massen- strom	Mittelwert in [J]	0,0136	0,0163	0,0174	0,0196	0,0217	0,0202	0,0235	0,0267
	St. Abw. in [J]	0,0004	0,0018	0,0015	0,0020	0,0020	0,0006	0,0024	0,0005
	prozentuell	3%	11%	9%	10%	9%	3%	10%	2%
21A – größerer Kerosin- massen- strom	Mittelwert in [J]	0,0165	0,0187	0,0182	0,0200	0,0233	0,0240	0,0263	0,0259
	St. Abw. in [J]	0,0016	0,0015	0,0012	0,0017	0,0025	0,0028	0,0032	0,0026
	prozentuell	9%	8%	7%	9%	11%	12%	12%	10%
Unterschied	in [J]	0,0028	0,0025	0,0007	0,0004	0,0015	0,0039	0,0028	0,0009
	prozentuell	17%	13%	4%	2%	7%	16%	10%	3%

Abbildung 5.12: Einfluss des Brennstoffmassenstroms auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung

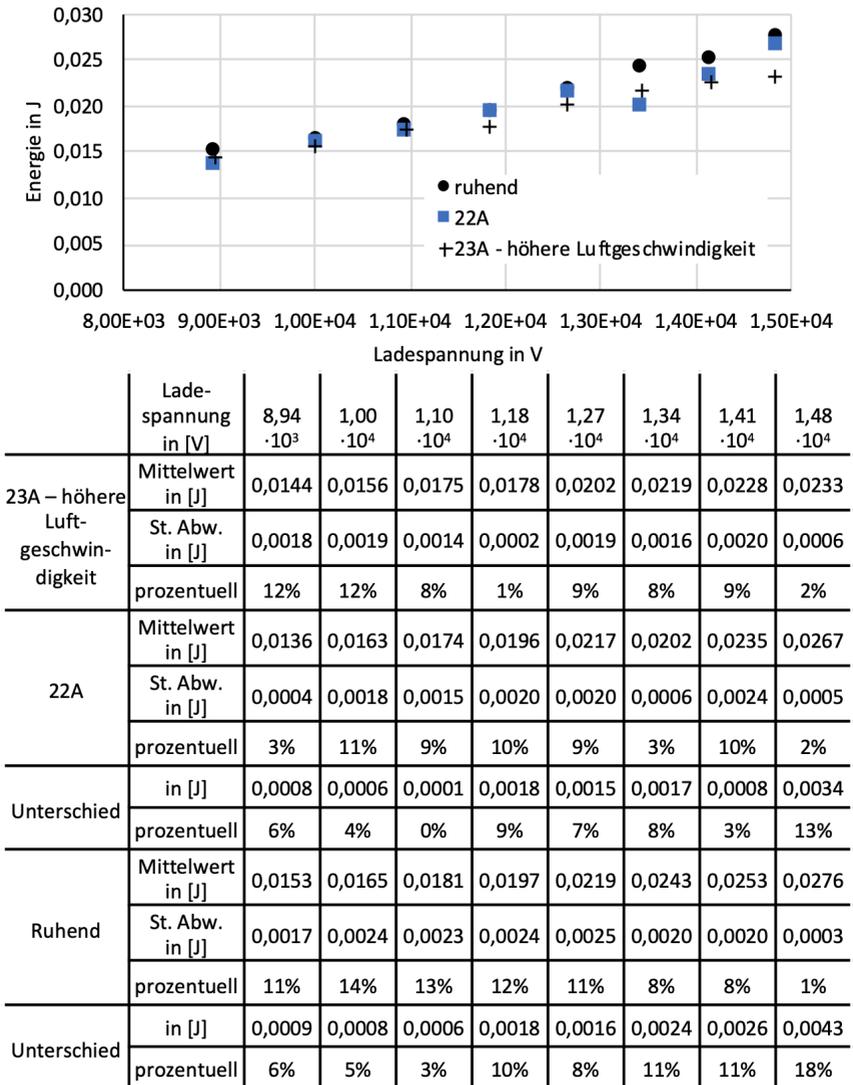
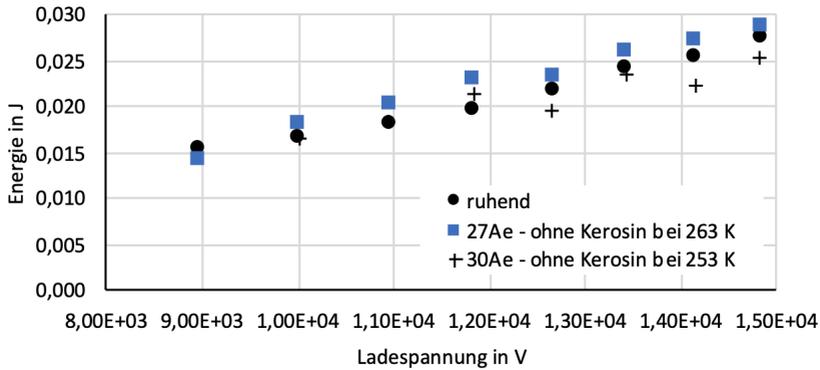
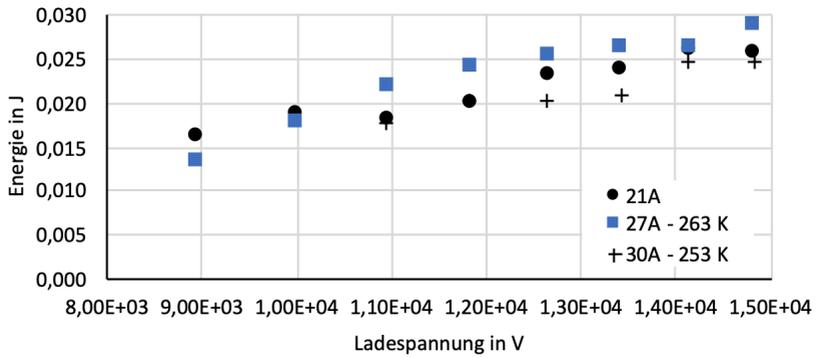


Abbildung 5.13: Einfluss der Luftgeschwindigkeit auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung



		Lade- spannung in [V]	8,94 ·10 <sup>3</sup>	1,00 ·10 <sup>4</sup>	1,10 ·10 <sup>4</sup>	1,18 ·10 <sup>4</sup>	1,27 ·10 <sup>4</sup>	1,34 ·10 <sup>4</sup>	1,41 ·10 <sup>4</sup>	1,48 ·10 <sup>4</sup>
30Ae – ohne Kerosin bei 253 K	Mittelwert in [J]	-	0,0165	0,0182	0,0212	0,0196	0,0235	0,0223	0,0253	
	St. Abw. in [J]	-	0,0015	0,0032	0,0033	0,0029	0,0021	0,0005	0,0009	
	prozentuell	-	9%	17%	15%	15%	9%	2%	4%	
27Ae – ohne Kerosin bei 263 K	Mittelwert in [J]	0,0141	0,0182	0,0201	0,0229	0,0234	0,0259	0,0273	0,0286	
	St. Abw. in [J]	0,0014	0,0017	0,0021	0,0004	0,0020	0,0004	0,0005	0,0005	
	prozentuell	10%	9%	10%	2%	8%	2%	2%	2%	
Unterschied	in [J]	-	0,0017	0,0020	0,0017	0,0038	0,0024	0,0050	0,0032	
	prozentuell	-	9%	10%	7%	16%	9%	18%	11%	
Ruhend	Mittelwert in [J]	0,0153	0,0165	0,0181	0,0197	0,0219	0,0243	0,0253	0,0276	
	St. Abw. in [J]	0,0017	0,0024	0,0023	0,0024	0,0025	0,0020	0,0020	0,0003	
	prozentuell	11%	14%	13%	12%	11%	8%	8%	1%	
Unterschied	in [J]	-	0,0000	0,0001	0,0016	0,0023	0,0007	0,0030	0,0022	
	prozentuell	-	0%	0%	7%	12%	3%	13%	9%	

Abbildung 5.14: Einfluss der Lufttemperatur auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung



	Lade- spannung in [V]	8,94 ·10 <sup>3</sup>	1,00 ·10 <sup>4</sup>	1,10 ·10 <sup>4</sup>	1,18 ·10 <sup>4</sup>	1,27 ·10 <sup>4</sup>	1,34 ·10 <sup>4</sup>	1,41 ·10 <sup>4</sup>	1,48 ·10 <sup>4</sup>
30A - 253 K	Mittelwert in [J]	-	-	0,0176	0,0203	0,0203	0,0211	0,0247	0,0248
	St. Abw. in [J]	-	-	0,0008	0,0015	0,0011	0,0004	0,0026	0,0015
	prozentuell	-	-	4%	7%	5%	2%	11%	6%
27A - 263 K	Mittelwert in [J]	0,0136	0,0179	0,0201	0,0229	0,0234	0,0259	0,0273	0,0286
	St. Abw. in [J]	0,0004	0,0023	0,0021	0,0004	0,0020	0,0004	0,0005	0,0005
	prozentuell	3%	13%	10%	2%	8%	2%	2%	2%
Unterschied	in [J]	-	-	0,0025	0,0026	0,0031	0,0048	0,0026	0,0037
	prozentuell	-	-	13%	12%	13%	19%	10%	13%
21A - 298 K	Mittelwert in [J]	0,0165	0,0187	0,0182	0,0200	0,0233	0,0240	0,0263	0,0259
	St. Abw. in [J]	0,0016	0,0015	0,0012	0,0017	0,0025	0,0028	0,0032	0,0026
	prozentuell	9%	8%	7%	9%	11%	12%	12%	10%
Unterschied	in [J]	-	-	0,0006	0,0003	0,0030	0,0030	0,0016	0,0010
	prozentuell	-	-	3%	1%	15%	14%	6%	4%

Abbildung 5.15: Einfluss der Luft- und Kerosintemperatur auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung

solche Änderungen, die noch außerhalb der Mess- und Einstell-Genauigkeiten der verwendeten Anlage liegen. Der Fehler durch die zufällige Änderung der Elektrodengeometrie kann größer sein als die Änderungen der Funkenenergie, die geänderte Bedingungen im Zündvolumen hervorrufen. Aus diesem Grund werden die Änderungen der Funkenenergie bei unterschiedlichen Bedingungen in der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt.

Trotzdem kann man aus den gewonnenen Ergebnissen erkennen, dass die Funkenenergien bei größeren Kerosin- und Luftmassenströmen sowie bei niedrigeren Temperaturen steigen. Dieser Unterschied ist nur bei größeren Ladespannungen sichtbar. Allgemein gilt, dass bei den größeren Ladespannungen eine Funkenentladung länger dauert. Dies kann den Wärmeaustausch durch mindestens zwei Phänomene beeinflussen:

1. die Funkenstrecke kann durch die Strömung gedehnt werden, sodass die Wärmeaustauschfläche vergrößert wird. Das Ausmaß der Dehnung und damit der Einfluss auf den Wärmeaustausch hängt von den Strömungsbedingungen ab (Gasgeschwindigkeit und Dichte);
2. das Entstehen eines Funkens ist durch einen Schallstoß begleitet. Die Wärmeübertragung durch Konvektion im Gas ist durch die Geschwindigkeit der Gaspartikel limitiert. Der Schallstoß bedeutet, dass unmittelbar nach Entstehung des Funkens ein Gasstrom mit Schallgeschwindigkeit radial nach außen fließt und den konvektiven Wärmeaustausch zwischen unmittelbarer Nähe des Funkens und dem umgebenden Gas unmöglich macht. Längere Präsenz des Funkens in der Strömung erlaubt mehr Zeit für den konvektiven Wärmetransport nach Abklingen des Schallstoßes. Die Konvektion ist unmittelbar durch die Temperatur und indirekt durch die Massenströme von Kerosin und Luft beeinflusst.

## 5.3 Anpassung des Modells von Ballal und Lefebvre

Zur Validierung des Modells von Ballal und Lefebvre wurden die Zündenergien für eine erfolgreiche Propagation des Flammenkerns verwendet. In vorliegender Arbeit wurden die Zündenergien für eine erfolgreiche Generierung des Flammenkerns bestimmt.

Die grundlegenden Prozesse bei der Generierung und Propagation eines Flammenkerns sind jedoch die gleichen, sodass das Modell nach einer Anpassung auch für die Generierung des Flammenkerns Anwendung finden sollte. Die Propagation des Flammenkerns erfordert sichtlich mehr Energie im Vergleich zur Generierung eines Flammenkerns. Man kann den Unterschied zwischen Propagation und Generierung des Flammenkerns wie folgt beschreiben:

- Für die Propagation eines Flammenkerns ist ein quasistationärer Zustand der Energiebilanz erforderlich - die Wärmeverluste sollten gleich oder kleiner als die Wärmefreisetzung aus dem Flammenkern über einen längeren Zeitraum sein, auch wenn der Energiebeitrag aus dem Funken nicht mehr bemerkbar ist.
- Für die Generierung eines Flammenkerns müssen die Wärmeverluste nur über einen kürzeren Zeitraum gleich oder kleiner als die Wärmefreisetzung aus dem Flammenkern sein. Danach können die Wärmeverluste wieder größer werden. Damit die Bilanz auf der Seite der Wärmefreisetzung überwiegt, ist hier der Beitrag aus der Funkenenergie notwendig. Es ist dabei nicht erforderlich, dass die zugeführte und in chemischen Reaktionen freigesetzte Energie ausreichen muss, um die benachbarten Tropfen zu verdunsten und die Flamme ohne externe Energiezufuhr am Leben zu erhalten.

Die gemessenen Zündenergien sind als ausgefüllte Punkte im Diagramm in Abbildung 5.16 dargestellt. Eine direkte Berechnung der Zündenergie nach dem BL-Modell mit Gleichungen 2.10.2 und 2.10.60 ergibt die als leere Punkte

dargestellten Werte, die ca. 100 Mal höher als die gemessenen Werte sind. Eine Anpassung des Modells für die Berechnung der Zündenergie für eine Generierung des Flammenkerns ist unbedingt erforderlich.

Für die Anpassung des bestehenden BL-Modells werden unterschiedliche Modifikationen vorgenommen und analysiert.

### 5.3.1 Modifikation 1 – Erhöhung der Masse-Transfer Zahl $B$

In der frühen Phasen der Verdunstung eines Tropfens oder eines Sprays werden zuerst die leichtflüchtigen Anteile des Brennstoffes verdunstet. Dies hat die momentane Erhöhung der Masse-Transfer Zahl  $B$  zur Folge. Im Fall der Generierung eines Flammenkerns kann von daher die  $B$ -Zahl für die leichteste Fraktion bestimmt werden – im Fall von Jet A-1 ist das die Fraktion  $C_8$  und als repräsentativer Kohlenwasserstoff wurde 2,2,4-Trimethylpentan (Isooktan) gewählt.

Die Gleichung 2.10.60 wird dementsprechend mit  $B_{st} = B_{st,iso}$  (die Berechnung von  $B$  ist im Kapitel 2.10.7 erläutert) modifiziert:

$$d_{crit} = 0,64u' \cdot \left( \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f c_{p,a} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_a \phi \ln(1 + B_{st,iso}) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})} + \frac{15,6\kappa}{u' (S_T - 0,63u')} \right). \quad (5.3.1)$$

### 5.3.2 Modifikation 2 – Brennstoffzahl $\phi = 1$

Bei der Propagation eines Flammenkerns hat die Luftzahl bzw. das Äquivalenzverhältnis (Brennstoffzahl)  $\phi$  im Modell eine bedeutende Rolle. Bei einer

unterstöchiometrischen Mischung ( $\phi < 1$ ) wird die Verdunstungszeit  $t_e$  jedoch künstlich verlängert.

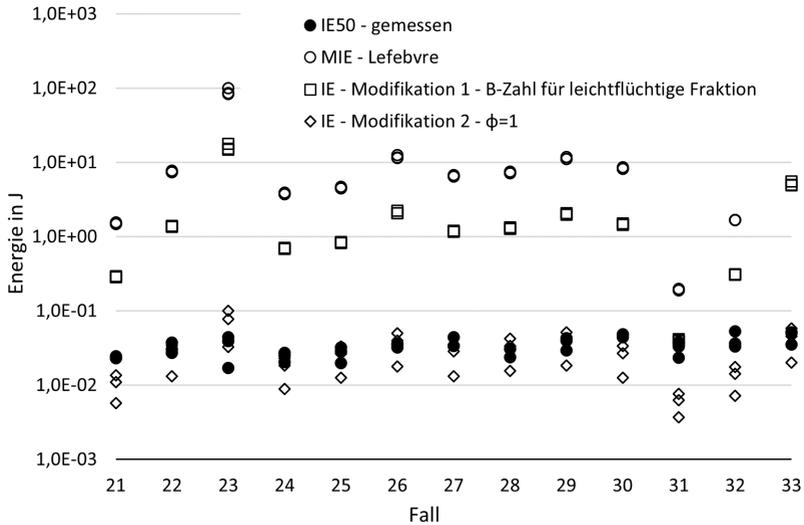
Bei der Generierung eines Flammenkerns wird lokal um den Tropfen oder um eine Tropfenwolke herum eine nahezu stöchiometrische Mischung gebildet, und die Zündung findet an dieser Stelle statt. Von daher ist das Äquivalenzverhältnis bei der Generierung eines Flammenkerns nicht relevant und kann unabhängig vom tatsächlichen Wert als  $\phi = 1$  gesetzt werden. Dies setzt voraus, dass die Tropfen isoliert verbrennen (Gruppenzahl  $G < 0,1$  – siehe Kapitel 2.8.2). Die Abschätzung des kritischen Zündvolumens aus den gemessenen Zündenergien ergibt Werte in der Größenordnung von  $2 \text{ mm}^3$ . Innerhalb dieses Volumens befinden sich nur wenige Tropfen ( $N < 10$ ), was zwangsläufig zu isolierter Verbrennung der Einzeltropfen im Moment der Zündung führen muss.

Die Gleichung 2.10.60 wird dementsprechend mit  $\phi = 1$  modifiziert:

$$d_{crit} = 0,64u' \cdot \left( \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f c_{p,a} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_a \ln(1 + B_{st}) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})} + \frac{15,6\kappa}{u' (S_T - 0,63u')} \right). \quad (5.3.2)$$

Die Abbildung 5.16 zeigt die Berechnung der Zündenergie beim Einsatz der einzelnen Modifikationen. Sowohl die Modifikation 1 als auch die Modifikation 2 zeigen eine Reduktion der berechneten Zündenergie im Vergleich zu dem Modell von Ballal und Lefebvre. Die Modifikation 2 ergibt Ergebnisse in der Größenordnung der gemessenen Zündenergien. Für jeden Messpunkt sind drei Werte dargestellt – sie stellen die Ergebnisse bei den drei eingesetzten Turbulenzgittern dar. Sichtbar ist ein viel größerer Einfluss der Turbulenz im Modell als bei der Messung.

Die errechneten charakteristischen Zeiten  $t_e$  und  $t_c$  für das Modell mit der Modifikation 2 sind in der Abbildung 5.17 dargestellt. Die chemischen Reaktionszeiten  $t_c$  sind unter den untersuchten Bedingungen um etwa eine Größenordnung kleiner als



**Abbildung 5.16:** Die vorhergesagten Zündenergien in Abhängigkeit von den vorgenommenen einzelnen Modifikationen des Modells von Ballal und Lefebvre.

die Verdunstungszeiten. Das hat zur Folge, dass der Prozess hauptsächlich durch die Verdunstungsprozesse gesteuert ist und die Geschwindigkeit der chemischen Reaktionen (bzw. die Flammgeschwindigkeit) nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Gleichzeitig sind deutliche Unterschiede in den chemischen Reaktionszeiten zwischen unterschiedlichen Gittern zu beobachten (die größten Zeiten für das Gitter A, deutlich kleinere Zeiten für das Gitter C, die kleinsten für das Gitter B). Die gleiche Tendenz – wenn auch nicht so ausgeprägt – ist auch bei den Verdunstungszeiten zu sehen.

Solch große Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Turbulenzgittern sind in den Messergebnissen nicht erkennbar. Eine Reduzierung des Einflusses der Turbulenz auf die Zündenergien im Modell würde eine bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen bedeuten.

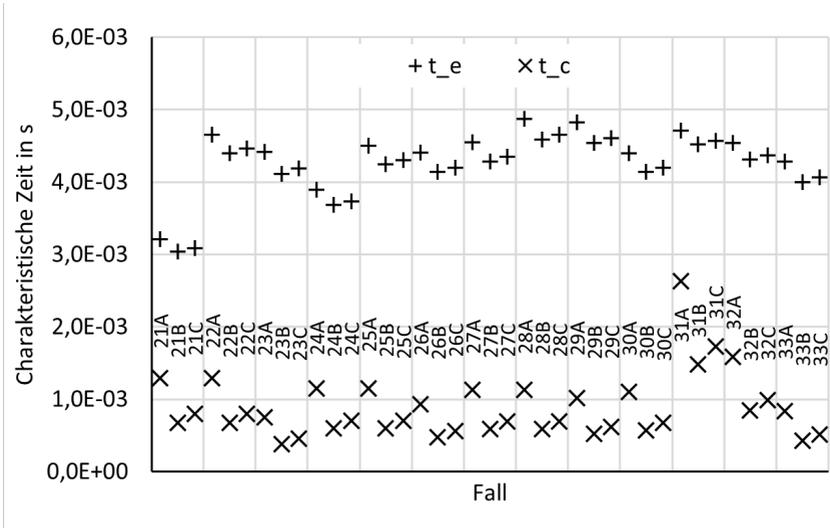


Abbildung 5.17: Die charakteristischen Zeiten  $t_e$  und  $t_c$ , für das Modell mit der Modifikation 2

Die Propagation des Flammenkerns wird durch die Turbulenz des Strömungsfeldes in vollem Ausmaß beeinflusst. Die Generierung eines Flammenkerns dagegen findet möglicherweise in der Nähe einzelner Tropfenoberflächen statt, sodass die Turbulenzwirbel zu groß sind, um die Wärme- und Stoffübertragung zu beeinflussen. Im Einklang mit dieser Vermutung steht das Kolmogorov-Längenmaß, das in einer Größenordnung von 100  $\mu\text{m}$  liegt und der Sauterdurchmesser der Tropfen, der in einer Größenordnung von nur 50  $\mu\text{m}$  liegt, sodass nur die kleinsten Wirbel der Strömung mit den Tropfen und ihrer nahen Umgebung interagieren können.

Um diesen kleineren, gemessenen Einfluss der Turbulenz vom Modell abbilden zu können, wurden weitere Modifikationen durchgeführt.

### 5.3.3 Modifikation 3 – reduzierte Interaktion der Turbulenz mit den Tropfen und dem Zündvolumen

Der Einfluss der Turbulenz auf die Verdunstungszeit  $t_e$  im Modell kann durch eine Anpassung der Reynolds-Zahl der Tropfen  $Re_{D_{32}}$  dargestellt werden – nur die kleinsten Wirbel interagieren mit den Tropfen (wenn  $D_{32} < l_t$ ).

Das heißt die Gleichung 2.6.10 gilt für  $d > l_t$ . Für  $d < l_t$  kann eine turbulente Schwankungsgeschwindigkeit hergeleitet werden, die mit dem Tropfen mit dem Durchmesser  $d$  interagiert. Aus der Energiekaskade folgt:

$$\varepsilon = \frac{u'^3}{l_t} = \frac{u'_{d_{vol}}{}^3}{d_{vol}} = const \quad (5.3.3)$$

und daraus mit  $d_{vol} = d$ :

$$u'_d = \left(\frac{d}{l_t}\right)^{\frac{1}{3}} u'. \quad (5.3.4)$$

Die Gleichung 2.6.10 nimmt dann die für  $d < l_t$  gültige Form an:

$$Re_d = \frac{du'_d}{\nu} = \frac{d \left(\frac{d}{l_t}\right)^{\frac{1}{3}} u'}{\nu}, \quad (5.3.5)$$

oder beim Einsetzen eines repräsentativen Durchmessers wie zum Beispiel des Sauterdurchmessers ( $d = D_{32}$ ):

$$Re_{D_{32}} = \frac{D_{32}u'_{D_{32}}}{\nu} = \frac{D_{32} \left(\frac{D_{32}}{l_t}\right)^{\frac{1}{3}} u'}{\nu}. \quad (5.3.6)$$

Eine weitere Modifikation stellt die Modifikation der Reaktionszeit  $t_c$  durch die Berücksichtigung des reduzierten Einflusses der Turbulenz auf das Reaktionsvolumen  $V_r$  dar. Sollte der Durchmesser des Reaktionsvolumens  $d_r < l_t$  sein, kann analog

zu den Gleichungen 5.3.4 und 5.3.19 anstatt  $u'$  eine turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_{d_r}$  eingesetzt werden, die mit dem Volumen des Durchmessers  $d_r$  interagiert:

$$u'_{d_r} = \left( \frac{d_r}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u'. \quad (5.3.7)$$

Die Gleichung 2.10.55 wird damit zu:

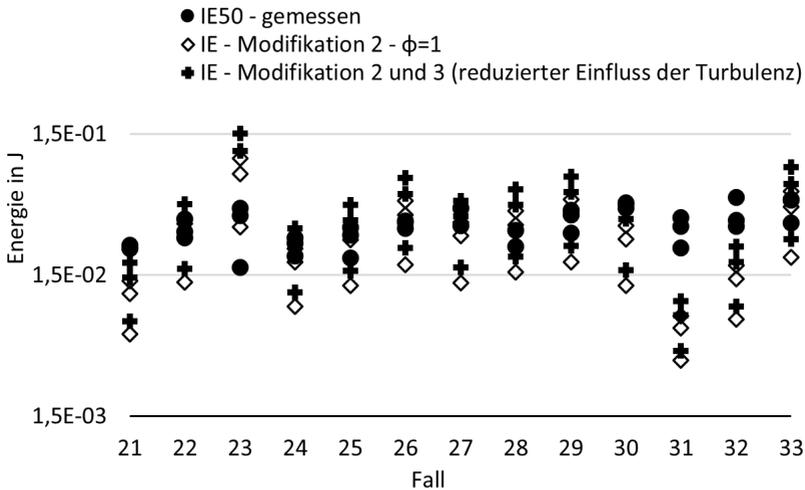
$$t_c = \frac{15,6\kappa}{u'_{d_r} (S_T - 0,63u'_{d_r})} = \frac{15,6\kappa}{\left( \frac{d_r}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' \left( S_T - 0,63 \left( \frac{d_r}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' \right)} \quad (5.3.8)$$

Die im Modell einzusetzende Quenchzeit  $t_q$  kann mit diesen Überlegungen nicht modifiziert werden. Das Zündvolumen ist hier als eine Einheit betrachtet – das Unterteilen des Zündvolumens in kleinere Bereiche um einen Tropfen herum würde zu einer Zündbedingung für einen isolierten Tropfen führen. Dies ist zwar theoretisch nicht ausgeschlossen, in der untersuchten Konfiguration jedoch nicht realisierbar. Das Volumen des heißen Gases, das durch einen Zündfunken generiert wurde, hat einen Durchmesser von über 1 mm (siehe Kapitel 2.2) und enthält in sich mindestens ein paar Tropfen.

Bei Berücksichtigung der Modifikationen 2 und 3 gilt schließlich für  $d_r < l_t$ :

$$d_{crit} = 0,64u' \cdot \left( \frac{C_3^3 (1 - \Omega) \rho_f c_{p,a} D_{32}^2}{C_1 8 \lambda_a \ln(1 + B_{st}) (1 + 0,25 \sqrt{C_2 \text{Re}_{D_{32}}})} + \frac{15,6\kappa}{\left( \frac{d_r}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' \left( S_T - 0,63 \left( \frac{d_r}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' \right)} \right), \quad (5.3.9)$$

mit  $\text{Re}_{D_{32}}$  nach der Gleichung 5.3.6.



**Abbildung 5.18:** Die Änderung der vorhergesagten Zündenergien bei gleichzeitigem Einsatz der Modifikationen 1 bis 3.

Für  $d_r > l_t$  gelten die Gleichungen 5.3.2 und 5.3.6.

Der Einfluss der Änderungen, die mit Modifikation 3 vorgenommenen wurden, ist auf der Abbildung 5.18 dargestellt. Aufgrund reduzierter Auswirkung der Turbulenz auf die Verdunstungsprozesse ist eine Erhöhung der vorhergesagten Zündenergien sichtbar. Eine Reduktion der im Experiment beobachteten Unterschiede zwischen unterschiedlichen Turbulenzgittern wurde jedoch nicht erreicht.

### 5.3.4 Modifikation 4 – alternative Ausdrücke zur Berechnung der charakteristischen Zeiten

Die Herleitung von Quench-, Verdunstungs- und Reaktionszeiten  $t_q$ ,  $t_e$  und  $t_c$  im BL-Modell ist mit Unklarheiten verbunden, sodass eine Modifikation dieser Ausdrücke anhand in dieser Arbeit dargestellter Erkenntnisse durchgeführt wurde.

Die Unklarheiten in der Herleitung der **Quenchzeit** im Modell führen zur Erstellung **eines alternativen Ausdruckes zur Berechnung von Wärmeverlusten**  $\dot{q}_{loss}$  durch den konvektiven Wärmeübergang. Die Wärmeverluste lassen sich unter Verwendung der Nusselt-Zahl (Gleichung 2.4.3) wie folgt formulieren:

$$\dot{q}_{loss} = \text{Nu} \frac{\lambda}{L} \Delta T. \quad (5.3.10)$$

Mit  $d_{vol}$  als charakterischer Länge  $L$  und  $\text{Nu} = 2$  für eine Kugel in ruhender Umgebung ergibt sich:

$$\dot{q}_{loss} = 2 \frac{\lambda}{d_{vol}} \Delta T. \quad (5.3.11)$$

Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  bei turbulenten Strömungen setzt sich aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil zusammen (siehe Gleichung 2.5.28), sodass

$$\dot{q}_{loss} = 2 \frac{\lambda + \lambda_t}{d_{vol}} \Delta T. \quad (5.3.12)$$

$\lambda_t$  kann mit Hilfe der turbulenten Temperaturleitfähigkeit  $\kappa_t$  (Gleichung 2.5.27) ausgedrückt und unter der Voraussetzung  $\text{Pr} = 1$  (siehe Gleichung 2.4.15) aus der turbulenten Viskosität berechnet werden:

$$\kappa_t = \nu_t = C_\mu u' l_t. \quad (5.3.13)$$

Mit  $C_\mu = 0,09$  (siehe Kapitel 2.5) folgt aus den Gleichungen 2.5.27 und 5.3.13:

$$\lambda_t = 0,09 u' l_t \rho c_p. \quad (5.3.14)$$

Aus der Gleichung 5.3.12 folgt:

$$\dot{q}_{loss} = \frac{2}{d_{vol}} (\lambda + 0,09 u' l_t \rho c_p) \Delta T. \quad (5.3.15)$$

Nach Einsetzen in die Gleichung 2.10.18 ergibt sich schließlich:

$$t_q = \frac{c_p \rho \Delta T (\pi/6) d_{vol}^3}{\frac{2}{d_{vol}} (\lambda + 0,09u'l_t \rho c_p) \pi d_{vol}^2 \Delta T}. \quad (5.3.16)$$

Mit  $\lambda = \kappa \rho c_p$  und nach Kürzung folgt:

$$t_q = \frac{d_{vol}^2}{12 (\kappa + 0,09u'l_t)}. \quad (5.3.17)$$

Um diese Quenchzeit auf die gleiche Form zu bringen wie die Zeiten aus der Zusammenfassung des Modells von Ballal und Lefebvre, muss die Gleichung 5.3.17 mit dem Faktor  $\frac{3}{2}$  multipliziert werden (siehe Kapitel 2.10.2):

$$t_q = \frac{d_{vol}^2}{8 (\kappa + 0,09u'l_t)}. \quad (5.3.18)$$

Die Gleichung 5.3.17 ist den Gleichungen aus dem Modell (2.10.33 und 2.10.34) ähnlich. Sie unterscheidet sich um Faktoren im Nenner sowie in der charakteristischen Länge im Nenner - im Modell ist es der Durchmesser des Flammenkerns  $d_{vol}$ , im alternativen Ausdruck ist es das integrale Längenmaß  $l_t$ .

Weiterhin kann man sagen, dass nur die Wirbel mit dem Flammenkern interagieren, die in der Größenordnung des Flammenkerns  $d_{vol}$  sind. Für  $d_{vol} < l_t$  muss anstelle der turbulenten Viskosität  $0,09u'l_t$  eine effektive turbulente Viskosität auftreten, die mit dem Flammenkern interagiert:

$$\mu_{t,eff} = 0,09u'_{d_{vol}} d_{vol}. \quad (5.3.19)$$

Dabei ist  $u'_{d_{vol}}$  die Schwankungsgeschwindigkeit der Wirbel mit der Länge  $d_{vol}$ . Analog der Gleichungen 5.3.3 bis 5.3.4 gilt

$$u'_{d_{vol}} = \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u'. \quad (5.3.20)$$

Die Gleichung 5.3.18 gilt für  $d_{vol} > l_t$ . Für  $d_{vol} < l_t$  muss die Abhängigkeit 5.3.20 berücksichtigt werden, und die Gleichung 5.3.18 nimmt dann für  $d_{vol} < l_t$  folgende Form an:

$$t_q = \frac{d_{vol}^2}{8 \left( \kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t \right)}. \quad (5.3.21)$$

Eine weitere Anpassung des Modells kann durch die Änderung des Ausdruckes zur **Verdunstungszeit**  $t_e$  vorgenommen werden, in dem die neueren Erkenntnisse zur Verdunstung der Tropfen in turbulenten Sprays angewendet werden. Es wird hierfür unverändert das klassische  $d^2$ -Modell verwendet. Der Einfluss der benachbarten Tropfen auf die Verdunstung durch den Wechselwirkungskoeffizienten  $\eta$  kann bei der Generierung des Flammenkerns vernachlässigt werden (siehe Kapitel 2.7.2). Der Einfluss von Turbulenz wird entsprechend der Beschreibung im Kapitel 2.6 nach Wu et al. [239] berücksichtigt.

Die Verdunstungszeit ergibt sich damit zu:

$$t_e = \frac{\rho_f c_{p,v} D_{32}^2}{8 \lambda_g \ln(1 + B_{st}) 0,74 (Da_e)^{-0,115}}. \quad (5.3.22)$$

Die Konstanten  $C_{1,2,3}$  für die Beschreibung eines polydispersen Sprays werden nicht berücksichtigt. Es wird die Vereinfachung eines monodispersen Sprays mit dem Durchmesser  $D_{32}$  getroffen.

Bei den untersuchten Temperaturen ist annähernd kein Brennstoff in gasförmiger Phase vorhanden, sodass der Faktor  $(1 - \Omega)$  entfällt.

Die untersuchten Mischungen sind unterstöchiometrisch, sodass der Faktor  $\frac{1}{\phi}$  physikalisch keinen Sinn macht und die  $B$  Zahl unverändert nach der Gleichung 2.6.23 berechnet wird.

Analog zu den Modifikationen von Verdunstungszeit und Quenchzeit, kann auch die **Reaktionszeit** angepasst werden. Hierfür wird als allgemeingültig nur der Fall hoher Turbulenz ( $u' > 2S_L$ ) betrachtet.

Für die Berechnung von  $d_{vol}$  nach dem früheren Modell (analog zu der Gleichung 2.10.49) wird der alternative Ausdruck zur Berechnung von Wärmeverlusten  $q_{loss}$  verwendet (Gleichung 5.3.15). Das Gleichsetzen mit der Wärmestromdichte aus der Reaktion  $q_R$  (Gleichung 2.10.45) und die Auflösung nach  $d_{vol}$  ergibt:

$$d_{vol} = 2 \frac{\kappa + 0,09 u' l_t}{S_T}. \quad (5.3.23)$$

Für  $d_{vol} < l_t$  kann dann analog zu den Gleichungen 5.3.19 bis 5.3.21 anstatt  $u'$  eine turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_{d_{vol}}$  eingesetzt werden, die mit dem Volumen mit dem Durchmesser  $d_{vol}$  interagiert:

$$u'_{d_{vol}} = \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u'. \quad (5.3.24)$$

und damit wird die Gleichung 5.3.23 zu:

$$d_{vol} = 2 \frac{\kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t}{S_T}. \quad (5.3.25)$$

Die modifizierte Reaktionszeit wird analog zu der Gleichung 2.10.54 unter Verwendung der modifizierten Quenchzeit (Gleichung 5.3.21) bestimmt:

$$t_q = \frac{d_{vol}^2}{12 \left( \kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' \right)} = t_c; \quad d_{crit} = d_{vol} = 2 \frac{\kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t}{S_T} \quad (5.3.26)$$

Daraus ergibt sich folgende chemische Reaktionszeit:

$$t_c = \frac{1}{3} \frac{\kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t}{S_T^2}. \quad (5.3.27)$$

Und analog für den einfacheren Fall  $d_{vol} > l_t$ :

$$t_c = \frac{1}{3} \frac{\kappa + 0,09 u' l_t}{S_T^2}. \quad (5.3.28)$$

Für die modifizierte Berechnung des kritischen Durchmessers werden die alternativen Ausdrücke zur Berechnung von Verdunstungs-, Reaktions- und Quench-Zeiten  $t_e$ ,  $t_q$  und  $t_r$  verwendet. Für  $t_e$  gilt die Gleichung 5.3.22, für  $t_q$  die Gleichung 5.3.21 ( $d_{vol} < l_t$ ) oder 5.3.18 ( $d_{vol} > l_t$ ) und für  $t_c$  die Gleichung 5.3.27 ( $d_{vol} < l_t$ ) oder 5.3.28 ( $d_{vol} > l_t$ ).

Das Einsetzen in die Zündbedingung 2.10.4 für den Fall  $d_{vol} < l_t$  ergibt:

$$\frac{d_{vol}^2}{8 \left( \kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t \right)} = \frac{\rho_f c_{p,v} D_{32}^2}{8 \lambda_g \ln(1 + B_{st}) 0,74 (\text{Da}_e)^{-0,115}} + \frac{1}{3} \frac{\kappa + 0,09 \left( \frac{d_{vol}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t}{S_T^2}. \quad (5.3.29)$$

was nach Definition von  $d_{vol} = d_{crit}$  und Auflösung nach  $d_{crit}$  ergibt:

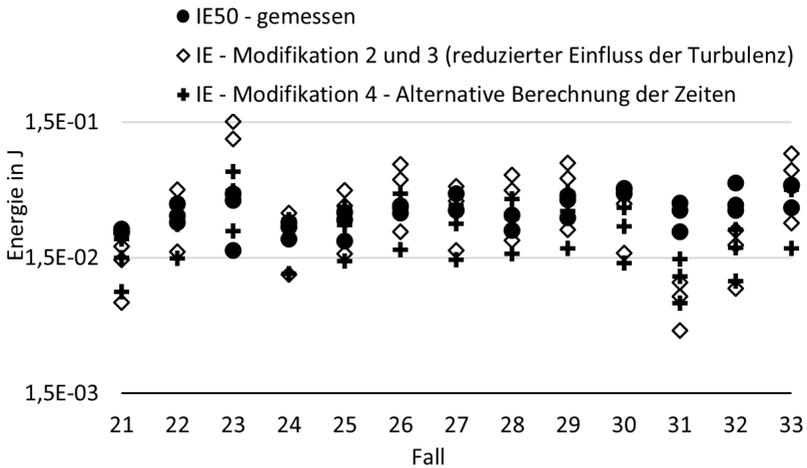
$$d_{crit} = \left[ 8 \left( \kappa + 0,09 \left( \frac{d_{crit}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t \right) \cdot \left( \frac{\rho_f c_{p,v} D_{32}^2}{8 \lambda_g \ln(1 + B_{st}) 0,74 (Da_e)^{-0,115} + \frac{1}{3} \frac{\kappa + 0,09 \left( \frac{d_{crit}}{l_t} \right)^{\frac{1}{3}} u' l_t}{S_T^2}} \right)^{0,5} \right] \cdot \quad (5.3.30)$$

Analog ergibt sich für den Fall  $d_{vol} > l_t$ :

$$d_{crit} = \left[ 8 \left( \kappa + 0,09 u' l_t \right) \cdot \left( \frac{\rho_f c_{p,v} D_{32}^2}{8 \lambda_g \ln(1 + B_{st}) 0,74 (Da_e)^{-0,115} + \frac{1}{3} \frac{\kappa + 0,09 u' l_t}{S_T^2}} \right)^{0,5} \right] \cdot \quad (5.3.31)$$

Die zuvor erhaltene Ausdrücke für den kritischen Durchmesser (Gleichungen 5.3.30 und 5.3.31) berücksichtigen auch die reduzierte Wechselwirkung der Turbulenzwirbel mit den Tropfen, die Zündung im nahe stöchiometrischen Bereich ( $\phi = 1$ ) und nutzen die  $B$ -Zahl von Kerosin Jet A-1.

Die Ergebnisse des modifizierten Modells im Vergleich zu der bestmöglichen Anpassung des bestehenden Modells sind auf der Abbildung 5.19 dargestellt. Der Vergleich zeigt, dass das Modell mit angepassten Zeiten die beste Übereinstimmung mit den Messwerten aufweist. Die Ergebnisse zeigen eine noch bessere Übereinstimmung als die bestmögliche Anpassung des etablierten Modells. Die Unterschiede variieren je nach Fall sowie eingesetzter Turbulenzgitter zwischen

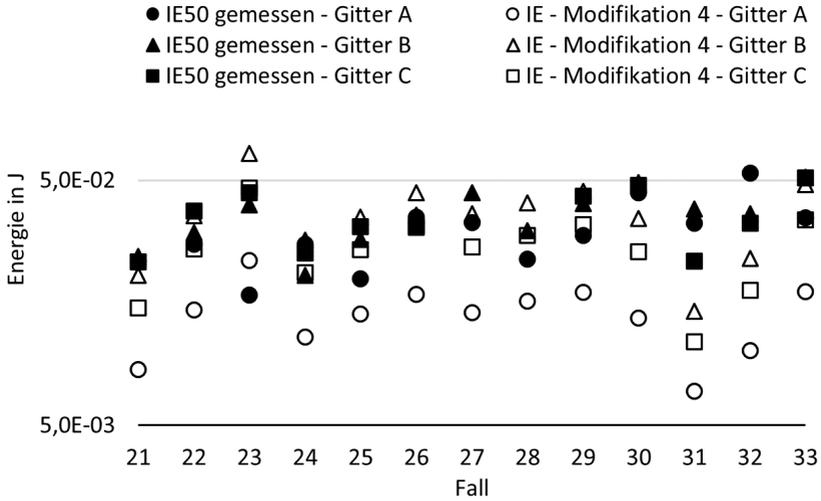


**Abbildung 5.19:** Die Änderung der vorhergesagten Zündenergien bei Verwendung alternativer Ausdrücke für die Verdunstungs-, Reaktions- und Quench-Zeiten

einer sehr guten Übereinstimmung (zum Beispiel der Fall 23) und fast einer Größenordnung Unterschied zwischen dem Modell und der Messung (zum Beispiel der Fall 31).

Der Einfluss der Strömungsbedingungen (inklusive Turbulenz) auf die Zündenergie ist im Modell weiterhin überproportional groß dargestellt. Dies ist in Abbildung 5.20 deutlich gezeigt – die Unterschiede bei geänderten Turbulenzgittern, aber sonst gleichen Bedingungen (die übereinander liegenden Punkte), sind für die gemessenen Werte (ausgefüllte Punkte) viel kleiner als für die Modellvorhersagen (leere Punkte).

Die Tabelle 5.2 zeigt den Vergleich der gemessenen Zündenergien gegen die vorhergesagten Werte. Die angegebenen unteren und oberen Vertrauensintervalle (LCL und UCL) beziehen sich auf die statistische Auswertung der gemessenen Zündenergien, wie im Kapitel 4.4 beschrieben. Die Messgenauigkeiten und sonstige Unsicherheiten, verbunden mit der Bestimmung von Versuchsbedingungen, wurden dabei nicht berücksichtigt.



**Abbildung 5.20:** Unterschiede zwischen den Zündenergien bei geänderten Strömungsbedingungen (bei Einsatz unterschiedlicher Turbulenzgitter) – Messergebnisse und mit Modifikation 4 verändertes Modell.

**Tabelle 5.2:** Vergleich der gemessenen und vorhergesagten Zündenergien

Fall	LCL	IE50	UCL	IE - Mod 4
	in [mJ]	in [mJ]	in [mJ]	in [mJ]
21A	22	23	25	8
21B	23	24	26	21
21C	4	23	43	15
22A	26	27	29	15
22B	28	31	33	36
22C	35	37	40	26
23A	1	17	33	24
23B	35	40	45	64

Weiter auf der nächsten Seite

**Tabelle 5.2:** Vergleich der gemessenen und vorhergesagten Zündenergien - Fortsetzung

Fall	LCL	IE50	UCL	IE - Mod 4
	in [mJ]	in [mJ]	in [mJ]	in [mJ]
23C	33	44	56	46
24A	26	27	29	11
24B	9	20	32	29
24C	17	25	33	21
25A	7	20	32	14
25B	18	29	40	35
25C	29	32	36	26
26A	33	35	38	17
26B	29	36	43	45
26C	28	32	37	33
27A	31	34	36	14
27B	41	45	48	36
27C	-	-	-	27
28A	12	24	36	16
28B	18	31	44	40
28C	-	-	-	30
29A	20	30	40	18
29B	37	40	44	45
29C	40	43	46	33
30A	41	44	48	14
30B	41	49	57	35
30C	42	48	54	26
31A	16	33	51	7

Weiter auf der nächsten Seite

**Tabelle 5.2:** Vergleich der gemessenen und vorhergesagten Zündenergien - Fortsetzung

Fall	LCL	IE50	UCL	IE - Mod 4
	in [mJ]	in [mJ]	in [mJ]	in [mJ]
31B	35	38	41	15
31C	18	23	29	11
32A	30	53	77	10
32B	28	37	45	24
32C	29	33	38	18
33A	17	35	53	18
33B	39	51	65	48
33C	46	51	55	35

Die große Breite der Vertrauensintervalle weist darauf hin, dass entweder ein zu geringer Stichprobenumfang vorhanden ist, oder eine starke Variabilität der Zündenergie bzw. der Versuchsbedingungen bei den untersuchten Konfiguration gegeben ist.

Das modifizierte Modell zeigt starke Abhängigkeit von den Strömungs- und Turbulenzbedingungen. Für alle gegebene Messpunkte, sind die Werte für das Turbulenzgitter A am niedrigsten, für das Turbulenzgitter B am höchsten, und die vorhergesagten Energien für das Turbulenzgitter C platzieren sich in der Mitte. Dieses Verhalten ist bei den Messergebnissen nicht zu finden. Möglicherweise ist der Einfluss der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und des turbulenten Längenmaßes im Modell überbewertet, was eine weitere Anpassung erfordern würde. Eine solche Anpassung lässt sich jedoch mit den vorhandenen Messdaten nicht validieren.

Die als Modifikation 4 benannte Modifikation des Modells zeigt eine viel bessere Übereinstimmung der vorhergesagten Zündenergien für die Generierung eines

Flammenkerns als das originale Modell von Ballal und Lefebvre. Für eine weitere Validierung und Feinjustierung des Modells wäre eine spezifischere Ergebnisdatenbank notwendig, die die einzelnen Versuchsparameter isolieren und genauer bestimmen müsste.

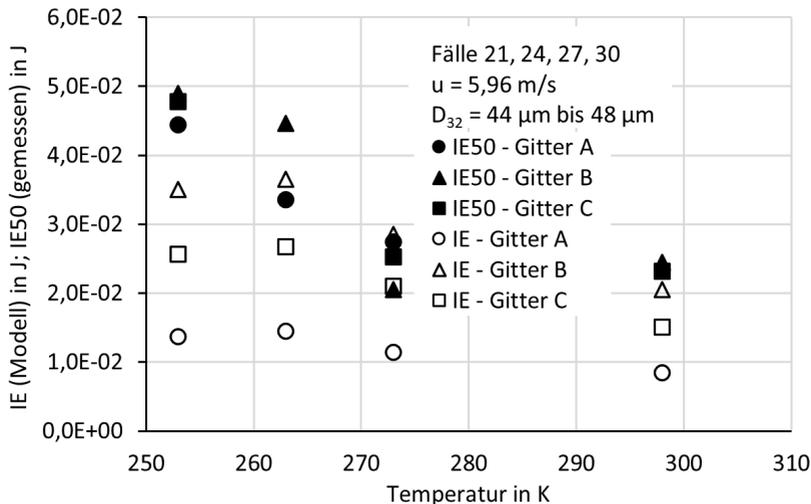
## 5.4 Einfluss der Versuchsparameter auf die Zündenergien

Die gemessenen Zündenergien mit ihren Konfidenzintervallen sind in der Tabelle 5.2 dargestellt. Die ausführliche Beschreibung der Versuchsparameter in jedem Messpunkt ist in Tabelle 4.6 enthalten. Im Folgenden werden die Einflüsse einzelner Versuchsparameter auf die Zündenergie dargestellt. Die gemessenen Energien sind dabei durchgehend als IE50 und die mit Modifikation 4 errechneten als IE beschrieben.

### 5.4.1 Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie

Die Abbildungen 5.21 bis 5.23 zeigen den Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und Zerstäubungsdrücken (abgebildet durch unterschiedliche Sauterdurchmesser  $D_{32}$  des Sprays). Generell ist ein Anstieg der Zündenergie mit fallender Temperatur zu beobachten, mit einigen Ausnahmen.

In Abbildung 5.21 sinken die gemessenen Zündenergien im Bereich von 253 K bis 273 K. Ein weiterer Anstieg der Temperatur auf 298 K beeinflusst die Zündenergie nur geringfügig. In den Vorhersagen des Modells bleibt die Änderung der Temperatur von 253 K auf 263 K ohne Einfluss auf die Zündenergie. Die Zündenergie fällt aber bei weiterer Verringerung der Temperatur von 263 K auf 298 K. Dieses Verhalten kann für das Modell durch die Änderung von  $D_{32}$  erklärt werden. Von 253 K auf 263 K steigt der  $D_{32}$  von 46  $\mu\text{m}$  auf 48  $\mu\text{m}$ , was dem Einfluss von steigender Temperatur entgegenwirkt. Eine Erklärung für das Verhalten der

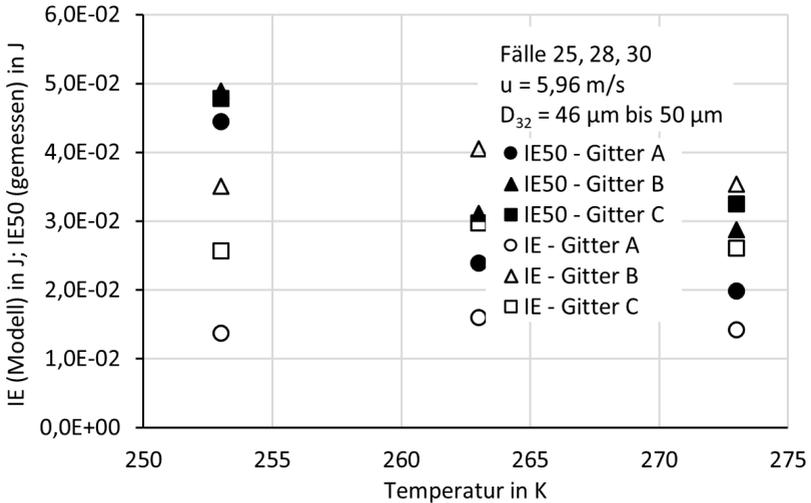


**Abbildung 5.21:** Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie – Abb. 1 von 3 – Fälle: 30, 27, 24, 21 (von links nach rechts) – kleinere Sauterdurchmesser

Messwerte bei der Steigung der Temperatur von 273 K auf 298 K kann nicht gegeben werden, denn hier wird der Sauterdurchmesser  $D_{32}$  von 46 m auf 44 m reduziert, was die Reduzierung der Zündenergie zusätzlich begünstigen sollte.

In Abbildung 5.22 sinken die gemessenen Zündenergien im gesamten Temperaturbereich. In den Vorhersagen des Modells ist ein Anstieg der Zündenergie im Bereich von 253 K auf 263 K sichtbar. Dies kann durch einen Anstieg von  $D_{32}$  von 46 m auf 50 m erklärt werden.

Auf der Abbildung 5.23 fallen die gemessenen und vorhergesagten Zündenergien im gesamten Temperaturbereich nur für die Turbulenzgitter B und C. Interessanterweise bleiben die sowohl gemessenen als auch vorhergesagten Zündenergien für das Turbulenzgitter A auf etwa gleichem Niveau. Auch in diesem Fall kann es an den Änderungen von Sauterdurchmesser und Strömungsgeschwindigkeit liegen – von 253 K auf 263 K steigt der  $D_{32}$  von 46 m auf 50 m, von 263 K auf 273 K steigt dagegen die mittlere Strömungsgeschwindigkeit von 6,5 m/s auf 7,1 m/s – diese Änderungen können den positiven Einfluss der steigender Temperatur auf

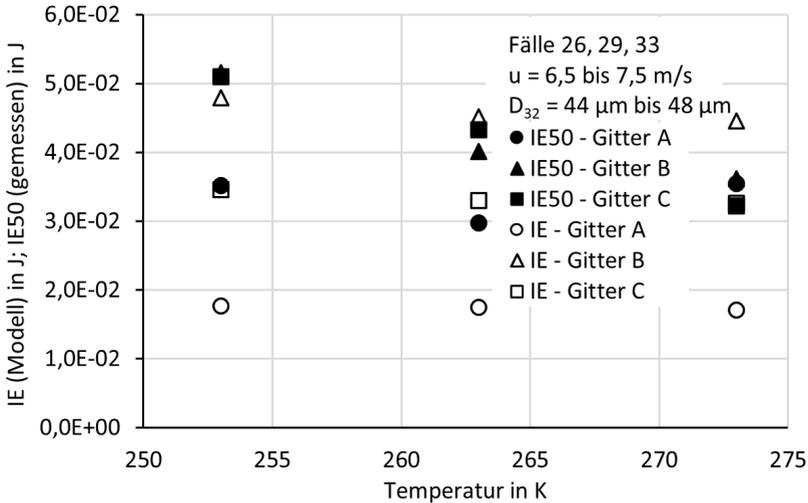


**Abbildung 5.22:** Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie – Abb. 2 von 3 – Fälle: 30, 28, 25 (von links nach rechts) – größere Sauterdurchmesser

die Zündenergie stark reduzieren. Dies erfolgt jedoch nur bei dem Turbulenzgitter A, obwohl die beschriebenen Änderungen bei allen Turbulenzgittern vorkommen. Das Turbulenzgitter A weist kleinere Werte von  $u'$  und  $l_t$  als die anderen zwei Turbulenzgitter auf ( $u'_A \approx 0,7u'_C \approx 0,6u'_B$ ;  $l_{t,A} \approx 0,85l_{t,C} \approx 0,75l_{t,B}$ ).

Schlussfolgerungen zum Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie:

- Die steigende Temperatur begünstigt die Generierung des Flammenkerns, die Zündenergie wird mit steigender Temperatur kleiner.
- Die Änderung des Sauterdurchmessers kann dem Einfluss der Temperatur entgegenwirken. Das Modell reagiert empfindlicher auf die Änderungen von  $D_{32}$  als die Messung. Ein Fehler in der Bestimmung von  $D_{32}$  für die Messung ist jedoch aufgrund der vielen Annahmen bei der Umrechnung nicht auszuschließen (siehe Kapitel 4.1.3.3).



**Abbildung 5.23:** Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie – Abb. 3 von 3 – Fälle: 33, 29, 26 (von links nach rechts) – erhöhte Strömungsgeschwindigkeit

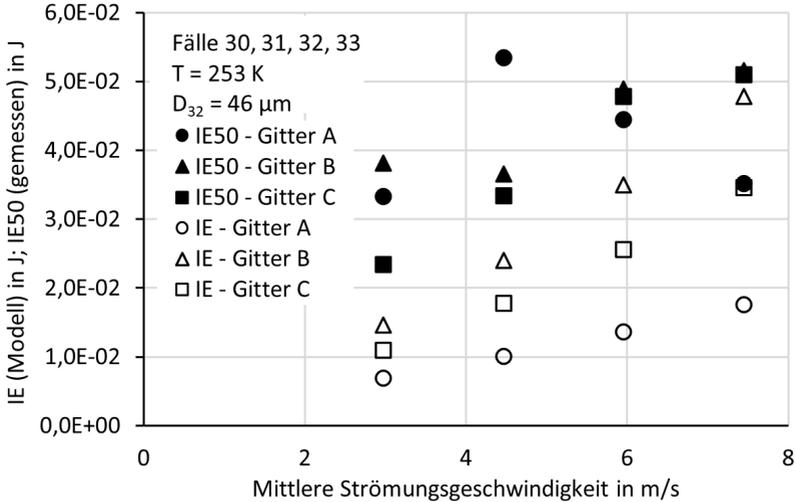
- Die Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit hat einen größeren Einfluss auf die Zündenergie bei einer kleineren turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und einem kleineren integralen Längenmaß. Bei erhöhter Turbulenz scheint die Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit weniger Einfluss auf die Zündenergie zu haben; für die Gitter A auf der Abbildung 5.23, wird der Einfluss von Temperatur durch die Änderung von Strömungsgeschwindigkeit sowohl in der Messung als auch in den Modellvorhersagen kompensiert. Für die Gitter B und C, die höhere turbulente Schwankungsgeschwindigkeit und ein größeres integrales Längenmaß generieren, hat die Temperatur weiterhin einen entscheidenden Einfluss auf die Zündenergie.

## 5.4.2 Einfluss der mittleren Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie

Die Abbildungen 5.24 bis 5.27 zeigen den Einfluss von mittlerer Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie bei unterschiedlichen Temperaturen und Sauterdurchmessern des Sprays. Es ist ein Anstieg der Zündenergie mit steigender mittlerer Strömungsgeschwindigkeit zu beobachten. Die vorhergesagten Energien sind wegen der getroffenen Annahme  $\phi = 1$  durch die Änderungen im AFR nicht beeinflusst, sodass die Änderungen von AFR auf den Diagrammen nicht dargestellt worden sind.

Die Abbildung 5.24 zeigt laut Modell eine annähernd lineare Zunahme der Zündenergie mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Die Messergebnisse für die Gitter B und C zeigen das gleiche Verhalten, wobei die Zunahme bei den größten Geschwindigkeiten (von 6 m/s auf 7,5 m/s) etwas kleiner ausfällt. Abweichend von diesem Trend ist ein Abfall der Zündenergie für Gitter B bei den kleinsten Geschwindigkeiten – dies kann aber durch ein breites Konfidenzintervall im Punkt 32B (bei 4,5 m/s) zwischen 28 mJ und 45 mJ erklärt werden.

Die gemessenen Zündenergien für Turbulenzgitter A widersprechen nur scheinbar dem Modell. Die große Breite der Konfidenzintervalle für alle gezeigten Punkte (30A, 31A, 32A, 33A – siehe Tabelle 5.2) lässt hier viel Raum für Interpretation der Messergebnisse zu – auch die Steigung entsprechend den Vorhersagen des Modells wäre möglich. Andererseits ist folgendes zu beobachten: der Anstieg von Zündenergie mit der Strömungsgeschwindigkeit ist für die gemessenen Zündenergien nicht so ausgeprägt, wie für das Modell. Gerade für das Turbulenzgitter A, das laut dem Modell den schwächsten Anstieg der Zündenergie mit der Strömungsgeschwindigkeit aufweist, ist dieser Trend in den Messergebnissen nicht klar erkennbar. Dies könnte darauf deuten, dass der Einfluss von AFR in der Messung doch vorhanden ist, und zwar anders als das Modell es vorhersagen würde (die Steigung von AFR würde eine Zunahme der Zündenergie bedeuten, die Messung zeigt ein umgekehrtes Verhalten). In der dargestellten Messreihe erfolgt eine Verdopplung von AFR im aufgezeigtem Bereich (von 2,5 m/s bis 7,5 m/s

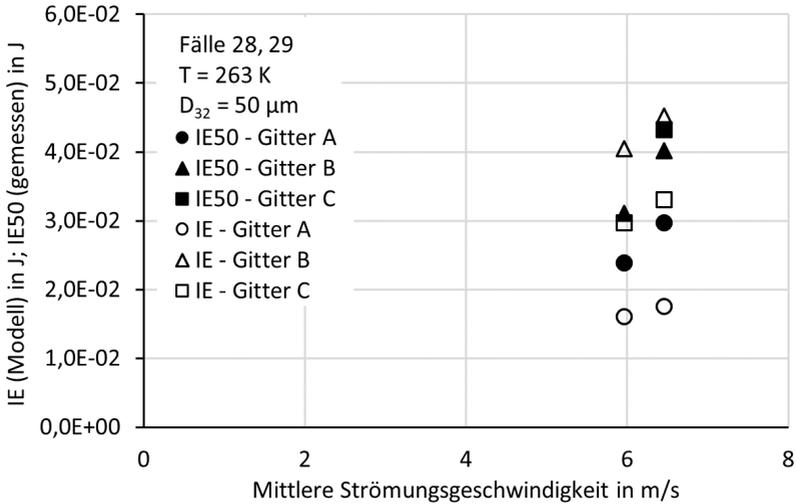


**Abbildung 5.24:** Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 1 von 4 – Fälle 31, 32, 30, 33 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 253 K

mittlerer Strömungsgeschwindigkeit). Die Fälle des Turbulenzgitters A weisen zudem die höchsten lokalen AFR Werte auf (ca.  $10 \cdot AFR_{st}$ ).

Die Abbildung 5.25 zeigt die Zunahme der Zündenergie mit steigender Strömungsgeschwindigkeit, sowohl für die Messergebnisse als auch für die Vorhersagen des Modells. Die Messung für Punkt 28C lieferte keine statistisch sinnvollen Ergebnisse und wurde in der Auswertung nicht berücksichtigt. Die Steigerung der Zündenergie mit der Strömungsgeschwindigkeit ist für diese Punkte größer für die Messung als für die Vorhersagen des Modells. Das AFR steigt für diese Punkte um 8%.

Auch auf der Abbildung 5.26 zeigt sowohl die Messung als auch das Modell die Steigerung der Zündenergie mit der Strömungsgeschwindigkeit. Der Gradient der Steigerung ist vergleichbar zwischen der Messung und dem Modell für das Gitter B, größer für das Modell für Gitter C und größer in der Messung für Gitter A. Die Betrachtung der Konfidenzintervalle gibt das größte Vertrauen in die Messung für Gitter C (schmales Intervall), das kleinste für Gitter A (breites Intervall für den

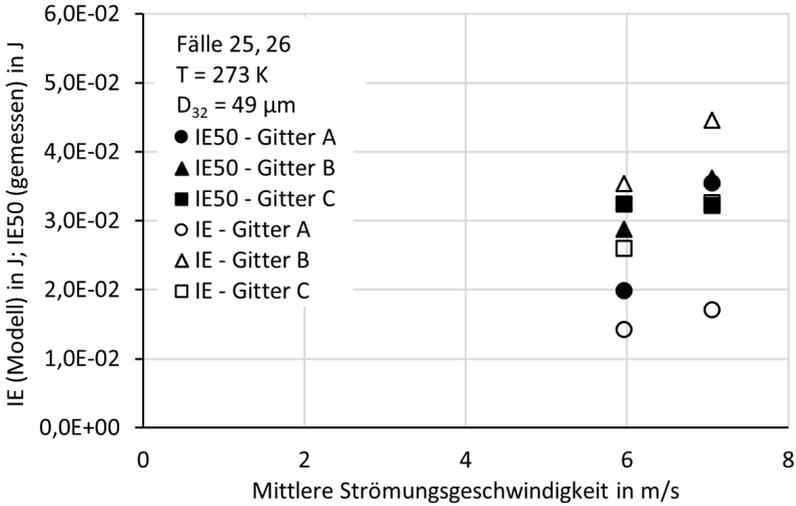


**Abbildung 5.25:** Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 2 von 4 – Fälle 28 und 29 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 263 K

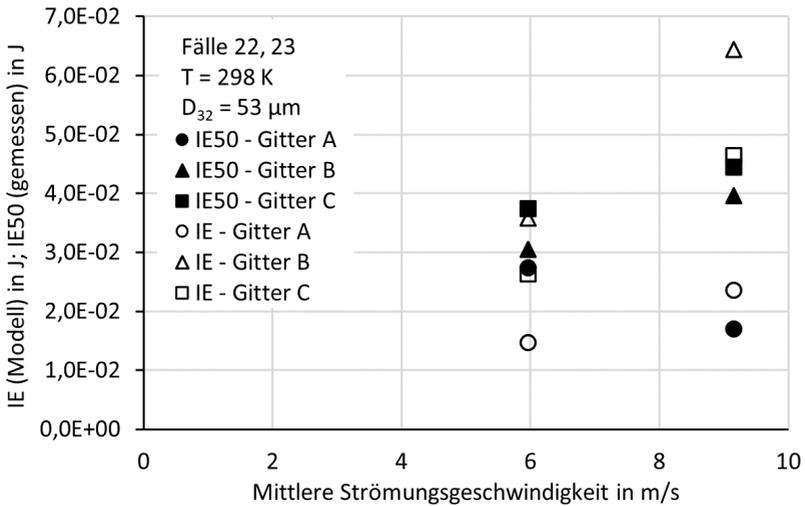
Punkt 25A – s. Tabelle 5.2). Es liegt die Vermutung nahe, dass das Modell eine zu hohe Steigerung vorhersagt. Das AFR steigt für diese Punkte um 20%.

Die Abbildung 5.27 zeigt, ähnlich wie die Abbildung 5.24, die Zunahme der Zündenergien mit der Strömungsgeschwindigkeit für Gitter B und Gitter C, für Gitter A jedoch fällt die gemessene Zündenergie, entgegen der Vorhersage des Modells. Auch hier ist ein sehr breites Konfidenzintervall in einem der Punkte für Gitter A zu beobachten (Punkt 23A), was die Interpretation der Ergebnisse erschwert. Ebenfalls ähnlich zu der Situation in der Messreihe aus der Abbildung 5.24 ist die große Änderung von AFR (Zunahme um 60%). Auch hier könnte der Fall auftreten, dass der Einfluss von AFR in der Messung, anders als das Modell es vorhersagt, vorhanden ist.

Schlussfolgerungen zum Einfluss der mittleren Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie:



**Abbildung 5.26:** Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 3 von 4 – Fälle 25 und 26 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 273 K



**Abbildung 5.27:** Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 4 von 4 – Fälle 22 und 23 (von links nach rechts) – bei einer Temperatur von 298 K

- Die Zunahme der mittleren Strömungsgeschwindigkeit (und, damit gekoppelt, der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit) bewirkt die Zunahme der für eine erfolgreiche Zündung erforderlichen Zündenergie. Diese ist in Vorhersagen des Modells eher stärker ausgeprägt, als in den Messergebnissen.
- Die Messergebnisse mit dem Turbulenzgitter A stellen eine Ausnahme zu diesem Verhalten dar, deren Ursache nicht eindeutig geklärt werden konnte. Die breiten Konfidenzintervalle in den betroffenen Punkten erschweren eine eindeutige Analyse. Unter Berücksichtigung der vollen Breite der Konfidenzintervalle ist jedoch auch eine Übereinstimmung der Tendenzen von Messung und Modellvorhersage möglich. Es ist aber auch vorstellbar, dass die gleichzeitigen Änderungen von AFR hier eine Rolle spielen.

### 5.4.3 Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie

Die Vorhersagen des Modells zeigen eine Zunahme der Zündenergie bei steigendem Sauterdurchmesser (Abbildungen 5.28 bis 5.30). Diese Zunahme ist deutlicher sichtbar bei höherer turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit (vergleiche die Steigung für die Gitter A mit der Steigung für die Gitter C und B).

Die Abbildung 5.28 zeigt die Änderung der Zündenergie bei der Temperatur von 298 K. Die Tendenzen für die Messung und für das Modell stimmen miteinander überein, mit Ausnahme der Ergebnisse für Gitter B. Hier ist die Zunahme im Modell stärker ausgeprägt als die Zunahme in der Messung.

Die Abbildung 5.29 zeigt die Änderung der Zündenergie bei der Temperatur von 273 K. Hier stimmen die Tendenzen für alle Turbulenzgitter mit den Vorhersagen des Modells überein. Im Diagramm ist zwar ein Abfall der gemessenen Zündenergie für Turbulenzgitter A zu sehen, er kann aber mit sehr großem Konfidenzintervall für den Punkt 22A erklärt werden.

Die Abbildung 5.30 zeigt die Änderung der Zündenergie bei der Temperatur von 263 K. Hier wurden keine Zündenergien für Turbulenzgitter C gemessen.

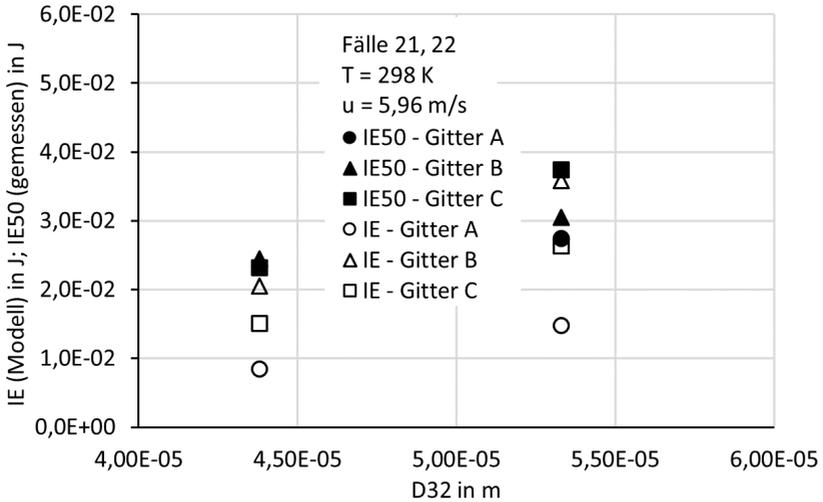


Abbildung 5.28: Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie – Abb. 1 von 3 – Fälle 21 und 22 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 298 K

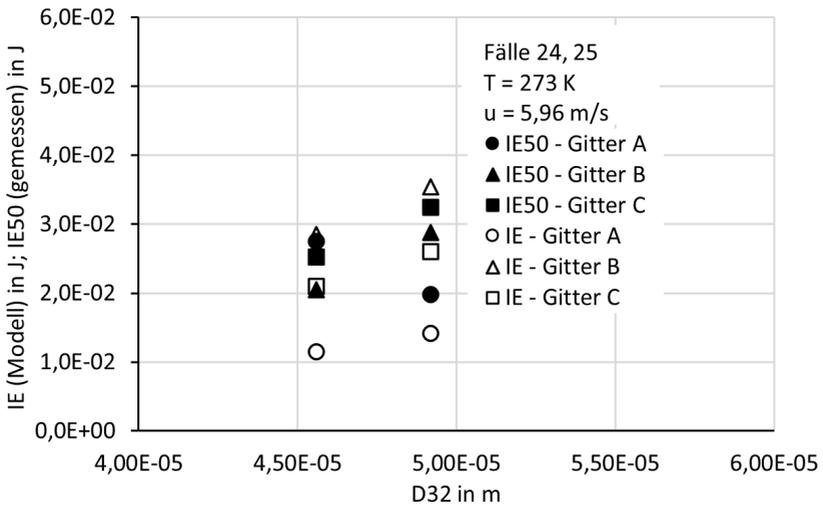
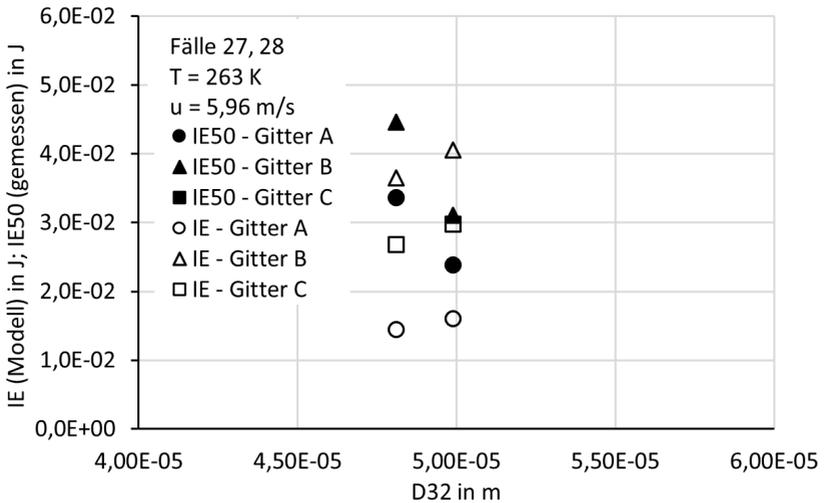


Abbildung 5.29: Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie – Abb. 2 von 3 – Fälle 24 und 25 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 273 K



**Abbildung 5.30:** Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie – Abb. 3 von 3 – Fälle 27 und 28 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 273 K

Auch die Messung der Zündenergien in den Punkten 28A und 28B hatte große Konfidenzintervalle ergeben, sodass die Übereinstimmung des Modells mit der Messung zwar nicht bestätigt wurde, sie könnte aber unter Berücksichtigung der Konfidenzintervalle auch hier vorhanden sein.

Die Erhöhung des Sauterdurchmessers bewirkt laut Modell die Erhöhung der Zündenergie. Dies ist durch die Messungen teilweise bestätigt, die großen Konfidenzintervalle, kleiner Unterschied von gemessenen SMDs und geringe Anzahl an vorhandenen Messpunkten lassen aber keine verlässliche Aussage zu, ob die Steigerung der Zündenergie mit zunehmendem Sauterdurchmesser richtig abgebildet ist.



## 6 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die experimentelle Untersuchung der Zündung von Kerosin Jet A-1 unter subatmosphärischen Bedingungen, um einen Beitrag zum besseren Verständnis der Wiederzündung eines Triebwerkes in großer Höhe zu leisten. Dieses Verständnis ist für die Auslegung einer neuen Generation von Triebwerken, deren Brennkammern nach dem Magerkonzept arbeiten, notwendig – neue Herausforderungen für die Wiederzündung sind insbesondere durch kleinere Verweilzeiten in der Primärzone der Brennkammer hervorgerufen.

Die Wiederzündung im Triebwerk mit einer elektrischen Zündanlage ist ein komplexer Prozess. Relevant für seine Beschreibung sind: die Art der elektrischen Entladung und die dadurch hinzugefügte Wärmeenergie; die Wechselwirkung zwischen der turbulenten Strömung und dem Spray; die durch Turbulenz beeinflussten Wärme- und Stoffübertragungsprozesse im und um das Zündvolumen; die Erhitzung und Verdunstungsprozesse einzelner Tropfen; die Wechselwirkungen zwischen den Tropfen, die schließlich ein abweichendes Verhalten vom Spray als nur das der gedachten Summe der Prozesse mehrerer isolierter Tropfen verursachen; die Art der eintretenden Verbrennung und der Übergangsprozess, der zu einer Verbrennung führt – die Zündung. Nicht zuletzt stellt die Komplexität des Brennstoffes Jet A-1 eine zusätzliche Herausforderung bei der Beschreibung der Wiederzündung im Triebwerk dar.

Die Ansätze zur Vorhersage der Zündung unterscheiden sich im Allgemeinen zwischen vereinfachenden Modellen zur schnellen Berechnung, der mathematischen Modellierung mit möglichst wenigen Vereinfachungen und aufwändigeren numerischen Simulationen. Zu den vereinfachenden Modellen gehören zum Beispiel die Berechnung einer kritischen Damköhler-Zahl  $Da_c$  für die Selbstzündung, einer

minimalen Zündenergie für die Fremdzündung, oder die Bestimmung der Art der Sprayzündung mit der Gruppenzahl  $G$ .

Der aktuelle Entwicklungsstand der mathematischen Modellierung ermöglicht die Vorhersage der Grenzbedingungen für die Fremdzündung polydisperser Sprays bei folgenden Vereinfachungen: eine planare 1-D Konfiguration; eine uniforme Spray-Luft Mischung; eine globale, irreversible, Ein-Schritt Reaktion; die Betrachtung der Vorgänge im- und in der Nähe des Tropfens mit  $d^2$ -Gesetz; keine Bewegung des Tropfens relativ zum Gas; die Tropfentemperatur ist gleich der Gastemperatur; die Erhitzungszeit der Tropfen vernachlässigt, weil sie viel kleiner als die betrachteten Zündverzugszeiten ist.

Bei den numerischen Simulationen müssen für die einzelnen Phasen der Zündung unterschiedliche Methoden verwendet werden. Grund dafür ist die Komplexität des Zündprozesses sowie die unterschiedlichen Zeit- und Raumskalen zwischen den unterschiedlichen Phasen der Zündung. Die erste Phase der Zündung – Generierung eines Flammenkerns – kann mit einer DNS-Simulation untersucht werden. Sie kann jedoch keine Aussagen über eine minimale Zündenergie von Sprays liefern. LES-Simulationen scheinen eine gute Methode zur Analyse der Flammenausbreitung in einem Brenner zu sein. Diese Simulationen nehmen eine erfolgreiche Erzeugung des Flammenkerns an.

Für eine Abschätzung des Zündverhaltens eines komplizierten Brenners kann eine numerisch einfachere Strategie angewendet werden. Mithilfe der Berechnung der reaktionsfreien Strömung in der untersuchten Geometrie, dem Aufteilen der Geometrie in relativ große Volumenelemente, und der anschließenden Überprüfung der möglichen Flammenfortpflanzung anhand eines auf der Karlovitz-Zahl basierenden Kriteriums wird abgeschätzt, ob die Flammenfortpflanzung stattfinden kann.

Die vorliegende Arbeit untersucht dazu die Erzeugung eines Flammenkerns im polydispersen Spray eines komplexen Brennstoffes unter dem Einfluss von turbulenter Strömung und unter subatmosphärischen Bedingungen. Die rechnerische Bestimmung der Zündenergie basiert auf dem Modell von Ballal und Lefebvre zur Bestimmung einer minimalen Zündenergie. Das ist das einzige dem Autor bekannte

Modell, das mit vereinfachenden Methoden die Zündenergie von polydispersem Spray eines komplexen Brennstoffes unter turbulenten Bedingungen vorhersagt.

Für die Zwecke dieser Arbeit wurde ein neuer Prüfstand für die Bestimmung der Zündenergie konstruiert und in Betrieb genommen. Er ermöglicht Betrieb bei Drücken von 0,4 bar abs bis 1,0 bar abs, Luftvolumenströmen bis zu  $90 \text{ m}_N^3/\text{h}$  und Temperaturen von  $-30^\circ\text{C}$  bis zur Raumtemperatur. Unterdruck und Luftstrom wurden durch eine Batterie von Ejektoren erzeugt. Die Luftkühlung erfolgt durch die Expansion der komprimierten Luft in einem Turbolader. Der Brennstoff wird durch ein fluktuationsloses System gefördert und in einem Druck-Drallzerstäuber zerstäubt. Der unverbrannte Brennstoff und intermediäre Verbrennungsprodukte aus dem Zündvorgang werden im nachgeschalteten Nachbrenner verbrannt. Die Turbulenz am Zündort wird mittels Turbulenzgitter generiert, die Turbulenzeigenschaften der Strömung wurden mithilfe numerischer Simulation (RANS, k-epsilon Modell) bestimmt. Die Charakterisierung des Sprays erfolgte an einem separaten Prüfstand unter atmosphärischen Bedingungen mittels PDPA, die Eigenschaften des Sprays wurden auf die Testbedingungen umgerechnet.

Der Zündfunke wird durch ein Gerät mit steuerbaren Eigenschaften des erzeugten Stromimpulses generiert. Die Elektroden sind zwei Tungsten-Elektroden mit 1 mm Durchmesser, scharfen Enden und 1 mm Abstand zueinander. Die Entladung setzt sich aus zwei Phasen zusammen: einer Durchbruchphase mit Spannungen bis zu 15 kV und einer Dauer weniger Zehntel Mikrosekunden, sowie einer Entladungsphase mit Spannungen in der Größenordnung von 100 V und einer Dauer von wenigen Dutzend Mikrosekunden. Die vom Funken in der Entladungsphase abgegebene Energie wurde für jeden Zündversuch separat gemessen und ausgewertet. Die vom Funken in der Durchbruchphase abgegebene Energie hängt von der geometrischen Anordnung der Zündelektroden ab, wird durch weitere Parameter kaum beeinflusst, und wurde deswegen in einer separaten Messreihe bestimmt.

Die Messung der Energie in der Durchbruchphase der Funkenentladung bei der Analyse der Zündenergien ist erstmalig. Eine wichtige neue Erkenntnis aus der Bestimmung von Funkeneigenschaften ist, dass die Energie zur Erstellung einer

Funkenstrecke (in der Durchbruchphase der Entladung) von gleicher Größenordnung ist, wie die bisher gemessene Energie in der eigentlichen Entladung (sichtbare Funkenstrecke). Die Energie zur Erstellung einer Funkenstrecke stellt also eine beträchtliche Energiequelle dar, die im Zündprozess nicht vernachlässigt werden sollte und in dieser Arbeit zum ersten Mal in der Analyse der Zündung von Sprays berücksichtigt wurde.

Entgegen der verbreiteten Überzeugung wird die Temperatur des Gases in einer Funkenstrecke nicht wesentlich über die adiabatische Verbrennungstemperatur der üblichen Brennstoffe erhöht. Aufschluss darüber gibt die in der Arbeit zitierte Literatur. Für die vorliegende Arbeit ergibt die Extrapolation der Messwerte aus der Literatur Funkentemperaturen im Bereich von 1500 K und den Durchmesser eines Funkenkerns in der Größenordnung von 1,1 mm.

Die Einflüsse verschiedener Umgebungsbedingungen auf die Funkenenergie wurden überprüft – die Unterschiede in der Funkenenergie sind bei größeren Ladesspannungen (also bei länger andauernden Funken) prägnanter. Dies bestätigt die geltende Annahme, dass die Funkenstrecke von der Strömung beeinflusst wird und dass der Energieinhalt eines Funkens vom Volumen der Funkenstrecke abhängig ist. Zudem beträgt die vom Funken abgegebene Energie nur ca. 1% der in den Kondensatoren gespeicherten Energie. Das zeigt noch einmal, dass die Eigenschaften der Funkenstrecke (Geometrie, Dauer der Entladung) viel wichtiger für die Bereitstellung der Zündenergie sind, als die vom Zündgerät bzw. den Kondensatoren verfügbare Energie.

Die gemessenen Zündenergien wurden mit dem Modell von Ballal und Lefebvre zur Bestimmung der minimalen Zündenergie verglichen. Dieses Modell basiert auf dem Konzept eines kritischen Durchmessers – dieser Durchmesser beschreibt ein Volumen solcher Größe, dass die Energiefreisetzung in diesem Volumen den Wärmetransport aus diesem Volumen übersteigt. Dieses Volumen hat dabei die Flammentemperatur. Der Durchmesser wird durch eine Bedingung bestimmt: die Quenchzeit muss größer oder gleich der Summe aus Verdunstungszeit und chemischer Reaktionszeit sein.

Die durch das Modell von Ballal und Lefebvre vorhergesagten Zündenergien unterscheiden sich um mehrere Größenordnungen von den gemessenen Zündenergien. Daraufhin wurden Anpassungen im Modell vorgenommen und untersucht: Reduzierung der Masse-Transfer Zahl  $B$  auf den Wert von Isooktan (die leichtflüchtigen Anteile eines komplexen Brennstoffes verdunsten zuerst und werden am Anfang des Zündprozesses die Übergangsprozesse und die Zusammensetzung der Gasphase bestimmen); Annahme von  $\phi = 1$  – stöchiometrisches Äquivalenzverhältnis (die Zündung im Spray erfolgt am Ort, wo günstige – stöchiometrische – Bedingungen herrschen); Reduzierung der Turbulenzinteraktion mit den Tropfen (die größten Wirbel der Strömung werden mit kleineren Tropfen nicht oder nur schwach interagieren). Die Annahme von  $\phi = 1$ , sowohl mit als auch ohne Reduzierung der Turbulenzinteraktion mit den Tropfen, liefert eine faire Übereinstimmung der gemessenen Zündenergien mit den Vorhersagen des angepassten Modells. Der Einfluss von Turbulenz auf die Zündenergie ist jedoch viel größer im angepassten Modell als in der Messung.

Daraufhin wurde das Modell weiter modifiziert. Es wurde um die neusten Erkenntnisse zum Einfluss der Turbulenz auf die Stoff- und Wärmeübertragungsprozesse ergänzt. Dazu wurde die Definition der turbulenten Flammengeschwindigkeit an den heutigen Wissensstand angepasst und zudem der reduzierte Einfluss der Turbulenz auf die Übertragungsprozesse bei einem integralen turbulenten Längsmaß, das größer als die relevante geometrische Längenskala (der Durchmesser des Zündvolumens) ist, berücksichtigt. Das angepasste Modell zeigt dann eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Die Einflüsse der Änderungen im Sauterdurchmesser, der Strömungsgeschwindigkeit und der Temperatur werden durch das Modell gut abgebildet. Der Einfluss der Turbulenz ist in den Messergebnissen weniger ausgeprägt, als in den Vorhersagen des Modells. Nach der Reduzierung des Turbulenzeinflusses bei größeren Längenskalen im modifizierten Modell wurde eine bessere Übereinstimmung mit Messergebnissen erzielt.

Die durchgeführte Modifikation des Modells hat gezeigt, dass die Zündenergie für die Generierung eines Flammenkerns im polydispersen Spray eines komplexen Brennstoffs unter turbulenten Bedingungen mit gewisser Genauigkeit vorhergesagt werden kann. Der immer noch unterschiedliche Einfluss der Turbulenz in der

Messung und in den Modellen muss aber noch tiefergehend untersucht werden. Für eine weiterführende Validierung des Modells sind Experimente mit einfacherem Brennstoff, monodispersen Spray oder der Messungen aller relevanten Größen am Ort der Zündung notwendig.

Der für diese Arbeit konstruierte Prüfstand kann für sowohl genauer definierte Grundlagenuntersuchungen als auch für einen mehr praxisorientierten Einsatz industrieller Brenner modifiziert werden.

Ein numerisches Modell zur Abbildung der Generierung eines Flammenkerns ist zurzeit nicht vorhanden. Die Entwicklung eines solchen Modells, basierend auf dem dargestellten Wissensstand und einer Validierungsdatenbank, die im entwickelten Prüfstand gewonnen werden kann, wäre erstrebenswert.

## 7 Summary

The aim of this work was the experimental investigation of the ignition of kerosene Jet A-1 under subatmospheric conditions in order to contribute to a better understanding of the re-ignition of an engine at high altitude. This understanding is necessary for the design of a new generation of engines whose combustion chambers work according to the lean concept – new challenges for re-ignition are caused in particular by shorter residence times in the primary zone of the combustion chamber.

Re-ignition in the engine with an electrical ignition system is a complex process. Relevant to its description are: the nature of the electrical discharge and the thermal energy thereby added; the interaction between the turbulent flow and the spray; the heat and mass transfer processes in and around the ignition volume influenced by turbulence; the heating and evaporation processes of individual droplets; the interactions between the droplets, which eventually cause a different behavior from the spray than just the imaginary sum of the processes of several isolated droplets; the type of combustion that occurs and the transient process leading to combustion – ignition. Last but not least, the complexity of the Jet A-1 fuel poses an additional challenge when describing the re-ignition in the engine.

The approaches to predicting ignition generally differ between simplifying models for fast calculation, mathematical modeling with as few simplifications as possible, and more complex numerical simulations. The simplifying models include, for example, the calculation of a critical Damköhler number  $Da_i$  for self-ignition, a minimum ignition energy for external ignition, or the determination of the type of spray ignition with the group number  $G$ .

The current state of development of mathematical modeling allows the prediction of the boundary conditions for spark ignition of polydisperse sprays with the following simplifications: a planar 1-D configuration; a uniform spray-air mixture; a global, irreversible, one-step reaction; the consideration of the processes in and near the droplet with the  $d^2$  law; no movement of the droplet relative to the gas; the droplet temperature is equal to the gas temperature; the heating time of the droplets is neglected because it is much shorter than the considered ignition delay times.

In the numerical simulations, different methods must be used for every individual ignition phase. The reason for this is the complexity of the ignition process and the different time and space scales between the different phases of ignition. The first phase of ignition – generation of a flame kernel – can be studied with a DNS simulation. However, it cannot provide any information about the minimum ignition energy of sprays. LES simulations seem to be a good method to analyze flame propagation in a burner. These simulations assume successful generation of the flame kernel.

A numerically simpler strategy can be used to estimate the ignition behavior of a complicated burner. By calculating the reaction-free flow in the investigated geometry, dividing the geometry into relatively large volume elements, and then checking the possible flame propagation using a Karlovitz number-based criterion, it is estimated whether the flame propagation can take place.

The present work investigates the generation of a flame kernel in the polydisperse spray of a complex fuel under the influence of turbulent flow and under subatmospheric conditions. The mathematical determination of the ignition energy is based on the Ballal and Lefebvre model for determining a minimum ignition energy. This is the only model known to the author that uses simplified methods to predict the ignition energy of polydisperse spray of a complex fuel under turbulent conditions.

For the purposes of this work, a new test rig for determining the ignition energy was constructed and put into operation. It enables operation at pressures from 0,4 bar abs to 1,0 bar abs, air volume flows up to  $90 \text{ m}_N^3/\text{h}$  and temperatures from  $-30^\circ\text{C}$  to room temperature. Vacuum and airflow were created by a battery

of ejectors. Air cooling occurs through the expansion of compressed air in a turbocharger. The fuel is conveyed through a fluctuation-free system and atomized in a pressure swirl atomizer. The unburned fuel and intermediate combustion products from the ignition process are burned in the downstream afterburner. The turbulence at the ignition point is generated using a turbulence grid, the turbulence properties of the flow were determined using numerical simulation (RANS, k-epsilon model). The spray was characterized on a separate test stand under atmospheric conditions using PDPA, and the properties of the spray were converted to the test conditions.

The ignition spark is generated by a device with controllable properties of the generated current pulse. The electrodes are two tungsten electrodes with 1 mm diameter, sharp ends and 1 mm distance from each other. The discharge consists of two phases: a breakdown phase with voltages up to 15 kV and a duration of a few tenths of a microsecond, and a discharge phase with voltages in the order of 100 V and a duration of a few dozens of microseconds. The energy emitted by the spark in the discharge phase was measured and evaluated separately for each ignition test. The energy emitted by the spark in the breakdown phase depends on the geometric arrangement of the ignition electrodes, is hardly influenced by other parameters and was therefore determined in a separate series of measurements.

The measurement of the energy in the breakthrough phase of the spark discharge when analyzing the ignition energies is a first. An important new finding from the determination of spark properties is that the energy required to create a spark gap (in the breakdown phase of the discharge) is of the same order of magnitude as the energy previously measured in the actual discharge (visible spark gap). The energy to create a spark gap thus represents a significant source of energy that should not be neglected in the ignition process and was considered in this work for the first time in the analysis of spray ignition.

Contrary to popular belief, the temperature of the gas in a spark gap is not significantly increased above the adiabatic combustion temperature of common fuels. The literature cited in the work provides information on this. For the present work, the extrapolation of the measured values from the literature results in spark

temperatures in the range of 1500 K and the diameter of a spark core in the order of 1,1 mm.

The influence of different environmental conditions on the spark energy was checked – the differences in the spark energy are more pronounced at higher charging voltages (i.e. with longer-lasting sparks). This confirms the current assumption that the spark gap is influenced by the flow and that the energy content of a spark depends on the volume of the spark gap. In addition, the energy emitted by the spark is only about 1% of the energy stored in the capacitors. This shows once again that the properties of the spark gap (geometry, duration of the discharge) are much more important for providing the ignition energy than the energy available from the ignition device or the capacitors.

The measured ignition energies were compared to the Ballal and Lefebvre model to determine the minimum ignition energy. This model is based on the concept of a critical diameter – this diameter describes a volume of such size that the energy release in that volume exceeds the heat transfer from that volume. This volume has then the flame temperature. The diameter is determined by one condition: the quench time must be greater than or equal to the sum of the evaporation time and the chemical reaction time.

The ignition energies predicted by the Ballal and Lefebvre model differ from the measured ignition energies by several orders of magnitude. As a result, adjustments were made to the model and investigated: reduction of the mass transfer number  $B$  to the value of iso-octane (the volatile components of a complex fuel evaporate first and will determine the transition processes and the composition of the gas phase at the beginning of the ignition process); assumption of  $\phi = 1$  – stoichiometric equivalence ratio (ignition in the spray occurs where favorable – stoichiometric – conditions prevail); reduction of turbulence interaction with the droplets (the largest vortices in the flow will not at all or only weakly interact with smaller droplets). The assumption of  $\phi = 1$ , both with and without reducing the turbulence interaction with the droplets, provides a fair agreement of the measured ignition energies with the predictions of the fitted model. However, the influence of turbulence on the ignition energy is much larger in the fitted model than in the measurement.

The model was then further modified. It has been supplemented with the latest findings on the influence of turbulence on mass and heat transfer processes. For this purpose, the definition of the turbulent flame speed was adapted to the current state of knowledge. Furthermore, the reduced influence of turbulence on the transmission processes was also taken into account, in cases where the integral turbulent length scale is larger than the relevant geometric length scale (the diameter of the ignition volume). The fitted model then shows good agreement with the measurement results. The influences of the changes in the Sauter mean diameter, the flow velocity and the temperature are well represented by the model. The influence of turbulence is less pronounced in the measurement results than in the model predictions. After reducing the influence of turbulence at larger length scales in the modified model, a better agreement with measurement results was achieved.

The performed modification of the model has shown that the ignition energy for the generation of a flame kernel in the polydisperse spray of a complex fuel under turbulent conditions can be predicted with a certain accuracy. However, there is still a different influence of the turbulence visible in the measurement and in the models, that has to be examined in more depth. For a further validation of the model, experiments with simpler fuel, monodisperse spray or measurements of all relevant variables at the point of ignition are necessary.

The test rig constructed for this work can be modified for more precisely defined basic investigations as well as for a more practice-oriented use of industrial burners.

A numerical model for depicting the generation of a flame core is currently not available. The development of such a model, based on the presented level of knowledge and a validation database that can be obtained in the developed test bench, would be desirable.



# A Anhang

## A.1 Theoretische Grundlagen – Erweiterung der Themen, die keine praktische Anwendung in dieser Arbeit finden

### A.1.1 Erhitzung eines ruhenden Tropfens durch konvektiven Wärmeübergang

Die Erhitzung des Tropfens bei kleinen Zeiten kann ebenfalls durch die Gleichung 2.6.7 beschrieben werden, wenn man die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_g$  durch eine „zeitabhängige Wärmeleitfähigkeit“  $\lambda_{g(t)}$  ersetzt:

$$\lambda_{g(t)} = \lambda_g (1 + \zeta_t), \quad (\text{A.1.1})$$

wo

$$\zeta_t = R_d \sqrt{\frac{c_{p,g} \rho_g}{\pi \lambda_g t}}. \quad (\text{A.1.2})$$

Ein ähnliches Vorgehen wurde auch von Cooper [57] vorgeschlagen, der den Wärmeübertragungskoeffizienten  $h$  durch einen „zeitabhängigen Wärmeübertragungskoeffizienten“  $h_t$  ersetzt hat.

Die Berechnung des Wärmeübertragungsproblems für die flüssige Phase kann durch folgende Modellierungsansätze erfolgen, aufgelistet in Richtung steigender Komplexität nach Sirignano [207]:

1. konstante Oberflächentemperatur, keine Änderung mit der Zeit
2. kein Temperaturgradient innerhalb des Tropfens (unendlich große Wärmeleitfähigkeit)
3. Berücksichtigung der Wärmeleitung, aber keine Konvektion
4. Berücksichtigung der Konvektion durch einen Korrekturfaktor in der Wärmeleitung
5. Berücksichtigung der Konvektion anhand der Wirbelmodelle
6. komplette Lösung der Navier-Stokes Gleichungen.

Als Beispiel einer Lösung aus der 2. Gruppe der Modelle gibt es das in der CFD weitverbreitete „Spalding Model“, mit der Lösung:

$$T_d = T_{g,\infty} + (T_{d,0} - T_{g,\infty}) e^{-\frac{3ht}{c_p \rho_l R_0}}. \quad (\text{A.1.3})$$

Als Beispiele der Lösungen aus der 3. und 4. Gruppe der Modelle sollten folgende Modelle erwähnt werden:

- Das sogenannte „parabolische Modell“ nimmt an, dass der Temperaturverlauf innerhalb eines Tropfens nahezu parabolisch ist und durch zwei Temperaturen charakterisiert wird: die an der Tropfenoberfläche und die in der Tropfenmitte (nach Sazhin [196]). Diese Annahme gilt nicht am Anfang des Erhitzungsprozesses, weshalb entsprechende Korrekturen im Modell eingeführt worden sind.
- Um das Temperaturprofil innerhalb des Tropfens genauer darzustellen, wurden neuere Modelle entwickelt (nach Sazhin, Snegirev [197, 209]). Sie beschreiben die zeitabhängigen Temperaturverläufe innerhalb eines Tropfens durch eine Exponentialfunktion nach Brereton [41] („power law approximation“) oder ein Polynom nach Xiao et al. [242] („polynomial approximation“). Diese Modelle nehmen eine sofortige Einstellung des Temperaturprofils in einem Tropfen an.

- Die sogenannte Methode des Wärmebilanz-Integrals („heat balance integral method“) führt eine thermische Schicht ein (nach Snegirev et al. [209, 210]). In dieser Schicht wird der Temperaturverlauf durch ein parabolisches Profil beschrieben. Außerhalb dieser Schicht bleibt die Temperatur unverändert. Dadurch ist die Einstellung des Temperaturverlaufs innerhalb eines Tropfens in Abhängigkeit von der Zeit abgebildet.

Als Beispiel für ein Modell aus der 5. Gruppe der Modellierungsansätze kann ein Modell von Zhou et al. angeführt werden [250]. Dieses Modell stellt den Temperaturverlauf innerhalb des Tropfens bei vorhandenem Hill-Wirbel dar.

Für die Lösungen der komplizierteren Modelle sei auf die Monographie von Sazhin [196] und für weitere Modelle auf die Referenzen im Übersichtsartikel von Sazhin [197] verwiesen.

## A.1.2 Erhitzung eines sich bewegenden Tropfens durch konvektiven Wärmeübergang

Für  $Re_d \leq 400$  wurde eine alternative Korrelation zur Berechnung von Nu von Clift et al. [56] vorgeschlagen und von Abramzon und Sirignano [5] empfohlen (nach Sazhin [197]):

$$Nu = 1 + (1 + Re_d Pr)^{\frac{1}{3}} \max \left[ 1, Re_d^{0,077} \right]. \quad (\text{A.1.4})$$

Die Erhitzung eines Tropfens wurde auch ohne Annahme einer konstanten Oberflächentemperatur von Chao, Chao und Chen, Abramzon und Borde, Abramzon und Elata sowie Juncu analysiert [2, 3, 45, 46, 115]. Das Verhalten der Tropfen wurde u.a. in Abhängigkeit von der Größe

$$(\rho c)_{12} \equiv \frac{\rho_g c_{p,g}}{\rho_l c_{p,l}} \quad (\text{A.1.5})$$

untersucht.

Vojir und Michaelides [228] sowie Gay und Michaelides [89] haben in ihren Arbeiten gezeigt, dass für den Fall  $0,002 \leq (\rho c)_{12} \leq 0,2$  (Werte, die typisch für einen Brennstofftropfen in der Luft sind) ein zusätzlicher Speicherterm in der Energiegleichung 2.6.8 berücksichtigt werden muss. Eine ausführlichere Analyse zu dem Speicherterm ist im Artikel von Michaelides [151] zu finden.

Talley und Yao [216] sowie Abramzon und Sirignano [5] haben gezeigt, dass das instationäre Problem für einen sich bewegenden Tropfen auch mit der Gleichung 2.6.3 für ruhende Tropfen gelöst werden kann, wenn entsprechende Randbedingungen eingesetzt werden. Die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\lambda_l$  wird dabei durch eine effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{eff}$  ersetzt, mit:

$$\lambda_{eff} = \chi \lambda_l, \quad (\text{A.1.6})$$

wobei  $\chi = f(\text{Pe}_{d(l)})$  ist und Werte von ca. 1 bis 2,72 erreicht. Dieser Ansatz ist als „Effective Thermal Conductivity (ETC)“-Modell bekannt.

### A.1.3 Verdunstung von Mehrkomponenten-Tropfen

Die im Kapitel 2.6 beschriebenen Modelle setzten einen Einkomponenten-Tropfen voraus, um eine Vereinfachung des physikalischen Problems zwecks Begrenzung des numerischen Aufwands zu erreichen. Diese Annahme gilt nicht für in der Praxis eingesetzte komplexe Brennstoffe wie JET-A1. Die unterschiedlichen Komponenten an der Oberfläche eines Mehrkomponenten-Tropfens verdunsten mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, was wiederum zu Konzentrationsgradienten innerhalb des Tropfens führt. Es muss deswegen eine zusätzliche Diffusionsgleichung innerhalb des Tropfens für jede Komponente gelöst werden, wie zum Beispiel nach Sirignano [205] mit der Annahme einer sphärisch symmetrischen Diffusion:

$$\frac{\partial Y_{l,i}}{\partial t} = D_l \left( \frac{\partial^2 Y_{l,i}}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial Y_{l,i}}{\partial R} \right). \quad (\text{A.1.7})$$

Das auf der Lösung der Gleichung A.1.7 basierende Modell ist als „**Discrete Component Model (DCM)**“ - das **Modell der diskreten Komponenten** bekannt und in der Monographie von Sazhin [196] beschrieben.

Zur vereinfachten Lösung des Diffusionsproblems innerhalb eines Mehrkomponenten-Tropfens werden unterschiedliche Ansätze angewandt.

Es gibt zwei Grenzfälle, für die die Lösung einer Diffusionsgleichung innerhalb der flüssigen Phase nicht nötig ist. Der erste ist der **Fall von Null-Diffusivität** innerhalb des Tropfens, wo die Zusammensetzung des Tropfens während des gesamten Verdunstungsprozesses konstant bleibt (sogenannte „Batch-Verdunstung“). In diesem Fall können die Eigenschaften der Komponente gemittelt und die Verdunstung anhand des  $d^2$ -Gesetzes ähnlich einem Einkomponenten-Tropfen gelöst werden (Kapitel 2.6). Dieser Fall hat nur begrenzte praktische Bedeutung in der Betrachtung der Zündung von Brennstofftropfen, weil ein solches Verhalten zu weit von der Realität abweicht.

Die Annahme, dass der Transport innerhalb des Tropfens nur durch die Diffusion in die radiale Richtung stattfindet, führt zum sogenannten „**Diffusion Limit Model**“ (**DL Modell**) - **diffusionsbestimmte Verdunstung eines Tropfens**. In diesem Modell wird für den Stofftransport die Gleichung A.1.7 gelöst. Sirignano [207] gibt einen Lösungsweg dieser Gleichung mit folgenden Annahmen an:

1. die Diffusionskoeffizienten  $D_l$  bzw.  $D_g$  sind gleich für alle flüssigen bzw. gasförmigen Komponenten
2. die Verdunstung erfolgt nach dem klassischen hydrodynamischen Modell unter Berücksichtigung der Stefan-Strömung (Gleichung 2.6.31)
3. der Partialdruck der Komponenten und der Tropfenoberfläche gehorcht dem Raoult'schen Gesetz:

$$p_{v,i} = y_{l,i} p_{v,i}^* \quad (\text{A.1.8})$$

wo  $p_{v,i}^*$  den Sättigungsdruck einer reinen Komponente  $i$  darstellt.

Die Lösung dieser Gleichung ist jedoch für Mehrkomponentenbrennstoffe mit großem numerischen Aufwand verbunden und begrenzt sich auf die Tropfen,

die aus höchstens ein paar Komponenten bestehen. Trotz hohen numerischen Aufwands ist die Anwendbarkeit dieses Modells nur begrenzt, weil eben keine Rezirkulation innerhalb des Tropfens und dadurch meistens eine unterschätzte Transportgeschwindigkeit der Komponente in die Richtung der Tropfenoberfläche vorhergesagt wird.

Die **Berücksichtigung der inneren Rezirkulation** innerhalb eines Tropfens ist vor allem bei Tropfen in Bewegung von Bedeutung. Ein Ansatz dafür ist die Erhöhung der Diffusionskonstante ähnlich der Gleichung A.1.6 (nach Talley und Yao [216]):

$$D_{eff} = \chi D_l. \quad (\text{A.1.9})$$

Ein etwas aufwändigerer Ansatz ist die Modellierung der inneren Rezirkulation als Wirbelströmung (nach Tong und Sirignano [221]).

Der zweite Grenzfall, für den die Gleichung A.1.7 nicht gelöst werden muss, ist der **Fall von unendlich schneller Diffusion** innerhalb der flüssigen Phase. Er kann mit dem sogenannten „Rapid Mixing Model“ (nach Faeth [75]) gelöst werden. In diesem Fall verdunstet erst die am meisten flüchtige Komponente und die Massenbrüche der weniger flüchtigen Komponenten steigen, bis die erste Komponente völlig verdunstet ist.

Dieses Modell kann im Fall von Brennstoffen mit mehreren Hundert Komponenten numerisch sehr aufwändig sein. Hier kommt der Ansatz der kontinuierlichen Thermodynamik zu Hilfe (nach Tamim und Hallett [217]). Der Vorteil dieses Vorgehens ist die Charakterisierung der Zusammensetzung eines Brennstoffes durch wenige Parameter, anstatt der Angabe der genauen Zusammensetzung und Eigenschaften der einzelnen Komponenten.

Burger et al. [44] haben ein „**Distillation Curve Model**“ – **Destillationskurve-Modell** entwickelt. Er verbindet die numerische Effizienz des kontinuierlichen Thermodynamik-Ansatzes zum „Rapid Mixing“-Modell mit der Genauigkeit des um die Rezirkulation erweiterten „Diffusion Limit“-Modells.

Die Eigenschaften des Brennstoffs werden, ähnlich wie bei der kontinuierlichen Thermodynamik, mit einer Kurve dargestellt, in diesem Fall mit der Destillationskurve des Brennstoffs. Der momentane Zustand des Brennstoffs wird eindeutig durch seine Molmasse bestimmt. Der Einfluss des Diffusionswiderstandes auf die Zusammensetzung des Tropfens in der Nähe der Oberfläche wird durch die „flüssige Péclet-Zahl“ (nach Randolph et al. [180]) quantifiziert:

$$\text{Pe}_l = \frac{\dot{m}_e}{2\pi d_d D_l \rho_l}. \quad (\text{A.1.10})$$

$\text{Pe} \rightarrow 0$  beschreibt eine unendlich schnelle Diffusion. In diesem Fall verdunstet der Tropfen, wie durch die Destillationskurve beschrieben, was auch die Verwendung des Rapid Mixing Modells begründet.  $\text{Pe} \rightarrow \infty$  bedeutet keine Diffusion innerhalb des Tropfens und stellt den Grenzfall von „Null-Diffusion“ dar. Das bedeutet, dass die Zusammensetzung des Tropfens sich mit der Zeit nicht ändert und die Verdunstung mit dem  $d^2$ -Gesetz beschrieben werden kann, wie im Kapitel A.1.3 erwähnt. Für die Péclet-Zahlen zwischen diesen beiden Grenzfällen wird eine „Verdunstungs-Molmasse“  $M_{ev}$  berechnet. Diese Masse bestimmt die Lage auf der Destillationskurve des Brennstoffs, was wiederum die Eigenschaften der Flüssigkeit in der Nähe der Oberfläche für die Berechnung der Verdunstung eindeutig definiert.

Für die Einzelheiten und eine ausführliche Beschreibung des Modells sei auf den Artikel von Burger et al. [44] verwiesen.

Es wurden **weitere Verdunstungsmodelle** entwickelt, die den Ansatz kontinuierlicher Thermodynamik mit dem Ansatz diskreter Komponenten verbinden. Diese sind zum Beispiel die von Laurent et al. [130] sowie Zhang und Kong [249].

Ein „**discrete/continuous multicomponent (DCMC)**“ Modell von Yang et al. [243, 244] versucht, den komplexen Brennstoff mit fünf diskreten Kohlenwasserstoff-Familien zu spiegeln. Jede dieser Familien ist dann mithilfe des Ansatzes kontinuierlicher Thermodynamik abgebildet.

Ein weiterer Ansatz ist das **Simulieren eines komplexen Brennstoffes mit einem Ersatz-Brennstoff**, bestehend aus ein paar Komponenten (wie zum Beispiel von Ra und Reitz in [176] beschrieben).

#### **A.1.4 Kinetisches Modell der Verdunstung, Moleküldynamik und Methoden der Quanten-Mechanik**

Das kinetische Modell beruht auf dem sogenannten Verdunstungskoeffizienten  $\beta$ , dessen Bestimmung mit Schwierigkeiten verbunden sein kann. Diese Schwierigkeiten führen zu den Versuchen, den Verdunstungskoeffizienten aus der Modellierung der Dynamik von Molekülen bzw. mit den Methoden der Quanten-Mechanik zu bestimmen. Zu den weiteren Einzelheiten bezüglich der kinetischen Modelle der Verdunstung und deren Anwendung sei auf die Monographie und den Übersichtsartikel von Sazhin [196, 197] und auf die dort erwähnten Referenzen verwiesen.

Die Modellierung der Moleküldynamik versucht das Verhalten einzelner Moleküle (ihre Geschwindigkeiten und Richtungen) zu bestimmen. Sie berücksichtigt die Anziehungskräfte zwischen den Molekülen bei größeren Molekülabständen sowie die Abstoßungskräfte zwischen den Molekülen bei kleineren Molekülabständen.

Diese Vorgehensweise könnte eine genaue Beschreibung der Verdunstung ohne zusätzliche Vereinfachungen oder Annahmen ermöglichen. Der Nachteil dieser Methode ist ein großer numerischer Aufwand, der die Modellierung auf eine Anzahl der Moleküle in der Größenordnung von  $10^5$  und eine Zeit in der Größenordnung von  $10^{-6}$  s begrenzt. Eine weitere Schwachstelle dieses Ansatzes ist die Annahme der Sphärizität der Moleküle.

Als eine weitere Möglichkeit wurde die Anwendung der Quanten-Mechanik auf die Modellierung erwähnt. Für weitere Einzelheiten bezüglich dieser Vorgehensweisen sei auf den Übersichtsartikel und die Monographie von Sazhin [195, 196] und auf die dort erwähnten Referenzen verwiesen.

## A.2 Auslegung der ISCRA Anlage – Injektor und Nachbrenner

Es gibt in der Literatur einige Arbeiten, die mit verschiedenen Annahmen und Vereinfachungen das **Auslegen von Ejektoren** ermöglichen. Die tatsächlichen Eigenschaften eines in solcher Weise ausgelegten Ejektors lassen sich aber nur durch die Anpassung der Faktoren und Wirkungsgrade mit den theoretisch berechneten Größen in Übereinstimmung bringen. Diese Faktoren und Wirkungsgrade müssen wiederum aus Messungen ermittelt werden. Die Abweichungen der realen und berechneten Eigenschaften sind auf eine Reihe von schwer zu behandelnden Strömungseffekten zurückzuführen. Dies sind sowohl die Vermischung von Überschall- und Unterschallströmungen als auch komplexe Systeme von Verdichtungsstößen und Expansionszonen. Mit numerischen Methoden lässt sich dieser Vorgang nur mit großem Aufwand berechnen, und ein Abgleich mit Messergebnissen ist deswegen notwendig. Neue Forschungen auf diesem Gebiet werden vor allem in der Industrie durchgeführt und aus Wettbewerbsgründen kaum publiziert (nach Grave [94]).

Obwohl experimentelle Daten zu Luft-Luft-Ejektoren nicht frei zugänglich sind, können Betriebseigenschaften für den geplanten Einsatz abgeschätzt und der Ejektor dafür ausgelegt werden. Sowohl die Informationen kommerzieller Anbieter von Ejektoren als auch die vorhandene Forschungsergebnisse zeigen, dass das erreichbare Massenverhältnis von Saugstrom zu Treibstrom  $\frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_1} = \frac{\dot{m}_{12}}{\dot{m}_2}$  – ein Kehrwert vom Verbrauchswert  $b = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_{12}}$  – bei absolutem Saugdruck  $p_3$  von 0,4 bar zwischen 20 und 30% beträgt. Durch die lineare Abhängigkeit des Saugstromes vom Saugdruck (siehe Kapitel 3.1) kann dieses Verhältnis auch auf andere Saugdrücke umgerechnet werden.

Wegen ihrer großen Geschwindigkeits- und Druckdifferenzen kann die Strömung bei der Auslegung eines Ejektors nicht als inkompressibel betrachtet werden. Mit

der Annahme von isentropen, adiabaten Zustandsänderungen hat die Bernoulli-Gleichung die Form:

$$\frac{1}{2}u^2 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} + gz = \text{const}, \quad (\text{A.2.1})$$

mit  $\kappa = \frac{c_{p,mol}}{c_{v,mol}}$ , wobei  $c_{p,mol}$  und  $c_{v,mol}$  die spezifischen molaren Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen darstellen.

Die **Treibdüse** kann mit einem Behälter verglichen werden, aus dem Gas ausströmt, wobei  $p_1$  dem Druck im Behälter und  $p_3$  dem Umgebungsdruck entsprechen. Bei den im Ejektor herrschenden Bedingungen wird die Schallgeschwindigkeit im Düsenhals immer erreicht. Mit der Annahme einer konstanten Temperatur des Treibgases folgt, dass der austretende Massenstrom nur vom Durchmesser des Düsenhalses und vom Druck des Treibgases abhängt.

Die Schallgeschwindigkeit ist nur von der Temperatur, der spezifischen Gaskonstante und dem isentropischen Koeffizienten des Gases abhängig:

$$a = \sqrt{\kappa R_{sp} T}. \quad (\text{A.2.2})$$

Weiterhin werden die Geschwindigkeiten mit Hilfe der dimensionslosen Mach-Zahl angegeben:

$$M = \frac{u}{a}. \quad (\text{A.2.3})$$

Die Temperaturen und Drücke im Hals und am Ausgang der Düse (Stellen 6 und 2 in der Abbildung 3.5) werden nach Zucker und Biblarz [251] aus folgenden, für eine isentrope und adiabatische Strömung hergeleiteten Beziehungen berechnet:

$$T_a = T_b \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_b^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2} \eta, \quad (\text{A.2.4})$$

$$p_a = p_b \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_b^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \eta, \quad (\text{A.2.5})$$

wo  $\eta$  die Effizienz eines Prozesses als Maß für nicht-isentropes Verhalten darstellt. Für isentrope Prozesse gilt  $\eta = 1$ .

Die Fläche des Treibdüsenhalses (engster Querschnitt) wird durch die Bernoulli-Gleichung für isentrope und adiabate, kompressible Strömung und die Kontinuitätsgleichung nach Zucker und Biblarz [251] bestimmt:

$$\frac{\dot{m}}{A^*} = \sqrt{\frac{\kappa}{R_{sp}} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \frac{p_t}{\sqrt{T_t}}} \quad (\text{A.2.6})$$

Der benötigte Treibstrom  $\dot{m} = \dot{m}_6$  kann bei der Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung  $\dot{m}_6 = \dot{m}_1$  aus dem Erfahrungswert  $\frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_1} \approx 0,2$  und dem gewünschten Saugstrom  $\dot{m}_3$  bestimmt werden. Für Luft mit  $\kappa = 1,4$ ,  $p_t = p_1$ ,  $T_t = T_1$  und  $A^* = A_6$  ergibt sich:

$$A_6 = \frac{\dot{m}_6 \sqrt{R_{sp} T_1}}{0,683 p_1} \quad (\text{A.2.7})$$

Die Fläche des Treibdüsenaustritts wird ähnlich wie die Temperaturen und Drücke berechnet:

$$A_2 = A_6 \frac{M_6}{M_2} \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_6^2} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \eta_6 \quad (\text{A.2.8})$$

$M_6 = 1$ ,  $\eta_6$  ist die Effizienz der Düse als Maß für nicht-isentropes Verhalten und:

$$M_2 = \sqrt{\frac{2 \left[ \left( \frac{p_6}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]}{\kappa - 1}} \eta \quad (\text{A.2.9})$$

wobei  $\eta$  der Effizienz der Entspannung als ein Maß für das nicht-isentrope Verhalten entspricht. In den folgenden Berechnungen wird sie gleich  $\eta_6$  gesetzt.

Mit gegebenen Treibdrücken, Temperatur, Düsengeometrie und  $M_6 = 1$  ist aus den obigen Gleichungen ersichtlich, dass dem Austrittsquerschnitt der Treibdüse nach der Gleichung A.2.8 eine bestimmte Machzahl und damit nach der Gleichung A.2.9

ein bestimmter Druck  $p_2$  zugeordnet werden kann. Ist der tatsächlich herrschende Druck am Ende der Düse (also der Saugdruck) größer als dieser Wert, so kommt es bei überkritischen Strömungen zu Verdichtungsstößen, die den Wirkungsgrad herabsetzen. Ist der Saugdruck kleiner als  $p_2$ , kommt es zu Expansionseffekten nach dem Austritt der Düse. Diese Expansionswellen können, da sie zu einer besseren Strahlausbreitung und Vermischung führen, durchaus gewollt sein (nach Grave [94]). Dieses Verhalten wurde schon in Johannesen [111] nachgewiesen: der Saugmassenstrom nimmt stark ab, sobald der Düsenmunddruck niedriger als der Saugdruck wird. Düsenmunddrücke höher als der Saugdruck haben einen geringeren Einfluss auf den Saugmassenstrom. Folglich muss der Düsenmunddruck  $p_2$  höher als der größte gewollte Saugdruck  $p_{3,max} = 1$  bar sein.

Mit der Annahme einer adiabatischen Strömung können die Temperaturen im Düsenhals und am Düsenaustritt mit der Gleichung A.2.4 berechnet werden.

Die Strömung im **Mischrohr** wird nach Grave [94] beschrieben durch:

- die Kontinuitätsgleichung

$$\dot{m}_2 + \dot{m}_{12} = \dot{m}_4; \quad (\text{A.2.10})$$

bzw.

$$\rho_2 A_2 u_2 + \rho_{12} A_{12} u_{12} = \rho_4 A_4 u_4; \quad (\text{A.2.11})$$

- die Energiegleichung

$$\dot{m}_2 \left( c_p T_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) + \dot{m}_{12} \left( c_p T_{12} + \frac{u_{12}^2}{2} \right) = \dot{m}_4 \left( c_p T_4 + \frac{u_4^2}{2} \right); \quad (\text{A.2.12})$$

und

- den Impulssatz

$$\dot{m}_4 u_4 - \dot{m}_2 u_2 - \dot{m}_{12} u_{12} = (p_2 - p_4) A_2 + (p_{12} - p_4) A_{12} - F_R \quad (\text{A.2.13})$$

mit der Wandreibung  $F_R$ .

Die weitere Mischrohrberechnung erfolgt nach der Annahme eines konstanten Druckes und unter Vernachlässigung der Wandreibung im Mischrohr. Damit vereinfacht sich die Impulsgleichung A.2.13 zu:

$$\dot{m}_4 u_4 - \dot{m}_2 u_2 - \dot{m}_{12} u_{12} = 0 \quad (\text{A.2.14})$$

Mit Hilfe der Erfahrungswerte aus der Industrie für den Verbrauchswert  $b$ :

$$b = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_{12}} \quad (\text{A.2.15})$$

kann aus einem Gleichungssystem aus den Gleichungen A.2.10, A.2.14 und A.2.15 die Geschwindigkeit nach der Mischung berechnet werden:

$$u_4 = \eta_4 \frac{u_{12} + b u_2}{b + 1} \quad (\text{A.2.16})$$

wobei  $\eta_4$  einen Wirkungsgrad darstellt, durch den die mit der Vermischung verbundenen Verluste erfasst werden.

Die Mischung von Treib- und Sauggas soll mit Überschallgeschwindigkeit in den Hals des Mischrohrs erfolgen, damit ein stabiler Betrieb des Ejektors gewährleistet ist. Das bedeutet, dass die Bedingung:

$$M_4 = \frac{u_4}{a_4} = \frac{u_4}{\sqrt{\kappa R_{sp} T_4}} > 1 \quad (\text{A.2.17})$$

erfüllt werden muss.

Die Mischtemperatur  $T_4$  kann aus dem Energiesatz für eine adiabatische Strömung in der Treibdüse mit der Annahme eines idealen Gases:

$$c_p T_1 = c_p T_2 + \frac{u_2^2}{2} \quad (\text{A.2.18})$$

und aus der Gleichung A.2.12 berechnet werden:

$$T_4 = \frac{\dot{m}_2 c_p T_2 + \dot{m}_{12} c_p T_3}{\dot{m}_4 c_p} - \frac{u_4^2}{2c_p}. \quad (\text{A.2.19})$$

Die Geschwindigkeiten  $u_2$  und  $u_{12}$  sind dabei als vernachlässigbar klein im Vergleich zu  $u_4$  (Überschallgeschwindigkeit) und zu den thermischen Energien ( $\dot{m}c_p T$ ) gesehen.

Die Mach-Zahl  $M_4$  hängt von der Geschwindigkeit  $u_4$  und der Temperatur  $T_4$  im Düsenhals ab. Die Temperatur  $T_4$  hängt von folgenden Parametern ab:

- den Massenströmen der Saug- und Treibgase  $\dot{m}_2$  und  $\dot{m}_{12}$ , die durch die Versuchsbedingungen und die aus der Literatur gewonnene Zahl  $b$  bestimmt werden;
- dem Massenstrom  $\dot{m}_4$ , der der Summe von  $\dot{m}_2$  und  $\dot{m}_{12}$  entspricht;
- der Temperatur des Sauggases, die durch die Versuchsparameter bestimmt wird;
- der Temperatur des Treibgases, die durch den Anfangs-Druck, die Anfangs-Temperatur und den Expansionsvorgang, also durch den geforderten Druck  $p_2$ , bestimmt wird;
- der Geschwindigkeit  $u_4$ .

Die Geschwindigkeit  $u_4$  hängt von folgenden Parametern ab:

- dem  $b$ -Wert, der als Erfahrungswert aus der Literatur bekannt ist;
- der Geschwindigkeit  $u_2$ , die durch Anfangsdruck, -temperatur und Expansionsvorgang, also durch den geforderten Druck  $p_2$ , bestimmt wird;
- dem Wirkungsgrad der Vermischung  $\eta_4$ , der aus Erfahrungswerten ermittelt werden kann;
- der Geschwindigkeit  $u_{12}$ .

Die Geschwindigkeit  $u_{12}$  bei gewünschten  $\dot{m}_3$ ,  $T_3$  und  $p_3$  hängt von der Fläche  $A_{12}$  ab:

$$u_{12} = \frac{\dot{m}_3 RT_3}{p_3 A_{12}}. \quad (\text{A.2.20})$$

Durch die Kombination der Gleichungen A.2.16, A.2.17, A.2.19, A.2.20 erhält man die Machzahl  $M_4$  als eine Funktion der Fläche  $A_{12}$ . Man kann auch die maximale Fläche  $A_{12}$  bestimmen, für die  $M_4 > 1$  gilt. Der Halsdurchmesser wird mit den berechneten Größen  $M_4$ ,  $T_4$  und  $\dot{m}_4$  nach dem Mischungsprozess bestimmt.

Aus dem Massenstrom, der Geschwindigkeit und der Temperatur des Gases am Eingang zum Mischrohr lässt sich die Fläche  $A_5$  am Ende des Mischrohres berechnen.

Der Mischungsstrom wird im **Düsenhals** gebremst, sodass dort oder weiter im Diffusor ein Druckstoß stattfindet, wodurch die Strömung wieder Unterschallgeschwindigkeit erreicht. Die Strömung im Hals mit konstantem Querschnitt kann durch zwei vereinfachte Fälle beschrieben werden:

- Fanno-Flow – beschreibt eine adiabatische Strömung durch ein Rohr mit einem konstanten Querschnitt, wobei nur die Reibung berücksichtigt wird;
- Rayleigh-Flow – beschreibt eine Strömung durch ein Rohr mit einem konstanten Querschnitt, wobei nur der Wärmeaustausch berücksichtigt wird.

Bei der genauen Auslegung des Ejektors werden die Einflüsse von Reibung und Wärmeaustausch mit Hilfe der oben genannten Vereinfachungen berücksichtigt. Eine richtig gewählte Länge des Düsenhalses hat Einfluss auf den Wirkungsgrad des Ejektors, da der Druckstoß optimalerweise im Düsenhals und nicht im Diffusor stattfinden sollte. Hier aber, wegen des unbekanntem Wirkungsgrades der Düsen, des unbekanntem Mischungsverhaltens des Treib- und Saugstromes und nicht zuletzt wegen der stark variierenden Massenströme, die für die Versuchsdurchführung notwendig sind, wird die Länge des Düsenhalses nicht genau berechnet, sondern anhand der Maße bekannter Ejektoren abgeschätzt und in der Praxis überprüft.

Der nicht optimale Wirkungsgrad wird in diesem Fall dem stabilen Betrieb in allen Versuchspunkten untergeordnet.

Ein **Diffusor** wandelt die kinetische Energie durch das Abbremsen der Strömung in Druckenergie um. Im Unterschallbereich stellt der Diffusor eine Vergrößerung des Durchflussquerschnittes in Fließrichtung des strömenden Mediums dar. Fließt eine Überschallströmung in einen solchen Diffusor ein, so wird diese beschleunigt.

Im Auslegungspunkt des Ejektors sollte die Strömung im Düsenhals auf eine Unterschallgeschwindigkeit verringert werden. Häufig jedoch wird die Strömung im Düsenhals nicht genügend verlangsamt, sodass sie mit Überschallgeschwindigkeit in der Erweiterung der Düse ankommt. In einem solchen Fall ergibt sich ein Druckstoß im Diffusor (siehe Abbildung 3.7). Je größer die Geschwindigkeit im Hals, desto weiter in Richtung des Austritts verschiebt sich der Druckstoß. Die Stelle des Druckstoßes ist so lokalisiert, dass der Druck nach dem Druckstoß dem Austrittsdruck gleicht.

Der **Nachbrenner** ist in Abbildung 3.14 schematisch dargestellt. Er besteht aus drei symmetrisch angeordneten Freistrahlfammen. Der Durchmesser der Düsenöffnungen beträgt jeweils 5,5 mm, was eine 1,1 m hohe Flamme ergibt. Der Auslegungspunkt liegt bei  $\Delta p_{Erdgas} = 10$  mbar was dem Erdgas-Massenstrom von 0,0026 kg/s und der Leistung von ca. 93 kW bis 130 kW entspricht, je nach dem momentanen Brennwert des Erdgases. Dies entspricht einem Luftmassenstrom von 0,044 kg/s bei einer stöchiometrischen Verbrennung. Die Wände des Nachbrenners sind mit Glykol gekühlt.

Die Leistung des Brenners kann durch die Änderung des Erdgas-Massenstroms in breiten Grenzen reguliert werden, was die Anpassung an die momentane Abgasmenge ermöglicht. Die Anlage wurde mit einem Flammenwächter ausgestattet. Die Erdgaszuleitung zum Nachbrenner und die Kerosinzuleitung zur Versuchskammer werden automatisch geschlossen bzw. nicht geöffnet, wenn die Flamme im Nachbrenner nicht brennt.

## A.3 Bedienung der IS CRA Anlage

Die Bedienung der Anlage erfolgt zum Teil automatisiert durch ein Lab-View Programm, installiert auf dem Bedienungsrechner der Anlage, zum Teil zentralisiert über Schalt- und Sicherheitselemente im Schaltkasten im hinteren Teil der Anlage, und zum Teil manuell mit Ventilen und Schaltern, die an verschiedenen Stellen der Anlage lokalisiert sind.

Die Lautstärke der funktionierenden Anlage kann über 130 dB betragen, sodass die Kommunikation zwischen Personen in der Nähe der Anlage sehr erschwert ist. Trotz mehrerer Sicherheitseinrichtungen ist Fehlbedienung und solche Schaltkombinationen der Anlage möglich, die zur Beschädigung der Anlage führen oder die Sicherheit beeinträchtigen können. Aus diesen Gründen ist eine Vorausplanung und gute Kenntnis der Anlage eine Voraussetzung für einen sicheren Betrieb.

Gehörschutz und Schutzbrille gehören zur Pflicht-Schutzausrüstung bei der Bedienung der Anlage.

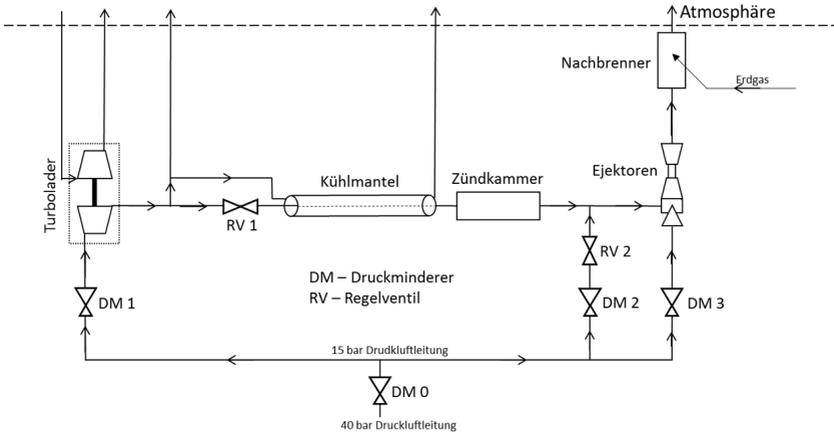
### Hochfahren der Anlage

Für den Betrieb der Anlage muss die Versorgung mit Erdgas sowie mit Druckluft aus 40 bar und 16 bar Leitungen gewährleistet werden. Die Druckluftströme aus den Leitungen unterscheiden sich mit ihren Taupunkten, sodass nur die Luft aus der 40 bar Leitung bei kälteren Versuchstemperaturen als Kühlluft zur Entspannung im Turbolader geeignet ist. Der Ejektor sowie die Nebenluft werden üblicherweise aus der 16 bar Leitung versorgt.

Das Hochfahren der Anlage fängt mit grundsätzlich geschlossenen Zuleitungen für alle Medien an.

Die Abbildung A.1 stellt schematisch die Luftflüsse in dem Prüfstand dar. Die adsorptionsgetrocknete Druckluft aus dem 40 bar Netz wird im Druckminderer DM 0 auf 15 bar entspannt und den Druckminderern DM 1, DM 2 und DM 3 zugeführt. Der Bereich über der gestrichelten Linie stellt die Umgebung dar.

### Vorbereitungsphase



**Abbildung A.1:** Luftflüsse im Prüfstand

Das Haupt-Erdgasventil der Versuchshalle ist zu öffnen.

Die Luftdruck-Kompressoren und Trockner sind einzuschalten und die Hauptventile zu öffnen.

Es besteht eine Möglichkeit, den gesamten Druckluftmassenstrom durch die 16 bar Leitung vom Druckluftraum in die Anlage zu schicken. Dazu wird die 40 bar Druckluft entspannt und in die 16 bar Druckluft-Vorratsbehälter eingespeist. Bei Bedarf ist auf entsprechende Schaltung der Luftdruckleitungen vor dem Hochfahren der Anlage zu achten.

Das Lab-View Bedienungsprogramm sowie der Hautpschalter der Anlage sind einzuschalten.

Wenn die Ventile vor DM1, DM2 und DM3 geschlossen sind, können die Haupt-Druckluftventile langsam geöffnet werden. Ein schnelles Öffnen kann eine kurzzeitige Drucküberschreitung verursachen, wonach das Sicherheitsventil aktiviert und die Leitung automatisch geschlossen wird.

Das Hauptgasventil der Anlage ist zu öffnen.

Das Luftdruckventil für Regelventilantrieb öffnen. Sicherstellen, dass der Versorgungsdruck nicht unter 4 bar liegt (am Druckminderer abzulesen).

Regelventil RV 1 ist zu öffnen (maximalen Luftdurchfluss über das Programm einstellen oder manuell öffnen). Regelventil RV2 in eine geschlossene Position umstellen (minimalen Luftdruck über das Programm einstellen oder manuell schließen).

Einen offenen Zugang der Umgebungsluft zur Anlage (zum Beispiel durch Abziehen der Luftfilterabdeckung) gewährleisten.

Den Abzug einschalten. Auf die vernetzten Abzüge achten - die gesamte Abzugsleistung muss für die Anlage verfügbar sein – die vernetzten Aufzüge müssen verschlossen sein.

### **Einschalten der Luftströme (Ejektor und Turbolader)**

Die Druckminderer auf minimalen Druck einstellen.

Das Ventil zum Ejektor öffnen.

Das Ventil DM 3 öffnen und den Druck auf dem Druckminderer auf den gewünschten Wert einstellen (Optimum bei ca. 4,5 bar).

Das Ventil DM 2 öffnen und den Druck auf ca. 2 bar einstellen.

Gegebenfalls die Ventile bei zusätzlichen Ejektoren für höheren Luftmassenstrom öffnen.

Richtige Verschaltung der Schmierölleitungen für die Turbolader sicherstellen (eine oder zwei Turbolader, je nach angestrebtem Betriebspunkt).

Ölpumpe einschalten (Schaltkasten). Öldruck in der Pumpe ein wenig höher als den vorgesehenen Luftdruck vor dem Turbolader einstellen.

Das Ventil DM 1 langsam öffnen. Den Druck auf dem Druckminderer langsam auf gewünschten Wert einstellen.

Nach diesem Schritt können andere Zugänge der Umgebungsluft zur Anlage (z.B. die Luftfilterabdeckung) wieder verschlossen werden.

Es folgt eine Kühlphase, die am schnellsten bei maximalem möglichem Durchfluss durch die Zündkammer, geschlossenem Regelventil RV 2 und einer angemessenen Zufuhr der Kaltluft in den Kühlmantel erfolgt.

Durchgang über die Gefriertemperatur des Wassers muss bei fließendem Kerosin erfolgen, sonst droht Vereisung der Kerosindüse durch die in Luft und Kraftstoff enthaltene Feuchtigkeit – hierzu muss der Nachbrenner eingeschaltet sein.

### **Nachbrenner**

Die Anlage ist mit Sicherheitsventilen ausgerüstet, die die Kerosinzufuhr und Gaszufuhr unterbrechen, wenn der Nachbrenner erlischt. Dieses Sicherheitsmerkmal muss für die Zündung des Nachbrenners umgangen werden, wozu eine manuelle Freischaltung am Not-Aus Schalter angebracht ist.

Kühlflüssigkeit einschalten.

Erdgaszufuhr im Regelungskasten einschalten. Das Erdgas wird noch nicht in den Nachbrenner zugeführt - das Ventil ist durch den Sicherheitsmechanismus geschlossen.

Bei den Arbeiten am Nachbrenner gehören Arbeitshandschuhe zur persönlichen Sicherheitsausrüstung.

Anschluss zur Ionisationssonde abnehmen und den Verschluss abdrehen.

Zündflamme (z.B. einen Hand-Gasbrenner) in die Öffnung einführen. Die manuelle Freischaltung betätigen und gedrückt halten. Gaszufuhr wird geöffnet und der Nachbrenner zündet. Zündflamme herausziehen, Verschluss zudrehen und die Ionisationssonde anschließen. Erst jetzt kann die manuelle Freischaltung losgelassen werden.

### **Kerosinstrom**

Es ist sicherzustellen, dass die Ventile am Kerosintank in richtiger Betriebsposition eingestellt sind (Zufuhr des Kerosins in die Anlage, Stickstoffdruck auf der Unterseite des Kolbens – siehe Abschnitt „Bedienung des Druckkessels“ für die Bedienung des Kerosintanks/Kerosinpumpe).

Die Zuleitung für Kerosin ist mit einem Sicherheitsventil ausgestattet. Dieses Ventil wird nach 1 Minute Betrieb des Nachbrenners geöffnet. Erst dann kann der Kerosinstrom am Regelungskasten eingeschaltet werden. Den gewünschten Druck auf dem Druckminderer einstellen.

### **Einstellen der Versuchsbedingungen**

Die Versuchsbedingungen sollten erst nach abgeschlossener Kühlphase eingestellt werden.

Für Luftdruck und Massenstrom erfolgt dies entweder automatisch (Steuerung der Regelventile RV 1 und RV 2 durch die LabView Applikation) oder manuell durch Einstellen der Ventile RV 1 und RV 2.

Die Temperatur kann durch den Eingangsdruck am Turbolader eingestellt werden. Die Anlage besitzt hohe thermische Trägheit. Die entsprechende Zeit für Einstellung der gewünschten Temperatur ist vorzusehen. Für die Beurteilung der Stationarität der Versuchsbedingungen sind folgende Temperaturen zu beobachten: die Kerosintemperatur in der Nähe der Düse, die Lufttemperatur in der Zündkammer, sowie die Lufttemperatur im Kühlmantel und im Kerosinwärmetauscher.

Folgende Parameter haben Einfluss auf die erreichbaren Temperaturen: Druck vor dem Turbolader, Aufteilung der Luftströme in der Anlage zum Kühlmantel und zum Kerosinwärmetauscher (durch entsprechende Ventile einstellbar) und der Massenstrom der Luft in der Zündkammer selbst.

Für die Einzelheiten zur Regelung der Anlage siehe Anhang A.4.

### **Ausschalten der Anlage**

Die Ausschalt-Prozedur erfolgt grundsätzlich in umgekehrter Reihenfolge wie die Prozedur zum Hochfahren der Anlage. Dabei ist zu beachten, dass das Ausschalten des Nachbrenners erst nach ausreichendem Durchspülen der Anlage mit Luft (bei ausgeschalteter Kerosinzufuhr) erfolgt. Abschalten von Kerosin, Gas und Luftmassenströmen kann (unter Einhaltung der erforderlichen Reihenfolge) an den Haupthähnen erfolgen, damit die Leitungen nach dem Ausschalten druckfrei bleiben.

### **Bedienung des Druckkessels**

Der schematische Aufbau des Druckkessels mit seinen Zuleitungen unter Nennung der im Text erwähnten Ventile ist in Abbildung A.2 dargestellt. Die Schritte zum Befüllen, Betrieb und Druckabbau nach dem Betrieb sind in den Abbildungen A.3 bis A.5 dargestellt.

Der Druckkessel ist nicht durchgehend gegen Bedienungsfehler abgesichert. Folgende Ventileinstellungen dürfen nicht eingestellt werden:

- Öffnen der Kerosinzufuhr oder des Hauptventils Kerosin, wenn im unteren oder oberen Teil des Kessels Druck vorkommen kann.
- Solche Kombinationen der Stickstoffventil- und Kerosinventil-Einstellungen, die Stickstoff unter Druck in die ISCRA-Anlage führen würden.
- Solche Kombinationen der Stickstoffventil- und Kerosinventil-Einstellungen, die Kerosin in Richtung Stickstoffleitung (Hauptventil Stickstoff) führen würden.

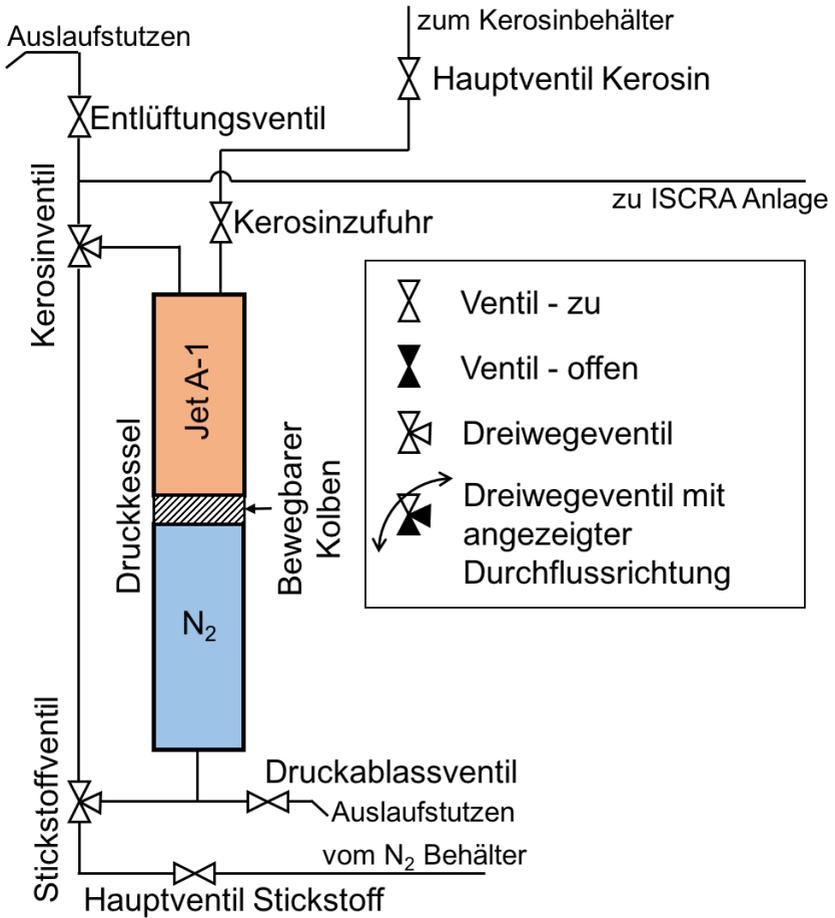


Abbildung A.2: Schematischer Aufbau des Druckkessels

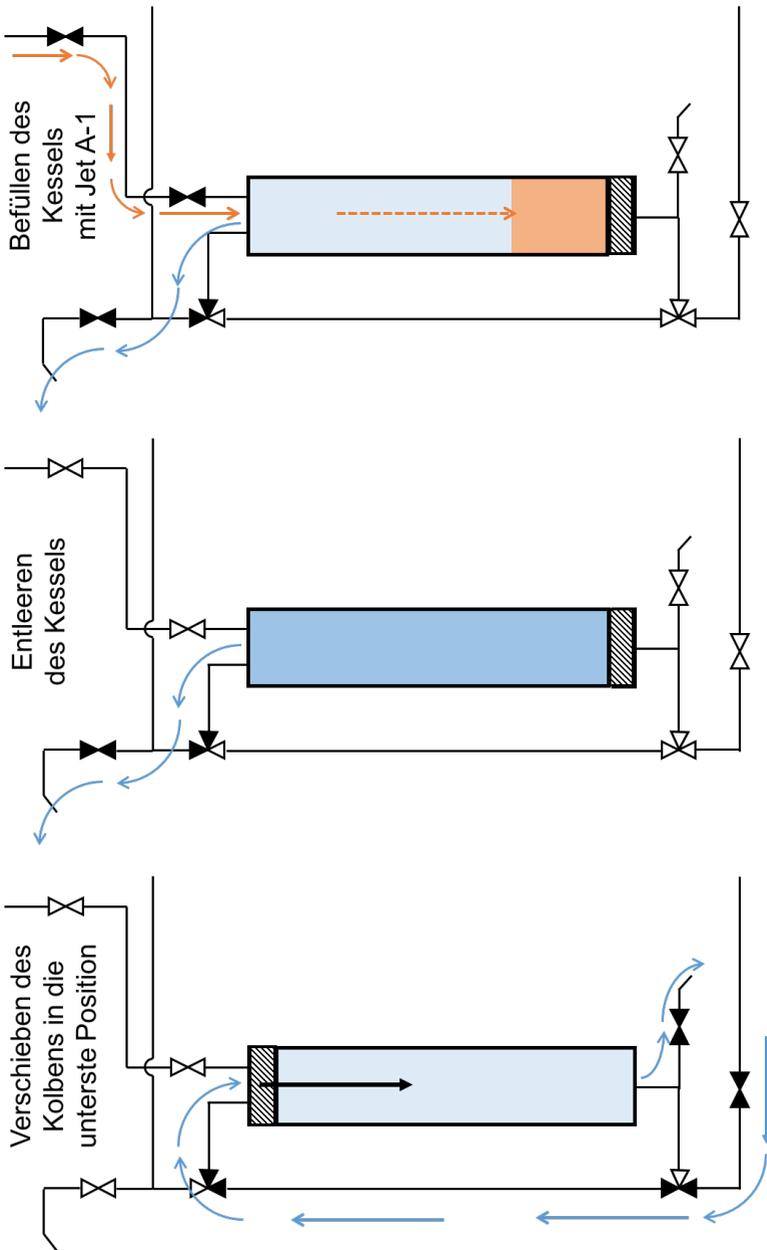


Abbildung A.3: Bedienung des Druckkessels - Teil 1

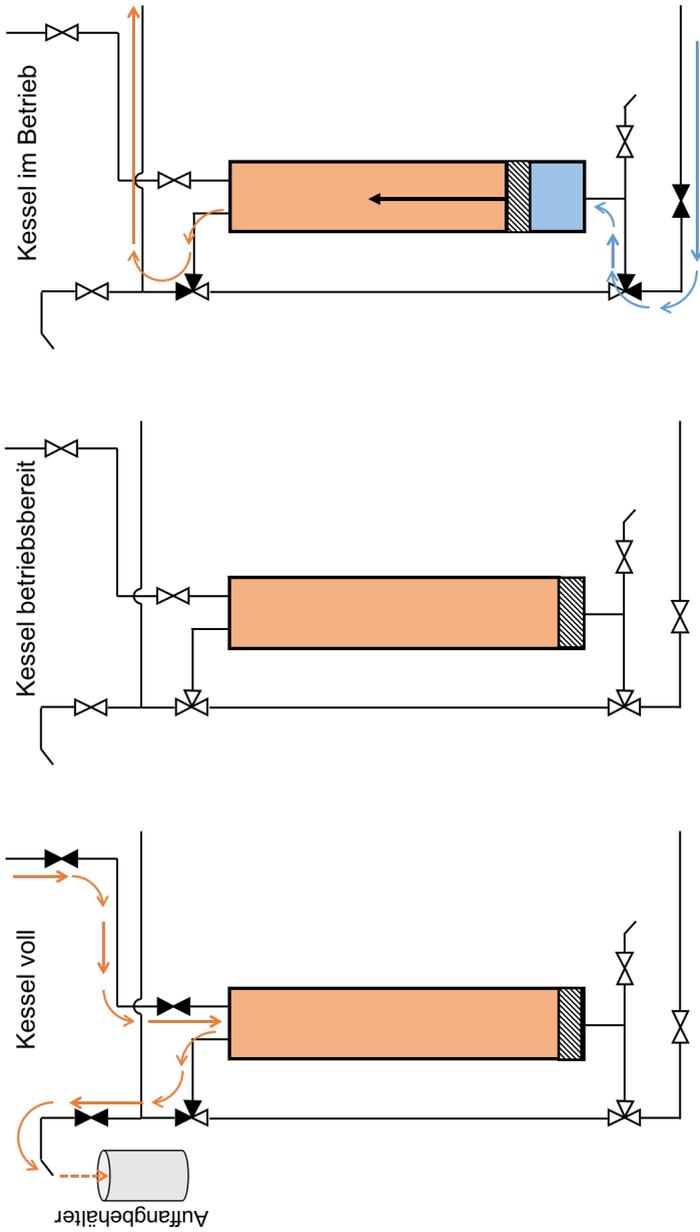


Abbildung A.4: Bedienung des Druckkessels - Teil 2

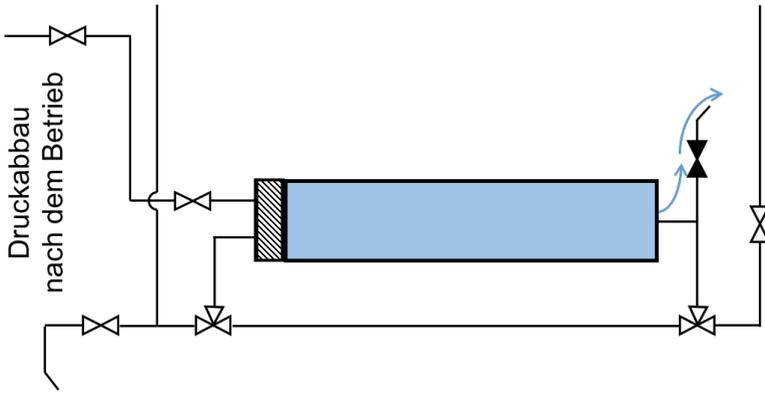


Abbildung A.5: Bedienung des Druckkessels - Teil 3

## A.4 Regelung der Testbedingungen in der IS CRA Anlage

In diesem Anhang ist die Regelung folgender Größen beschrieben:

- Lufttemperatur
- Luftdruck
- Luftmassenstrom

Die Strömungsgeschwindigkeit bzw. der Luftvolumenstrom ergeben sich aus den aufgelisteten Größen und dem Querschnitt des Versuchskanals.

Die Regelung der Sprayeigenschaften ist im Kapitel 2.7 beschrieben, die der Funkeigenschaften im Kapitel 3.3 und der Einfluss auf die Turbulenzeigenschaften der Strömung im Kapitel 3.1.

Die Abbildung A.6 stellt schematisch die Luftflüsse in dem Prüfstand dar. Die adsorptionsgetrocknete Druckluft aus dem 40 bar Netz wird im Druckminderer DM 0 auf 15 bar entspannt und den Druckminderern DM 1, DM 2 und DM 3 zugeführt. Der Bereich über der gestrichelten Linie stellt die Umgebung dar.

Der durch einen Ejektor erzeugte **Luftdruck** und der angesaugte **Luftmassenstrom** können durch Drosselung auf der Saugseite geregelt werden und hängen linear voneinander ab (siehe Abbildung A.7). Der Luftdruck und Luftmassenstrom könnten zwar auch durch Erhöhung des Gegendrucks über den Grenzgedruck sowie durch Änderung des Treibdruckes (wirkt auf den Grenzgedruck) beeinflusst werden. Diese Methoden sind jedoch schwierig umsetzbar, reduzieren den Wirkungsgrad des Ejektors und können beim Betrieb mit brennbaren Stoffen durch ihre Instabilität (im Grenzfall pumpen in die Saugseite) gefährlich werden, sodass sie nicht in Betracht gezogen wurden.

Die lineare Abhängigkeit des Saugdruckes und Saugmassenstroms begrenzt im Normalfall die anfahrbaren Betriebspunkte auf die Kennlinie des Ejektors. Zusätzliche Flexibilität bei üblichen technischen Anlagen wird durch die Verwendung

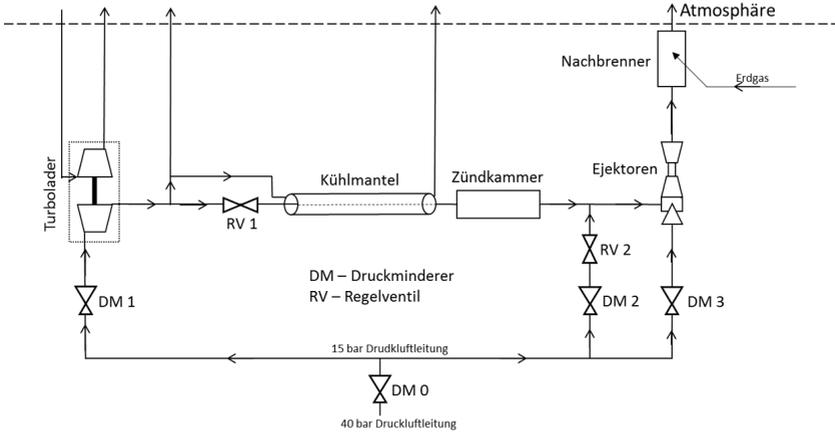


Abbildung A.6: Luftflüsse im Prüfstand

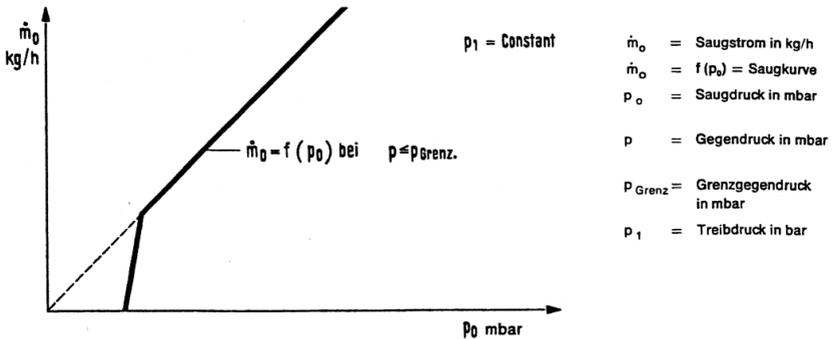


Abbildung A.7: Kennlinie eines Ejektors

mehrerer Ejektoren — sogenannter Ejektor-Batterien — gewährleistet. Je nach erforderlichem Saugstrom werden zusätzliche Ejektoren zu- oder abgeschaltet. Diese Lösung ermöglicht das Anfahren von Betriebspunkten auf mehreren Kennlinien, die – in grober Vereinfachung – die Summe von Kennlinien einzelner Ejektoren darstellen. Um den ganzen Bereich unter der Kennlinie anfahren zu können, muss auf der Saugseite durch einen Bypass ein zusätzlicher Luftmassenstrom hinzugefügt werden. Bei erwünschtem Druck  $p$  setzt sich dann der durch den Ejektor bedingte Massenstrom  $m$  aus zwei Massenströmen, dem erwünschten Massenstrom  $m_1$  und dem Ballastmassenstrom  $m_2$ , zusammen.

Der Treibdruck der Ejektoren ist durch den Druckminderer DM 3 geregelt. Die Drosselung der Saugseite erfolgt durch das Regelventil RV 1 und die Kombination von Druckminderer DM 2 und Regelventil RV 2. Der gewünschte Massenstrom ist vor dem Ventil RV 1 gemessen und fließt durch das Ventil und die Zündkammer hindurch. Der Ballastmassenstrom wird durch das Regelventil RV 2 hinzugefügt.

Die **Temperatur der Luft** am Turbinenausstritt des Turboladers ist durch das Luftdruckverhältnis am Turbineneintritt und Turbinenausstritt bestimmt. Dieser Luftdruck wird mit dem Druckminderer DM 1 geregelt. Die Lufttemperatur in der Zündkammer hängt zusätzlich von den Wärmeverlusten im Prüfstand ab. Um die Wärmeverluste minimal zu halten, wurde der Überschuss der kalten Luft in den Kühlmantel und zur Kühlung des Kerosins geleitet. Die großen Massenströme in der Zündkammer haben zwei zusätzliche positive Effekte auf die Luftkühlung: Erstens sind die Wärmeverluste durch die Wände relativ kleiner, was zu kleinerem Temperaturanstieg auf dem Weg vom Turbolader in die Zündkammer führt. Zweitens, der durch die Ejektoren erzeugte Unterdruck ist auch vor dem Regelventil RV 1 bemerkbar. Der Druck am Turbinenausstritt wird dadurch kleiner, was zu niedrigerer Lufttemperatur nach der Entspannung in der Turbine führt.

Die Temperatur wurde an folgenden Stellen mit Pt100 Thermoelementen gemessen: 30 mm stromaufwärts der Zündkammer, am Turbinenausstritt, in der Kerosinlanze und im Kerosin-Luft-Wärmetauscher. Die Messung findet in stationärem thermischen Zustand des Prüfstandes statt.

## **A.5 Sprayeigenschaften**

Für die Bestimmung der im Anhang A.5.1 dargestellten Sprayeigenschaften wurde Wasser mit einem Surfactant verwendet. Der Surfactant hatte jedoch keinen Einfluss auf die Zerstäubung des Wassers, wie im Anhang A.5.2 gezeigt wird. Aus diesem Grund wurde der Surfactant bei der Bestimmung von Sprayeigenschaften in der Arbeit nicht erwähnt.

### **A.5.1 Ergebnisse aus der PDPA-Messung**

Siehe Tabellen A.1 bis A.4 sowie Tabelle 4.6.

PDPA Data - Messwerte														Auswertung		
x	y	z	D <sub>10</sub>	D <sub>20</sub>	D <sub>23</sub>	D <sub>30</sub>	D <sub>31</sub>	D <sub>32</sub>	D <sub>33</sub>	N	$\bar{v}$	Ringfläche	$\bar{v}$			
in [mm]	in [mm]	in [mm]	in [ $\mu\text{m}$ ]	in [ $\frac{1}{\text{cm}^3}$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ ]	A	in [ $\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ ]									
40	0	0	11,9	13,3	14,9	15,9	18,4	22,7	51,1	4548	0,006	0,79	0,000			
40	1	0	11,7	13,2	14,9	16,0	18,6	23,2	53,6	4474	0,006	6,28	0,000			
40	2	0	11,9	13,4	15,0	16,0	18,5	22,8	50,8	4072	0,005	12,57	0,001			
40	3	0	12,8	14,4	16,1	17,1	19,7	24,0	51,0	3513	0,007	18,85	0,001			
40	4	0	14,3	15,8	17,5	18,2	20,6	24,3	47,0	2826	0,008	25,13	0,002			
40	5	0	16,6	18,2	19,9	20,9	23,4	27,5	51,7	2292	0,007	31,42	0,003			
40	6	0	19,1	20,6	22,2	23,0	25,3	28,9	49,3	1862	0,010	37,70	0,004			
40	7	0	21,9	23,6	25,4	26,6	29,3	33,8	56,5	2017	0,017	43,98	0,007			
40	8	0	24,8	26,5	28,3	29,4	32,0	36,2	55,7	1899	0,019	50,27	0,010			
40	9	0	28,1	30,1	32,2	33,2	36,1	40,4	58,3	1857	0,025	56,55	0,014			
40	10	0	32,1	34,4	36,7	37,6	40,6	44,9	60,1	1781	0,033	62,83	0,021			
40	11	0	36,7	39,1	41,7	42,2	45,3	49,2	60,6	1715	0,047	69,12	0,032			
40	12	0	42,3	45,1	48,1	48,5	51,9	55,9	66,0	1606	0,068	75,40	0,051			
40	13	0	48,7	52,1	55,8	56,0	60,0	64,5	74,3	1421	0,100	81,68	0,082			
40	14	0	60,0	64,9	70,1	69,6	75,0	80,2	89,7	1158	0,200	87,96	0,176			
40	15	0	66,4	70,9	75,8	75,2	80,0	84,5	92,8	1047	0,250	94,25	0,236			
40	16	0	68,7	72,2	75,8	75,5	79,1	82,5	89,2	1350	0,320	100,53	0,322			
40	17	0	74,4	77,6	81,0	80,6	83,8	86,8	92,4	1404	0,420	106,81	0,449			
40	18	0	79,7	82,8	86,0	85,6	88,7	91,4	96,4	1450	0,540	113,10	0,611			
40	19	0	84,5	87,6	90,9	90,3	93,4	95,9	100,5	1186	0,530	119,38	0,633			
40	20	0	89,0	92,0	95,1	94,5	97,4	99,8	103,9	889	0,460	125,66	0,578			
40	21	0	92,3	95,3	98,3	97,7	100,5	102,7	106,4	567	0,310	131,95	0,409			
40	22	0	95,3	98,1	101,0	100,4	103,0	105,1	108,7	267	0,170	138,23	0,235			
40	23	0	97,5	100,2	102,9	102,4	104,9	106,9	110,2	99	0,065	144,51	0,094			
40	24	0	97,0	99,7	102,4	101,9	104,4	106,5	109,9	30	0,018	150,80	0,027			
											$\sum \bar{v}$	3,996				

**Tabelle A.1:** Ergebnisse aus der PDPA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 4 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1.

PDDA Data - Messwerte													Auswertung		
x	y	z	D <sub>10</sub>	D <sub>20</sub>	D <sub>21</sub>	D <sub>30</sub>	D <sub>31</sub>	D <sub>32</sub>	D <sub>43</sub>	N	$\dot{\psi}$	A	$\dot{V}$	$\frac{\dot{V}}{\sum V}$	
in [mm]	in [mm]	in [mm]	in [ $\mu\text{m}$ ]	in [ $\frac{1}{\text{cm}^2}$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ ]	in [ $\text{mm}^2$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ ]	in [ ]							
40	0	0	9,1	10,5	12,1	13,1	15,7	20,4	53,7	5683	0,005	0,79	0,000	0,00	
40	1	0	9,1	10,4	11,8	12,4	14,6	17,9	43,0	43,0	0,005	6,28	0,000	0,00	
40	2	0	9,3	10,5	12,0	12,3	14,2	16,8	35,8	4665	0,004	12,57	0,001	0,00	
40	3	0	10,0	11,4	13,0	13,7	16,0	19,6	45,5	4158	0,005	18,85	0,001	0,00	
40	4	0	11,1	12,5	14,0	14,6	16,8	20,0	43,2	3890	0,006	25,13	0,002	0,00	
40	5	0	12,6	14,0	15,5	16,3	18,6	22,2	47,2	3692	0,007	31,42	0,002	0,00	
40	6	0	14,2	15,6	17,0	18,0	20,3	24,2	50,3	3504	0,010	37,70	0,004	0,00	
40	7	0	15,9	17,2	18,5	19,5	21,5	25,1	48,3	3246	0,012	43,98	0,005	0,00	
40	8	0	17,7	18,8	20,1	21,0	23,0	26,3	47,7	3054	0,013	50,27	0,007	0,00	
40	9	0	19,5	20,7	21,9	22,7	24,5	27,5	45,8	2958	0,030	56,55	0,017	0,00	
40	10	0	21,6	22,7	23,9	24,7	26,3	29,0	44,5	2754	0,018	62,83	0,011	0,00	
40	11	0	24,1	25,4	26,8	27,5	29,4	32,3	46,7	2529	0,021	69,12	0,015	0,00	
40	12	0	28,7	28,7	30,5	31,3	33,6	37,0	51,2	2508	0,030	75,40	0,023	0,00	
40	13	0	31,0	33,0	35,1	35,8	38,5	42,1	54,2	2329	0,040	81,68	0,033	0,01	
40	14	0	35,3	37,9	40,7	41,3	44,6	48,9	61,0	2236	0,062	87,96	0,055	0,01	
40	15	0	41,8	45,2	49,0	49,4	53,7	59,0	71,4	1817	0,088	94,25	0,083	0,02	
40	16	0	48,2	52,1	56,4	56,5	61,1	66,3	77,1	1797	0,150	100,53	0,151	0,03	
40	17	0	62,9	68,8	75,3	74,4	80,9	86,8	96,9	1257	0,350	106,81	0,374	0,08	
40	18	0	64,4	68,8	73,6	73,2	78,1	82,9	92,0	1426	0,390	113,10	0,441	0,09	
40	19	0	67,9	71,9	76,2	75,7	80,0	83,9	91,5	1450	0,460	119,38	0,549	0,12	
40	20	0	69,7	72,9	76,2	75,8	79,1	82,0	88,0	1541	0,480	125,66	0,603	0,13	
40	21	0	72,4	75,5	78,7	78,2	81,3	84,0	89,2	1320	0,430	131,95	0,567	0,12	
40	22	0	75,0	77,7	80,4	80,1	82,7	85,1	89,6	1028	0,400	138,23	0,553	0,12	
40	23	0	77,7	80,0	82,4	82,2	84,6	86,7	90,9	774	0,320	144,51	0,462	0,10	
40	24	0	79,8	82,0	84,2	84,0	86,3	88,3	92,2	495	0,220	150,80	0,332	0,07	
40	25	0	81,7	83,8	86,0	85,8	88,0	90,0	93,8	279	0,130	157,08	0,204	0,04	
40	26	0	83,1	85,1	87,3	87,1	89,2	91,2	94,8	139	0,070	163,36	0,114	0,02	
40	27	0	82,9	84,9	87,0	86,9	88,9	90,9	94,5	60	0,028	169,65	0,048	0,01	
40	28	0	82,2	84,1	86,2	86,0	88,0	89,9	93,5	21	0,009	175,93	0,015	0,00	
													$\sum V$	4,669	

**Tabelle A.2:** Ergebnisse aus der PDDA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 8 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1.

PDPA Data - Messwerte														Auswertung		
x	y	z	D <sub>10</sub>	D <sub>20</sub>	D <sub>21</sub>	D <sub>30</sub>	D <sub>31</sub>	D <sub>32</sub>	D <sub>43</sub>	N	$\bar{v}$	A	V	$\sum V$		
in [mm]	in [mm]	in [mm]	in [ $\mu\text{m}$ ]	in [ $\frac{1}{\text{cm}^2}$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ ]	in [ $\text{mm}^2$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ ]		in [l]							
40	0	0	8,9	10,4	12,2	13,0	15,8	20,4	52,0	6334	0,009	0,79	0,000	0,00		
40	1	0	8,8	10,3	12,0	12,6	15,1	19,0	46,6	5729	0,015	6,28	0,001	0,00		
40	2	0	9,0	10,4	12,1	12,5	14,8	18,0	40,5	5488	0,025	12,57	0,003	0,00		
40	3	0	9,6	11,1	12,9	13,7	16,3	20,6	51,3	5192	0,008	18,85	0,001	0,00		
40	4	0	10,3	11,8	13,4	13,8	15,9	18,8	38,8	5239	0,008	25,13	0,002	0,00		
40	5	0	11,4	12,8	14,4	14,7	16,7	19,4	37,6	5346	0,011	31,42	0,003	0,00		
40	6	0	12,7	14,1	15,7	16,2	18,3	21,3	41,1	5435	0,022	37,70	0,008	0,00		
40	7	0	14,2	15,5	17,1	17,1	18,8	20,7	31,8	4950	0,018	43,98	0,008	0,00		
40	8	0	15,6	17,2	18,8	18,9	20,7	22,8	34,5	4053	0,014	50,27	0,007	0,00		
40	9	0	17,0	20,9	25,6	27,3	34,6	46,8	82,7	2181	0,023	56,55	0,013	0,00		
40	10	0	16,9	18,3	19,8	20,9	23,3	27,5	52,2	3562	0,017	62,83	0,011	0,00		
40	11	0	18,5	19,7	21,0	21,9	23,8	27,1	47,2	3597	0,017	69,12	0,012	0,00		
40	12	0	20,5	21,7	23,0	24,0	26,0	29,4	49,7	4546	0,028	75,40	0,021	0,00		
40	13	0	22,6	23,8	25,1	25,9	27,7	30,7	46,9	4371	0,033	81,68	0,027	0,00		
40	14	0	25,2	26,7	28,2	29,1	31,2	34,5	50,3	4452	0,048	87,96	0,042	0,01		
40	15	0	28,3	30,0	31,8	32,5	34,8	38,1	51,1	4266	0,067	94,25	0,063	0,01		
40	16	0	32,4	34,4	36,6	37,2	39,8	43,3	54,6	4141	0,100	100,53	0,101	0,02		
40	17	0	37,3	39,9	42,6	43,0	46,1	50,0	60,2	4012	0,170	106,81	0,182	0,03		
40	18	0	42,5	45,3	48,2	48,4	51,7	55,4	64,2	3921	0,260	113,10	0,294	0,05		
40	19	0	48,1	51,0	54,0	54,0	57,3	60,7	68,1	3779	0,390	119,38	0,466	0,07		
40	20	0	52,9	55,7	58,5	58,4	61,4	64,5	70,7	3608	0,530	125,66	0,666	0,11		
40	21	0	57,4	60,0	62,6	62,5	65,2	67,9	73,4	3196	0,640	131,95	0,844	0,14		
40	22	0	61,0	63,3	65,8	65,7	68,1	70,6	75,4	2707	0,660	138,23	0,912	0,15		
40	23	0	64,1	66,2	68,4	68,3	70,5	72,6	78,8	2040	0,590	144,51	0,853	0,14		
40	24	0	66,3	68,2	70,2	70,1	72,0	73,9	77,7	1424	0,450	150,80	0,679	0,11		
40	25	0	68,2	69,9	71,7	71,6	73,4	75,1	78,5	880	0,300	157,08	0,471	0,08		
40	26	0	69,2	70,8	72,4	72,3	73,9	75,5	78,7	499	0,180	163,36	0,294	0,05		
40	27	0	69,6	71,1	72,6	72,6	74,1	75,6	78,6	249	0,089	169,65	0,151	0,02		
40	28	0	69,9	71,3	72,7	72,7	74,2	75,6	78,5	113	0,040	175,93	0,070	0,01		
40	29	0	70,2	71,6	72,9	72,9	74,3	75,6	78,3	47	0,016	182,21	0,029	0,00		
40	30	0	70,1	71,5	72,8	72,8	74,1	75,5	78,2	17	0,005	188,50	0,009	0,00		
													$\sum V$	6,233		

**Tabelle A.3:** Ergebnisse aus der PDPA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 16 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1.

PDDA Data - Messwerte													Auswertung		
x	y	z	D <sub>10</sub>	D <sub>20</sub>	D <sub>21</sub>	D <sub>30</sub>	D <sub>31</sub>	D <sub>32</sub>	D <sub>33</sub>	$\dot{N}$	$\dot{v}$	A	$\dot{V}$	$\dot{V}$	
in [mm]	in [mm]	in [mm]	in [ $\mu\text{m}$ ]	in [ $\frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2\text{s}}$ ]	in [ $\text{mm}^2$ ]	in [ $\frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ ]	in [l]							
40	0	0	10,2	11,5	13,1	13,8	16,0	19,5	44,9	5534	0,009	0,79	0,000	0,00	
40	1	0	10,1	11,5	13,1	13,7	15,9	19,3	43,9	5565	0,010	6,28	0,001	0,00	
40	2	0	10,0	11,5	13,2	13,6	15,9	19,2	42,9	5595	0,012	12,57	0,002	0,00	
40	3	0	10,2	11,6	13,1	13,4	15,4	18,0	36,5	7610	0,014	18,85	0,003	0,00	
40	4	0	10,7	12,1	13,7	14,1	16,2	19,2	40,0	8476	0,018	25,13	0,005	0,00	
40	5	0	11,4	12,9	14,5	15,0	17,2	20,5	42,1	9457	0,034	31,42	0,011	0,00	
40	6	0	12,5	13,9	15,5	16,0	18,2	21,3	42,5	9875	0,029	37,70	0,011	0,00	
40	7	0	13,2	14,6	16,1	16,8	19,0	22,4	45,2	10591	0,068	43,98	0,030	0,00	
40	8	0	14,6	15,9	17,3	18,1	20,2	23,6	46,4	10341	0,083	50,27	0,042	0,01	
40	9	0	15,7	17,1	18,6	19,7	22,1	26,3	53,1	9672	0,047	56,55	0,027	0,00	
40	10	0	17,0	18,3	19,7	20,8	23,0	26,8	51,2	9707	0,078	62,83	0,049	0,01	
40	11	0	18,2	19,5	20,8	22,0	24,2	28,2	53,0	9577	0,260	69,12	0,180	0,03	
40	12	0	19,8	21,2	22,6	23,9	26,2	30,5	56,0	8981	0,100	75,40	0,075	0,01	
40	13	0	21,1	22,4	23,8	25,1	27,4	31,4	55,2	8570	0,078	81,68	0,064	0,01	
40	14	0	22,9	24,3	25,7	26,9	29,2	33,1	55,6	8194	0,082	87,96	0,072	0,01	
40	15	0	25,1	26,6	28,1	29,3	31,6	35,4	55,8	7560	0,094	94,25	0,089	0,01	
40	16	0	27,7	29,2	30,8	31,7	34,0	37,5	54,2	7021	0,110	100,53	0,111	0,02	
40	17	0	30,9	32,7	34,6	35,5	38,0	41,6	56,5	6707	0,160	106,81	0,171	0,03	
40	18	0	34,9	36,8	38,8	39,2	41,6	44,7	54,8	6286	0,220	113,10	0,249	0,04	
40	19	0	39,3	41,4	43,7	44,0	46,5	49,5	58,2	6008	0,330	119,38	0,394	0,06	
40	20	0	44,0	46,2	48,5	48,6	51,0	53,8	60,6	5291	0,440	125,66	0,553	0,08	
40	21	0	48,6	50,6	52,8	52,8	55,1	57,5	62,9	4675	0,570	131,95	0,752	0,11	
40	22	0	54,6	54,6	56,7	56,7	58,9	61,1	66,0	4093	0,670	138,23	0,926	0,14	
40	23	0	56,3	58,1	60,0	60,0	62,0	64,0	68,2	3167	0,660	144,51	0,954	0,14	
40	24	0	58,9	60,5	62,2	62,2	63,9	65,7	69,4	2121	0,520	150,80	0,784	0,12	
40	25	0	60,9	62,4	64,0	64,0	65,6	67,2	70,5	1292	0,350	157,08	0,550	0,08	
40	26	0	62,2	63,6	65,1	65,1	66,5	68,0	71,0	659	0,190	163,36	0,310	0,05	
40	27	0	63,0	64,3	65,7	65,7	67,0	68,4	71,3	296	0,088	169,65	0,149	0,02	
40	28	0	63,7	64,9	66,1	66,1	67,4	68,6	71,2	118	0,036	175,93	0,063	0,01	
40	29	0	64,2	65,3	66,4	66,4	67,6	68,7	71,1	43	0,013	182,21	0,024	0,00	
40	30	0	64,4	65,5	66,6	66,6	67,7	68,8	71,2	12	0,003	188,50	0,006	0,00	
												$\sum \dot{V}$	6,634		

**Tabelle A.4:** Ergebnisse aus der PDDA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 24 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1.

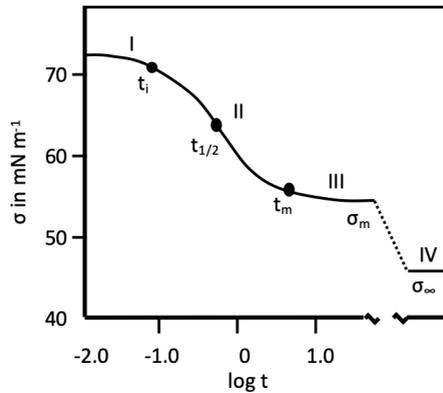
## A.5.2 Surfactant

In der ATA-Anlage wurde als Versuchsflüssigkeit eine Mischung von destilliertem Wasser mit einem von der BASF SE hergestellten Surfactant mit dem Produktnamen Plurafac LF 901 verwendet. Der Surfactant ist ein Fettalkoholalkoxyolat ohne genaue Angabe der chemischen Formel. Die verwendete Konzentration von  $0,667 \frac{\rho_{\text{Surfactant}}}{\rho_{\text{Wasser}}}$  ändert die Oberflächenspannung des Wassers im Gleichgewichtszustand von einem Wert von  $73 \frac{\text{mN}}{\text{m}}$  (Wert nach VDI Wärmetlas [227]) auf einen Wert von  $25,68 \frac{\text{mN}}{\text{m}}$ . Dieser Wert wurde gewählt, um die Oberflächenspannung von JET A-1 zu simulieren, wird aber bei der Zerstäubung nicht erreicht, wie weiter unten beschrieben.

Die Gleichgewichts-Oberflächenspannung einer Surfactant-Lösung stellt sich nicht sofort ein. Wenn eine neue Oberfläche hergestellt wird, müssen die Surfactantmoleküle zur neuen Oberfläche hin diffundieren, dort adsorbieren und gleichzeitig die richtige räumliche Ausrichtung annehmen (nach Eastoe und Dalton [72]). Die Änderung der Oberflächenspannung mit der Zeit ist durch eine dynamische Oberflächenspannung ( $\sigma(t)$  oder DST - *Dynamic Surface Tension*) beschrieben. Ein verallgemeinerter zeitlicher Verlauf der Oberflächenspannung ist in Abbildung A.8 dargestellt. Die Zeit  $t_i$  stellt die Induktionszeit dar. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Oberflächenspannung der Lösung annähernd gleich der Oberflächenspannung des Solvents. Die Zeit  $t_m$  stellt die Zeit bis zum Erreichen des Meso-Gleichgewichts dar. Nach diesem Zeitpunkt nähert sich die Oberflächenspannung nur langsam der Gleichgewichts-Oberflächenspannung der Surfactant-Lösung.

Die Induktionszeiten  $t_i$  für Fettalkoholalkoxyolate auf Basis von n-Dodekan betragen nach Gao und Rosen [88]

$$t_i > 0,2 \text{ s.} \quad (\text{A.5.1})$$



**Abbildung A.8:** Dynamische Oberflächenspannung: I - Induktion; II - schnelle Reduktion; III - Meso-Gleichgewicht; IV - Gleichgewicht (übernommen von Xi Yuan Hua und Rosen [241] mit Erlaubnis von Elsevier).

Die Zerstäubung ist ebenfalls ein dynamischer Prozess, in dem neue Oberflächen generiert werden. Die Zeit zum Zerfall des Strahles kann nach Lefebvre [137] durch folgende Korrelation abgeschätzt werden:

$$t_b = 28,65 \frac{\rho_l d_0}{\sqrt{\rho_a \Delta p_l}}, \quad (\text{A.5.2})$$

worin  $d_0$  den Düsendurchmesser bezeichnet, der in der vorliegenden Arbeit  $d_0 = 0,3 \text{ mm}$  beträgt.

Eine Berechnung mit Werten, die als repräsentativ für die durchgeführten Messungen gelten können ( $\rho_l = 820 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $\rho_a = 0,9 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  und  $\Delta p_l = 0,5 \text{ MPa}$  - siehe Tabelle 4.6), ergibt:

$$t_b = 28,65 \frac{820 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 0,0003 \text{ m}}{\sqrt{0,9 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 0,5 \text{ MPa}}} \approx 0,01 \text{ s}. \quad (\text{A.5.3})$$

Der Vergleich der Induktionszeit der Fettalkoholalkoxylate  $t_i > 0,2$  s (Gleichung A.5.1) und des Zeitmaßes zum Zerfall des Sprays  $t_b \approx 0,01$  s (Gleichung A.5.3) ergibt:

$$t_b \ll t_i \quad (\text{A.5.4})$$

Damit ist die wirksame Oberflächenspannung bei der Zerstäubung der Flüssigkeit in der ATA-Anlage durch den Surfactanten nicht beeinflusst. Die wirkende Oberflächenspannung gleicht der Oberflächenspannung des Solvents, also des Wassers.

## A.6 Randbedingungen der numerischen Strömungssimulation in der Sprache des Solvers

Anbei sind die Randbedingungen der numerischen Strömungssimulation in der Sprache des Solvers dargestellt. Die Kommentare wurden *in Deutscher Sprache und in Kursivschrift* hinzugefügt.

**Simulationstyp:** Steady State (RANS)

### **Inlet**

MASS AND MOMENTUM: Normal Speed = *Messpunktspezifisch* [ $\text{m s}^{-1}$ ]

TURBULENCE: Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio (5% intensity and a viscosity ratio  $\mu/\mu_t$  equal to 10)

### **Outlet**

Boundary Type = OPENING (RANS)

FLOW DIRECTION: Normal to Boundary Condition

MASS AND MOMENTUM: Opening Pressure and Direction

Relative Pressure = -30000 [Pa]

TURBULENCE: Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio (5% intensity and a viscosity ratio  $\mu / \mu_t$  equal to 10)

**Walls**

Boundary Type = WALL

MASS AND MOMENTUM: No Slip Wall

WALL ROUGHNESS: Smooth Wall

**DOMAIN MODELS:**

BUOYANCY MODEL: Non Buoyant

REFERENCE PRESSURE: 1 [atm]

**FLUID MODELS:**

HEAT TRANSFER MODEL:

Fluid Temperature = *Messpunktspezifisch* [°C]

Option = Isothermal

TURBULENCE MODEL: k epsilon

TURBULENT WALL FUNCTIONS: Scalable

TURBULENCE INITIAL CONDITIONS: Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio (5% intensity and a viscosity ratio  $\mu / \mu_t$  equal to 10)

**SOLVER CONTROL:**

Turbulence Numerics = First Order

ADVECTION SCHEME: High Resolution

CONVERGENCE CONTROL:

Physical Timescale = 0.001 [s]

Timescale Control = Physical Timescale

Double Precision = Off

### **Fluideigenschaften**

*Für die Berechnungen wurde aus der CFX-Datenbank das Material: „Luft, ideales Gas“ gewählt.*

## **A.7 Auswertungsverfahren – Zündenergie und Zündwahrscheinlichkeit**

Die Messprotokolle wurden in der Datei „MIELanglie.xlsx“ gespeichert, auf einem Blatt pro Versuchsbedingung. Die Struktur des Protokolls ist in Abbildung A.9 dargestellt. Für die Datenauswertung durch das LabView Programm müssen die Blätter einzeln als Komma-getrennte .csv Dateien gespeichert werden. Für das Programm relevante Spalten sind die „Capacity“ (Kapazität), „Voltage“ (Ladespannung), „Outcome“ (Ergebnis) sowie „Test number“ (Zündversuchsnummer). Sowohl die Lage der Spalten als auch das Zahlenformat muss für das Programm beibehalten werden.

### **Auswertung der Funkenenergie**

Die gemessenen Spannungsverläufe am Hochspannungsteiler und am Shunt werden vom Oszilloskop als Komma-getrennte .csv-Dateien gespeichert. Die Benennung der Dateien ist für das Auswertungsprogramm wichtig. Der Name besteht aus zwei Buschstaben und einer fünfstelligen Zahl, wie z.B.: ui00036. Der nächste gespeicherte Punkt wird mit einer höheren Zahl gespeichert, wie z.B.: ui00037. Das Oszilloskop addiert zum Namen „\_1“ für das Signal aus der ersten Probe (Spannung am Tastkopf), und „\_2“ für das Signal aus der zweiten Probe (Spannung am Shunt). Für einen Messpunkt werden im Endeffekt drei Dateien gespeichert, z.B.: „ui00036\_1.csv“ für Spannung am Tastkopf, „ui00036\_2.csv“ für Spannung

Bei „Outcome“ 0,5  
Überlebenszeit des Flammenkerns  
in ms

Ladespannung in V  
Kapazität in F

Ergebnis

Messpunkt

Anmerkungen

Date	11.12.2012	Ambient pressure		Humidity		
1= Ignition						
0,5= Kernel		Nozzle: 0.3		Distance in mm	40 axial	
0= No ignition		At. Pres.	5.08		13 radial	
?= Unsure				Electrodes' distance	1 mm	
X= No spark				$V_N$	41.7 Nmi <sup>3</sup> /h	
Temperature	-10 °C	Pressure	0.7	Air velocity	6.45 m/s	
Lower Energy Limit		J		Upper Energy Limit	J	
Capacity	Voltage	Energy in J	Outcome	Average with	Test Number	
2.70E-08	1.491E+04	3	1		003399	
Capacity	Voltage	Energy in J	Outcome	Average with	Test Number	
2.70E-08	1.491E+04	3	1		003400	
Capacity	Voltage	Energy in J	Outcome	Average with	Test Number	
2.70E-08	1.491E+04	3	1		003401	no spark data
Capacity	Voltage	Energy in J	Outcome	Average with	Test Number	
2.70E-08	1.466E+04	2.9	1		003402	

Abbildung A.9: Messprotokoll für Zündwahrscheinlichkeitsmessungen

am Shunt, und „ui00036.txt“, wo die Einstellungen des Oszilloskops gespeichert sind.

Das Programm main.vi berechnet die Energien einzelner Messungen sowie Mittelwerte der Messungen in einem Messpunkt. Vier Angaben werden von dem Programm benötigt:

1. Dateipfad zur Datei mit einer Auflistung der auszuwertenden Dateien (Beispieldatei: „measpoints“). Die Auflistung der gespeicherten Dateien muss als eine Komma-getrennte .csv Datei vorhanden sein. Das Auswertungsprogramm berücksichtigt Informationen in Reihen mit folgendem Format: Name erster Datei, Name letzter Datei, Kapazität, Ladespannung, Ladeenergie, Messpunkt, (z.B. ui00031, ui00038, Messablauf, 1.00E-08, 1.265E+04, 0.8, 990018,) Es wird dabei geprüft, ob sich in der ersten Spalte ein Name, bestehend aus zwei Buchstaben und fünf Ziffern, befindet. Die Reihen, die diese Bedingung nicht erfüllen, werden ignoriert. Messpunkt bedeutet

hier eine aus sechs Ziffern bestehende Zahl, die eine Zuordnung der Spannungsverläufe zu den Messbedingungen ermöglicht (wie z.B. Ladespannung, Kapazität, Elektrodenabstand, Strömungsgeschwindigkeit etc.).

2. Verzeichnis, unter dem die Spannungsverläufe vom Oszilloskop gespeichert sind (Beispieldatei: „ui00036\_1.csv“ und „ui00036\_2 .csv“).
3. prozentuale Angabe, bis zu wieviel Prozent des Maximalwertes sollte das Stromsignal als Hintergrundsignal gesehen werden, d.h. in der Auswertung abgeschnitten werden (siehe Beschreibung der Auswertung weiter unten).
4. Dateipfad, wo eine Datei mit Ergebnissen gespeichert werden sollte (Beispieldatei: „output“).

Eine Beispielmessung ist auf dem rechten Diagramm der Abbildung 3.27 zu sehen. Die Auswertungsprozedur der Funkenenergie wurde im Kapitel 4.2 dargestellt.

Die ausgegebene Datei ist eine Komma-getrennte .csv-Datei (Beispieldatei: „output“), die reihenweise folgende Informationen enthält: Messpunkt, mittlere Energie in Joule aus n-Messungen, Energie in der 1ten Messung, Energie in der 2ten Messung, . . . , Energie in der nten Messung (z.B. 900018, 0.0122409407, 0.0131496729, 0.0132012111, 0.0078558040, 0.0077948327, 0.0140244314). Das Programm mainDrawSignal.vi hat die gleiche Funktionalität wie main.vi, mit dem Unterschied, dass, anstatt der „ouptut“ Datei, .jpg Dateien mit jedem Spannungsverlauf gespeichert werden. Die .jpg Dateien werden im gleichen Ordner wie Messdateien gespeichert, im Unterordner „\jpeg“. Die Dateien in diesem Ordner werden überschrieben.

### Zuweisung der Funkenenergie zu den Messpunkten

In der **Datei Messpunkte.xlsx** sind alle Messpunkte mit ihren Kapazitäten und Ladespannungen aufgelistet und im Blatt „Messpunkte“ zusammengefügt. Das Blatt wird als Komma-getrennte .csv-Datei gespeichert, wobei alle Spalten links von der Spalte mit Kapazitäten gelöscht werden. Dieses Datei ist eine Inputdatei für das Programm listPoints.vi (Beispieldatei: „Messpunkte“).

**Das Programm listPoints.vi** generiert eine Inputdatei für das Programm listEnergyPoints.vi. Es liest eine Komma-getrennte .csv-Datei ein, wo Kapazität und Ladespannung ein oder mehrere Messpunkte zugewiesen sind (Beispieldatei: „Messpunkte“). Die gleiche Kombination von Kapazität und Ladespannung darf in dieser Datei mehrmals auftreten. In der Komma-getrennten .csv-Ausgangsdatei tritt jede Kombination von Kapazität und Ladespannung nur einmal auf, und es sind ihr alle passenden Messpunkte zugewiesen (Beispieldatei: „listofPoints“).

**Das Programm listEnergyPoints.vi** generiert eine Datei zur Bearbeitung als Excel-Datei „MissingEnergyPoints.xlsx“. Es liest zwei Dateien ein:

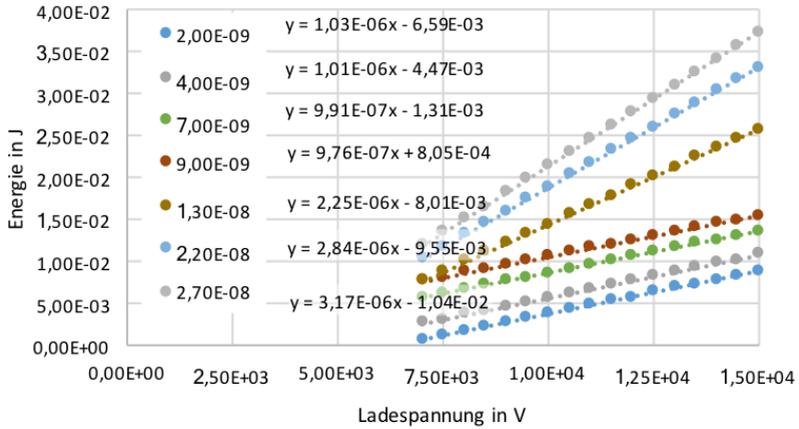
1. eine Komma-getrennte .csv Datei, wo jeder Kapazität und Ladespannung die zugehörigen Messpunkten zugeordnet sind (Beispieldatei: „listofPoints“).
2. eine Komma-getrennte .csv-Datei, wo jedem Messpunkt eine mittlere Energie und Energien aus fünf einzelnen Messungen zugeordnet sind (Beispieldatei: „output“)

Das Programm liest die Energie für jeden Messpunkt aus der „output“-Datei ein. Der eingelesene Messpunkt wird mit den Messpunkten in der Datei „listofPoints“ verglichen. Wenn ein Messpunkt mit gleichem Namen in der Datei „listofPoints“ gefunden wird, ist in der ersten Spalte die zugehörige mittlere Energie aus der Datei „output“ dazugeschrieben.

Die ausgeschriebene Datei ist eine modifizierte „listofPoints“ Datei, wo in der ersten Spalte eine Energie steht. Für die Reihen, für die keine übereinstimmenden Messpunkte in der Datei „output“ gefunden wurden, ändert sich im Vergleich zur Datei „listofPoints“ nichts (Beispieldatei: „EnergyPoints“).

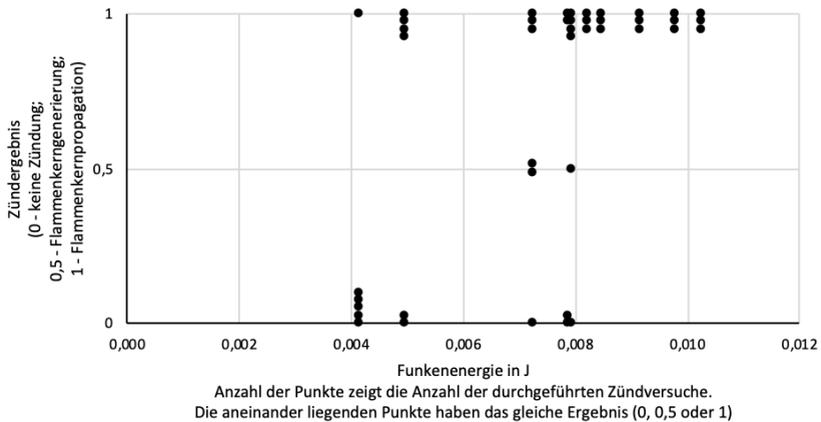
Die in der Datei „EnergyPoints“ aufgelisteten Energien wurden in eine Excel-Datei „MissingEnergyPoints.xlsx“ eingelesen und im Blatt „EnergyPoints“ gespeichert. Eine Interpolation der Funkenenergien für die Messpunkte, für die keine direkte Messung bei gegebener Ladespannung und Kapazität existiert, wurde in folgenden Schritten durchgeführt:

- für jede verwendete Kapazität wurde ein Blatt erstellt, in das dazugehörige Datenreihen kopiert wurden. Für die Kapazitäten, bei denen die Datenmenge dies zulässt, wurde die Funkenenergie als Funktion der Ladespannung interpoliert (siehe Abbildung A.10).
- im Blatt „Anpassung“ wurde eine leere Tabelle mit Abhängigkeit der Funkenenergie von der Ladespannung und der Kapazität (siehe Abbildung A.11) erstellt. Für die Kapazitäten, für die eine Interpolation im vorigen Schritt möglich war, sind die Spalten mit den interpolierten Energien gefüllt.
- im nächsten Schritt erfolgt die Interpolation der fehlenden Energien im Blatt „Anpassung“. Für jede Ladespannung wird die Energie als Funktion der Kapazität interpoliert. Die Interpolation erfolgte getrennt in zwei Bereichen: bis 9 nF und ab 10 nF. Dies wurde durch unterschiedlichen Aufbau und Verhalten der kleineren und größeren Kondensatoren bedingt (siehe Kapitel 3.3.1). Mit diesem Schritt werden die fehlenden Energien für alle Kapazitäten bestimmt und die Tabelle in der Abbildung A.11 aufgefüllt.
- mithilfe der aufgefüllten Tabelle aus der Abbildung A.11 erfolgt die Interpolation der Energie als Funktion der Ladespannung für jede Kapazität. Mit den erstellten Interpolationsgleichungen wurden die fehlenden Funkenenergien im Blatt „EnergyPoints“ für alle Messpunkte berechnet.
- Blatt „forOutput“ wurde erstellt als eine Kopie des Blatts „EnergyPoints“, mit gelöschten Spalten für Ladespannung und Kapazität.



**Abbildung A.10:** Interpolation der Zündenergie für ausgewählte Kapazitäten des Zündgeräts. Die Legende stellt die Kapazität in Farad und die Anpassungsgleichung dar





**Abbildung A.12:** Ergebnis aus einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit bei Bedingungen „21Ta“ nach Zuweisung der Funkenenergien

Das Blatt „forOutput“ muss als .csv-Datei gespeichert werden. Diese Datei ist der Input für das Programm listPointEnergy.vi.

**Das Programm listPointEnergy.vi** generiert eine Inputdatei für das Programm mainEvaluationCE.vi. Es liest eine Komma-getrennte .csv-Datei ein, wo jeder Energie die Messpunkte, die diese Energie besitzen, gehören (Beispieldatei: „forOutput.csv“). Eine Komma-getrennte .csv-Datei wird ausgegeben, wo jedem Messpunkt eine Energie in Joule zugeordnet wird (Beispieldatei: „newoutput“).

Für die Auswertung unter Berücksichtigung der Energie in der 1. Phase der Funkenentladung wird zu jeder Energie in der ausgeschriebenen Datei 19 mJ addiert (Beispieldatei: „newoutputaddiert“) (zur Begründung dieses Wertes siehe Kapitel 3.3.2).

Die Abbildung A.12 zeigt ein beispielhaftes Ergebnis aus einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit nach Zuordnung der Funkenenergien. Die Energien sind um mehrere Größenordnungen kleiner als die in den Kondensatoren gespeicherten Energien.

### Numerisches Verfahren zur statistischen Auswertung der Zündenergie

Die Varianzen und die Kovarianz von  $\beta_0$  und  $\beta_1$  wurden mit dem in der Dissertation von Bane [28] (Seiten 218-220) angewendeten Verfahren berechnet:

Im ersten Schritt sind die zweiten Ableitungen der Wahrscheinlichkeitsfunktion bezüglich  $\beta_0$  und  $\beta_1$  sowie die Kreuzableitung berechnet. Diese Werte sind in einer Informationsmatrix gespeichert:

$$\text{infomatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ableitung}_{\beta_0} & \text{Ableitung}_{\beta_0\beta_1} \\ \text{Ableitung}_{\beta_0\beta_1} & \text{Ableitung}_{\beta_1} \end{bmatrix} \quad (\text{A.7.1})$$

Ein Kehrwert der Informationsmatrix ist erstellt, um die gesuchten Varianzen und die Kovarianz zu finden:

$$\text{varmatrix} = \text{infomatrix}^{-1} \quad (\text{A.7.2})$$

$$\sigma_{00} = \text{varmatrix}(1, 1) \quad (\text{A.7.3})$$

$$\sigma_{11} = \text{varmatrix}(2, 2) \quad (\text{A.7.4})$$

$$\sigma_{01} = \text{varmatrix}(1, 2) \quad (\text{A.7.5})$$

Ein Ergebnis der statistischen Analyse ist am Beispiel der Messung bei Bedingungen „21Ta“ in der Abbildung A.13 dargestellt.

**Das Programm mainEvaluationCE.vi** generiert eine Datei mit Ergebnissen einer statistischen Analyse.

Es liest ein:

- eine Komma-getrennte .csv-Datei, wo jedem Messpunkt eine Energie in Joule zugeordnet ist (Beispieldatei: „newoutput“).

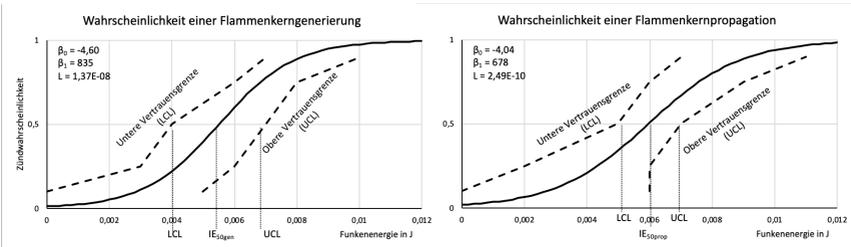


Abbildung A.13: Ergebnis einer statistischen Analyse am Beispiel der Messbedingungen „21Ta“

Generation oder Propagation  
des Flammenkerns

Messung	Ergebnis Energie in J	Beschreibung der Spalten auf der rechten Seite						
21T.csv	MIE0.500gen	0.004252	UCL/LCL/b0/b1/Likelihood	0.005	0.004	-15.94	3749	1.50E-02
21T.csv	MIE0.500prop	0.00514	UCL/LCL/b0/b1/Likelihood	0.006	0.004	-5.15	1002	8.33E-05
21Ta.csv	MIE0.500gen	0.00457	UCL/LCL/b0/b1/Likelihood	0.007	0.002	-1.7	372	4.47E-09
21Ta.csv	MIE0.500prop	0.005466	UCL/LCL/b0/b1/Likelihood	0.008	0.003	-1.7	311	2.78E-10
21Tb.csv	MIE0.500gen	0.01122	UCL/LCL/b0/b1/Likelihood	0.016	0.007	-2.3	205	1.25E-05
21Tb.csv	MIE0.500prop	0.013632	UCL/LCL/b0/b1/Likelihood	0.018	0.009	-2.89	212	8.82E-06

Abbildung A.14: Struktur einer vom „mainEvaluationCE.vi“ generierten Datei

- die Messprotokolle aus einzelnen Messungen (zum Beispiel 21T.csv, 22T.csv, und so weiter). Dazu ist ein Verzeichnis anzugeben (im Feld „Choose folder to evaluate points“), wo sich diese Dateien befinden. Dieser Ordner muss einen Unterordner „results“ haben (der Ordner hat keine Funktion, er ist nötig zur Vereinfachung beim Umprogrammieren aus einer älteren Version des Programms). Die Struktur der Protokolle aus den einzelnen Messungen ist im Kapitel 4.4 beschrieben.

Es generiert:

- eine Komma-getrennte .csv-Datei (ohne „.csv“ Erweiterung) mit Ergebnissen einer statistischen Analyse. Das Programm schreibt die Daten in Reihen zu einer existierenden Datei hinzu. Die Datei muss bereits vorhanden sein (zumindest als leere Datei). Die Struktur der Datei ist in der Abbildung A.14 dargestellt.

Die Auswertungsprozedur:

1. Die Datei „newoutput“ wird in eine Matrix umgewandelt, die Gleitkommazahlen mit 12 signifikanten Stellen beinhaltet.
2. Die Messprotokolle aus dem angegebenen Verzeichnis (im Feld „Choose folder to evaluate points“) werden aufgelistet. Die weiter beschriebene Auswertung wird einmal für jedes Messprotokoll ausgeführt. Ausführung in einer Schleife für jedes eingelesene Messprotokoll:
3. Das Unterprogramm energyToDataCE.vi liest ein Messprotokoll ein und weist jedem Messpunkt eine Energie aus der Datei „newoutput“ zu.
4. Das Unterprogramm genAndPropArraymaker.vi generiert zwei Matrizen zur statistischen Auswertung:
  - eine Matrix, in der die erfolgreiche Zündung nur als Flammenkernpropagation definiert ist (die Zündung ist erfolgreich nur für das Zündergebnis „1“). Weiter Propagations-Matrix genannt.
  - zweite Matrix, in der die erfolgreiche Zündung als Flammenkerngenerierung und/oder Flammenkernpropagation definiert ist (die Zündung ist erfolgreich für das Zündergebnis „0,5“ und „1“). Weiter Generierung-Matrix benannt.
5. Das Unterprogramm b0b1Fitting.vi berechnet die statistischen Parameter „b0“ ( $\beta_0$ ), „b1“ ( $\beta_1$ ) und die Wahrscheinlichkeitsfunktion für die Anpassung von Wahrscheinlichkeitskurven jeweils für Generierungs- und Propagations-Matrix. Für dieses Unterprogramm können im Hauptprogramm die Parameter: b0min (in dieser Arbeit -20), b1max (in dieser Arbeit 10000), incrementb0 (in dieser Arbeit 0.01) und incrementb1 (in dieser Arbeit 1) eingestellt werden (siehe Beschreibung des Programms b0b1Fitting.vi für eine genauere Erklärung).

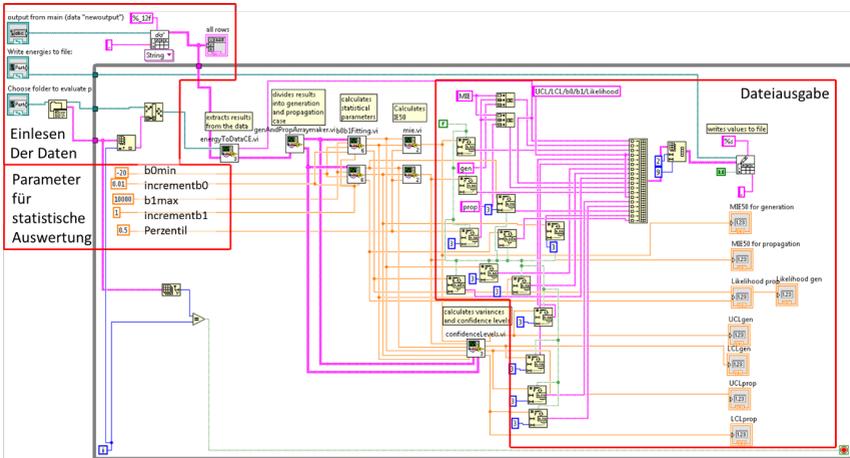


Abbildung A.15: Übersicht des Programms mainEvaluationCE.vi

6. Das Unterprogramm mie.vi berechnet aus der Wahrscheinlichkeitskurve die Energie für eine gewünschte Zündwahrscheinlichkeit (in dieser Arbeit 50%).
7. Das Unterprogramm confidenceLevels.vi berechnet das untere- und obere-Vertrauensniveau für das 95% Vertrauensniveau.
8. Die ausgewerteten Dateien sind als zwei neue Reihen – eine für Flammenkerngenerierung und eine für Flammenkernpropagation – in eine existierende .csv Datei geschrieben (Struktur siehe Abbildung A.14).

Die Übersicht des Programms mainEvaluationCE.vi ist in der Abbildung A.15 dargestellt.

**Das Programm energyToDataCE.vi** generiert eine Matrix mit Ergebnissen der Zündmessungen. Es liest ein:

- ein Messprotokoll aus einzelner Messung (zum Beispiel 21T.csv).
- eine Gleitkommazahl-Matrix mit Messpunkten und ihnen zugewiesenen Funkenenergien (Beispielmatrix: aus der Datei „newoutput“ generierte

Gleitkommazahl-Matrix) weiter als Messpunkt Funkenenergie-Matrix bezeichnet.

Es generiert:

- eine Matrix mit Ergebnissen der Zündmessungen in folgender Form: Messpunkt, Kapazität, Ladespannung, Zündergebnis, Kernüberlebenszeit in ms, Funkenenergie, Funkenenergie (es wird zweimal die Funkenenergie ausgegeben, um den Programmieraufwand bei einer Umstellung aus einer älteren Version des Programms zu minimieren). Weiter als Messpunkt-Ergebnis-Matrix bezeichnet.

Funktionsweise:

1. das Messprotokoll ist in eine String-Matrix umgewandelt.
2. das Unterprogramm `trialData.vi` holt aus dieser Matrix die Ergebnisse der Zündmessungen heraus. Die Matrix hat folgende Form: Messpunkt, Kapazität, Ladespannung, Zündergebnis, Kernüberlebenszeit.
3. Für jede Reihe (jeden Messpunkt) in der erstellten Matrix wird in der Messpunkt-Funkenenergie-Matrix nach der entsprechenden Funkenenergie gesucht. Diese Energie wird am Ende der Reihe in der erstellten Matrix zweimal dazugeschrieben, und auf diese Weise eine neue Messpunkt-Ergebnis-Matrix erstellt. (Es wird zweimal die Funkenenergie ausgegeben, um den Programmieraufwand bei einer Umstellung aus einer älteren Version des Programms zu minimieren).

**Das Programm `trialData.vi`** fasst die Ergebnisse der Zündmessungen aus dem Messprotokoll in einer Matrix zusammen.

Es liest ein:

- in eine String-Matrix umgewandeltes Messprotokoll
- Dateiname des Messprotokolls

Es generiert:

- eine Matrix mit Ergebnissen der Zündmessungen. Die Matrix hat folgende Form: Messpunkt, Kapazität, Ladespannung, Zündergebnis, Kernüberlebenszeit

Funktionsweise:

1. Das Programm prüft, ob die eingelesene Datei eine .csv Datei ist. Wenn nicht, erfolgt eine Fehlermeldung "Please check the input file Probably not a .csv file".
2. Für jede Reihe in der Matrix wird geprüft, ob die erste Spalte eine sechsstellige Nummer ist. Wenn nein, wird die Reihe übersprungen. Wenn ja, wird die Messnummer, Kapazität, Ladespannung, Zündergebnis und Kernüberlebenszeit in ms, aus den entsprechenden Spalten: 9., 1., 2., 5. und 6., extrahiert. Diese Werte sind als eine Reihe zur erstellten Matrix hinzugefügt.

**Das Programm genAndPropArraymaker.vi** generiert zwei Matrizen für statistische Auswertung.

Es liest ein:

- die Matrix mit Ergebnissen der Zündmessungen

Es generiert:

- eine Matrix, in der die erfolgreiche Zündung nur als Flammenkernpropagation definiert ist (die Zündung ist erfolgreich nur für das Ergebnis „1“). Die Matrix wird Propagations-Matrix genannt (im Programm: „propArray“)
- eine Matrix, in der die erfolgreiche Zündung als Flammenkerngenerierung und/oder Flammenkernpropagation definiert ist (die Zündung ist erfolgreich für das Ergebnis „0,5“ und „1“). Die Matrix wird Generierungs-Matrix genannt (im Programm: „genArray“)

Funktionsweise:

1. Die Matrix mit Ergebnissen der Zündmessungen wird in zwei Matrizen („propArray“ und „genArray“) kopiert, wobei für die Propagations-Matrix („propArray“) die Zündergebnisse „0,5“ in „0“ umgewandelt sind, und für die Generierungs-Matrix („genArray“) die Zündergebnisse „0,5“ in „1“ umgewandelt sind.

**Das Programm b0b1Fitting.vi** berechnet die Parameter  $b_0$ ,  $b_1$  und die Wahrscheinlichkeitsfunktion der Wahrscheinlichkeitskurve. (die Wahrscheinlichkeitsfunktion wird weiterhin als L-Funktion bezeichnet). Die Parameter  $b_0$  und  $b_1$  beschreiben die Lage und die Neigung der Wahrscheinlichkeitskurve. Es werden die Parameter gewählt, bei denen die L-Funktion ein Maximum annimmt. Für eine genauere Beschreibung und theoretischen Hintergrund, siehe Kapitel 4.4.

Es liest ein:

- die Propagations- oder die Generierungs-Matrix.
- die Parameter:  $b_{0min}$  (in dieser Arbeit -20),  $b_{1max}$  (in dieser Arbeit 10000),  $incrementb_0$  (in dieser Arbeit 0.01) und  $incrementb_1$

Es generiert:

- die Parameter  $b_0$ ,  $b_1$  und L-Funktion für eine Ergebnis-Matrix (Propagation oder Generierung)

Funktionsweise:

1. Die eingelesene Propagations- oder Generierungs-Matrix ist auf die Spalten: Messpunkt, Ergebnis und Funkenenergie reduziert.
2. Die Messpunkte ohne zugewiesene Funkenenergie (Funkenenergie gleich null) sind gelöscht, falls vorhanden.
3. Die Parameter  $b_0$ ,  $b_1$  und L-Funktion sind auf null gesetzt und gespeichert.
4. Die L-Funktion wird berechnet für die angegebenen Werte von  $b_0$  und  $b_1$ . Wenn der neue Wert der L-Funktion größer als der gespeicherte ist, werden

die gespeicherten  $b_0$ ,  $b_1$  und L-Funktions-Werte mit den neuen Werten überschrieben.

5. Der Parameter  $b_0$  ist um den Wert `incrementb0` verkleinert und die L-Funktion neu berechnet.
6. Die Schritte 3. bis 5. werden wiederholt bis der Parameter  $b_0$  den Wert `b0min` erreicht.
7. Der Parameter  $b_0$  ist auf null zurückgesetzt und der Parameter  $b_1$  um den Wert `incrementb1` vergrößert.
8. Die Schritte 3. bis 7. werden wiederholt, bis der Parameter  $b_1$  den Wert `b1max` erreicht.
9. Der höchste berechnete Wert der L-Funktion mit den dazugehörigen Werten der Parameter  $b_0$  und  $b_1$  ist ausgegeben.

**Das Programm `mie.vi`** berechnet aus der Wahrscheinlichkeitskurve die Energien für die gewünschte Zündwahrscheinlichkeit (in dieser Arbeit 50%) Es liest ein:

- die Parameter  $b_0$  und  $b_1$  der Wahrscheinlichkeitskurve
- die gewünschte Zündwahrscheinlichkeit (im Programm `mainEvaluationCE.vi` einstellbar)

Es generiert:

- die Zündenergie für die gewünschte Zündwahrscheinlichkeit.

**Das Programm `confidenceLevels.vi`** berechnet die unteren und oberen Vertrauensgrenzen für die berechneten Energien.

Es liest ein:

- die Parameter  $b_0$  und  $b_1$  für die Generierungs- sowie Propagations-Matrix aus den Programmen `b0b1Fitting.vi`

- die Zündenergie aus dem Programm mie.vi
- die Generierungs- und die Propagations-Matrix

Es generiert:

- unteres und oberes Vertrauensniveau für die Zündenergie bei der Flammkerngenerierung und Flammkernpropagation

Funktionsweise:

1. Das Unterprogramm variances.vi liest die Parameter b0 und b1 sowie die Generierungs- und Propagations-Matrix ein und berechnet die Varianz von b0, die Varianz von b1 und Kovarianz von b0 und b1 aus den Parametern für Generierung und Propagation.
2. Das Unterprogramm UCLandLCL.vi liest die berechneten Varianzen und Kovarianzen, sowie die Zündenergien aus dem Programm mie.vi ein und berechnet die unteren und oberen Vertrauensniveaus.
3. Ausgegeben werden die unteren und oberen Vertrauensniveaus für die eingelesenen Zündenergien.

**Das Programm variances.vi** berechnet die Varianzen von b0 und b1 sowie die Kovarianz.

Es liest ein:

- die Parameter b0 und b1 aus dem Hauptprogramm
- die Generierungs- oder Propagations-Matrix aus dem Hauptprogramm

Es generiert:

- Die Varianzen und Kovarianz der Parameter b0 und b1

Funktionsweise:

1. Die Berechnung erfolgt nach den Gleichungen A.7.1 bis A.7.5

**Das Programm UCLandLCL.vi** berechnet die untere und obere Vertrauensgrenze.

Es liest ein:

- die Varianzen und Kovarianz der Parameter  $b_0$  und  $b_1$  aus dem Hauptprogramm
- den Parameter  $b_0$  aus dem Hauptprogramm
- das Perzentil aus dem Hauptprogramm

Es generiert:

- das untere und obere Vertrauensniveau für eingegebene Größen

Funktionsweise:

1. Die Berechnung erfolgt nach der Gleichung 4.4.9 und dazugehöriger Beschreibung. Der Wert  $Z_{\alpha/2}$  ist als Konstante für das 95% Vertrauensniveau bei der Gauß-Verteilung angegeben ( $Z_{\alpha/2} = 1.95996$ ) und muss für ein anderes Vertrauensniveau manuell geändert werden.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipielle Darstellung der Stromspannungs-Charakteristik einer Glimmentladung mit einem Übergang in die Bogenentladung laut Townsend-Mechanismus . . . . .	11
2.2	Die Zeitentwicklung der Rotationstemperatur der OH-Radikalen nach der Entladung für die 0,032 mJ bis 1,0 mJ Entladungen. Von Ono et al. [165] mit Erlaubnis von AIP Publishing übernommen. . . . .	12
2.3	Volumen eines Funkenkerns 3 s nach der Entladung in Abhängigkeit von der Funkenenergie. Von Ono et al. [165] mit Erlaubnis von AIP Publishing übernommen. . . . .	13
2.4	Turbulente Energiekaskade (oben, sinnbildlich dargestellt) und turbulentes Energiespektrum (unten) nach Peters [170] . . . . .	28
2.5	Die an der Stoff- und Wärmeübertragung bei der Verdunstung beteiligten Prozesse . . . . .	41
2.6	Der Wechselwirkungskoeffizient $\eta$ in Abhängigkeit von Gruppenzahl $G_\eta$ nach Gleichung 2.7.18. Nach Annamalai und Ryan [11], mit Erlaubnis von Elsevier. . . . .	70
2.7	Diagramm der Strömungsregime in turbulenten Zweiphasenströmungen nach Elghobashi [74], übersetzt. . . . .	72
2.8	Schematische Darstellung einer laminaren Flammenfront, von Kasabov [118] übernommen. . . . .	77
2.9	Vergleich einer ebenen mit einer gewellten Flammenfront, von Kasabov [118] übernommen. . . . .	83
2.10	Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit auf die Länge einer laminaren Vormischflamme, von Kasabov [118] übernommen. . . . .	84
2.11	Falten der laminaren Flammenfront unter der Wirkung eines Wirbels, von Kasabov [118] übernommen. . . . .	85

---

2.12	Das Borghi-Diagramm (nach Borghi [37]), von Kasabov [118] übernommen. . . . .	89
2.13	Regimes der Tropfenverbrennung (n-Eikosan/Luft): (1) diffusionsbestimmt, (2) bestimmt durch chemische Kinetik, (3) chemische Reaktionsrate und Verdunstung langsamer als Diffusion, (4) instationäre Effekte werden signifikant, (5) Dominanz der superkritischen Effekte (nach Brzustowski [42]) . . .	93
2.14	Gruppenverbrennungs-Modi für die Verbrennung einer Tropfenwolke (übernommen von Chiu et al. [51] mit Erlaubnis von Elsevier), mit $S$ - entdimensionierter Abstand der Tropfen, $L_d$ - mittlere Entfernung zwischen zwei Tropfen und $R_d$ - Tropfenradius. . . . .	99
2.15	Gruppenverbrennungszahl als Funktion einer entdimensionierten Entfernung der Tropfen ( $L_d/R_d$ ) und der Anzahl der Tropfen ( $N$ ) (übersetzt und reproduziert von Annamalai [11] mit Erlaubnis von Elsevier). . . . .	100
2.16	Charakteristische S-Kurve, die alle möglichen Formen von Tropfenvergasung darstellt, inklusive reiner Verdunstung ( $Da \sim 0$ ), Zündung ( $Da = Da_{ign}$ ), reiner Verbrennung ( $Da = \infty$ ) und Erlöschen ( $Da = Da_{ext}$ ). Die Damköhler-Zahl ist als Verhältnis der charakteristischen Zeit der Strömung zur charakteristischen Zeit der Reaktion definiert (nach Law [134]). . . . .	114
2.17	Die errechneten laminaren Flammgeschwindigkeiten des Brennstoffs . . . . .	141
3.1	Übersicht der IS CRA-Anlage . . . . .	153
3.2	Maximaler Luftdurchfluss bei gegebenem Luftdruck in der IS CRA-Anlage . . . . .	153
3.3	Schnitt eines Turboladers; von Wikimedia Commons unter Public Domain dank NASA übernommen und modifiziert . . . . .	156
3.4	$h$ - $s$ Diagramm einer Turbine . . . . .	156
3.5	Schematischer Aufbau eines Ejektors . . . . .	158
3.6	$h$ - $s$ Diagramm eines Ejektors . . . . .	159
3.7	Lage des Druckstoßes in einem Diffusor . . . . .	160
3.8	Saugkurve eines Ejektors nach Grave [94] . . . . .	161

---

3.9	Einfluss des Treibmitteldruckes auf die Kennlinien eines Ejektors nach [94] . . . . .	162
3.10	Darstellung eingesetzter Turbulenzgitter . . . . .	163
3.11	Schematische Darstellung der Zündkammer . . . . .	164
3.12	Schema der Kerosinkühlung . . . . .	165
3.13	Stromflüsse in der Zündkammer; die Abbildung ist nicht maßgetreu	166
3.14	Schematische Darstellung des Nachbrenners. . . . .	167
3.15	Prinzipdarstellung der Messanordnung zur Charakterisierung des Sprays in der ATA-Anlage . . . . .	169
3.16	Schematische Darstellung eines Patternators . . . . .	170
3.17	Schematische Darstellung des Zündgeräts . . . . .	172
3.18	Ein idealer (links) und realer (rechts) stromdurchflossener Messwiderstand . . . . .	173
3.19	Koaxial aufgebauter niederohmiger Messwiderstand. 1 Stromzuführung; 2 Messabgriff; 3 Widerstandszylinder; 4 koaxiale Anschlussbuchse . . . . .	174
3.20	Anordnung zur Messung des Shunt-Widerstands . . . . .	175
3.21	Shuntvermessung - Widerstand . . . . .	175
3.22	Shuntvermessung - Sprungantwort bei einem Strom von 1,1 A . . .	176
3.23	Schematischer Aufbau eines Spannungsteilers . . . . .	177
3.24	Abbildung und Verschaltung des ohmschen Teilers, von Sack [193] übernommen. . . . .	179
3.25	Spannungsbegrenzung am Messeingang des Oszilloskops . . . . .	180
3.26	Schematische Darstellung des Zündsystems in der Testkonfiguration	180
3.27	Eine Funkenentladung im angewendeten System . . . . .	181
3.28	Schematische Darstellung des Zündsystems . . . . .	182
3.29	Schematische Darstellung des Zündsystems mit einem Quecksilberschalter . . . . .	183
3.30	Schematische Darstellung des Zündsystems mit einem Quecksilberschalter und mit entferntem Spannungskabel . . . . .	184
3.31	Spannungsabfall am Shunt beim Schaltvorgang im System mit einem Quecksilberschalter mit und ohne angeschlossenes Spannungskabel . . . . .	184

3.32	Spannungsabfall am Shunt beim Schaltvorgang im System mit einem Quecksilberschalter mit nicht angeschlossenem Spannungskabel, mit und ohne angeschlossenen Spannungsteiler . . .	185
3.33	Schematische Darstellung des Zündsystems mit größerem Widerstand zur Untersuchung des Systemverhaltens bei einer Funkenentstehung . . . . .	185
3.34	Spannungsabfall am Shunt beim Schaltvorgang im System mit einem Quecksilberschalter und bei der Entstehung eines Funkens	186
3.35	Konfiguration des Zündsystems für die Zeitverschiebungsmessung	187
3.36	Messung der Zeitverschiebung . . . . .	188
3.37	Messung der Zeitverschiebung - vergrößert (1) . . . . .	188
3.38	Messung der Zeitverschiebung - vergrößert (2) . . . . .	189
3.39	Verlauf der Spannung und des Stroms beim Funkendurchbruch . .	190
3.40	Verlauf der Spannung und des Stroms beim Funkendurchbruch - vergrößert . . . . .	190
3.41	Messung von Strom und Spannung in der Phase 1 der Entladung .	191
3.42	Energie in der 1. Phase der Funkenentladung mit und ohne Berücksichtigung der zeitlichen Verschiebung der Messsignale . . .	192
3.43	Einfluss der Signalaufösung auf das Messergebnis . . . . .	193
4.1	Simulierter Teil der Anlage . . . . .	197
4.2	Verfeinerungsbereich des Gitters - die Pfeile zeigen die Grenzen des verfeinerten Gitterbereiches . . . . .	198
4.3	Auswertungslinie mit Rot gekennzeichnet . . . . .	198
4.4	Gitterunabhängigkeitsstudie – Verlauf von $T_u$ und $I_t$ entlang der Auswertungslinie . . . . .	199
4.5	Vergleich der simulierten Konfiguration mit der experimentellen Konfiguration von Horstmann [107]. . . . .	200
4.6	Prinzipdarstellung der Messpunkte und die Abmessungen der Ringflächen, die durch diese Messpunkte repräsentiert werden. Der Messpunkt „0 mm“ liegt auf der Zerstäuberaxis . . .	204
4.7	Vergleich der Bestimmung des lokalen Massenstroms mittels PDPA und Patternator . . . . .	207
4.8	Änderung des Spraywinkels mit dem Zerstäubungsdruck. Die Punkte stellen die Messwerte dar. Die gepunktete Linie stellt die Anpassung an die Korrelation $2\theta \propto (\Delta p)^{0,11}$ dar. . . . .	208

---

4.9	Darstellung der Annahme zur Berechnung der Sprayeigenschaften im Punkt $y$ bei einer Änderung des Spraywinkels	210
4.10	Änderung der lokalen Sauterdurchmesser und der Massenstromdichte am Zündort in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck . . . . .	213
4.11	Änderung der lokalen Massenstromdichte am Zündort in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck . . . . .	214
4.12	Änderung des lokalen Sauterdurchmessers am Zündort in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck . . . . .	214
4.13	Lineare Anpassung des Sauterdurchmessers im angewendeten Zerstäubungsdruckbereich . . . . .	215
4.14	Lineare Anpassung der Massenstromdichte im angewendeten Zerstäubungsdruckbereich . . . . .	215
4.15	Beispielhafter Spannungsverlauf am Shunt vor und nach dem Tiefpassfilter . . . . .	220
4.16	Graphische Darstellung des Verfahrens zur Nullpunktkorrektur . . . . .	222
4.17	Graphische Darstellung des Signalzuschnitts für die Funkenenergieauswertung. . . . .	224
4.18	Begründung zur Bestimmung des Signalendes durch das Stromsignal.	225
4.19	Ergebnis einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit bei Bedingungen „21B“ (Diagramm oben); Generierung des Flammenkerns – Zuweisung des Ergebnisses „0,5“ zum Erfolg („1“) in der statistischen Analyse. Die aneinander liegenden Punkte haben das gleiche Ergebnis (0, 0,5 oder 1). . . . .	228
4.20	Ergebnis einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit bei Bedingungen „21B“ (Diagramm oben); Propagation des Flammenkerns – Zuweisung des Ergebnisses „0,5“ zum Misserfolg („0“; Diagramme rechts) in der statistischen Analyse. Die aneinander liegenden Punkte haben das gleiche Ergebnis (0, 0,5 oder 1). . . . .	229
5.1	Schematische Darstellung der Zündortlage in der Zündkammer . . . . .	234
5.2	Darstellung der eingesetzten Turbulenzgitter und ein Vergleich der erzeugten Turbulenzeigenschaften am Zündort (Ergebnis einer RANS Simulation bei gleichem Betriebspunkt für alle Turbulenzgitter) . . . . .	234

5.3	Errechnete Geschwindigkeitsfelder für die Messpunkte 21 und 22 für die drei verwendeten Turbulenzgitter. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	236
5.4	Strömung nach dem Turbulenzgitter A; die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	238
5.5	Strömung nach dem Turbulenzgitter B; die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	239
5.6	Strömung nach dem Turbulenzgitter C; die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	240
5.7	Strömung nach dem Turbulenzgitter A in der unmittelbaren Nähe des Zündortes (Rechteck 10 mm x 10 mm); die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	241
5.8	Strömung nach dem Turbulenzgitter B in der unmittelbaren Nähe des Zündortes (Rechteck 10 mm x 10 mm); die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	242

5.9	Strömung nach dem Turbulenzgitter C in der unmittelbaren Nähe des Zündortes (Rechteck 10 mm x 10 mm); die lokale mittlere Geschwindigkeit (oben), das integrale Längenmaßes (Mitte) und die Turbulenzintensität (unten) in der Ebene quer zur Strömungsrichtung – in der Ebene des Zündortes (links), 1 mm (Mitte) und 3 mm (rechts) aufwärts der Strömung. Das rote Kreuz zeigt die Lage des Zündortes . . . . .	243
5.10	Prozentuale Änderung von $T_u$ und $l_t$ in der Nähe des Zündortes für alle berechnete Turbulenzgitter . . . . .	244
5.11	Einfluss der Brennstofffilms auf den Elektroden auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung . . . . .	247
5.12	Einfluss des Brennstoffmassenstroms auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung . . . . .	248
5.13	Einfluss der Luftgeschwindigkeit auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung . . . . .	249
5.14	Einfluss der Lufttemperatur auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung . . . . .	250
5.15	Einfluss der Luft- und Kerosintemperatur auf die Energie in der 2. Phase der Funkenentladung . . . . .	251
5.16	Die vorhergesagten Zündenergien in Abhängigkeit von den vorgenommenen einzelnen Modifikationen des Modells von Ballal und Lefebvre. . . . .	256
5.17	Die charakteristischen Zeiten $t_e$ und $t_c$ , für das Modell mit der Modifikation 2 . . . . .	257
5.18	Die Änderung der vorhergesagten Zündenergien bei gleichzeitigem Einsatz der Modifikationen 1 bis 3. . . . .	260
5.19	Die Änderung der vorhergesagten Zündenergien bei Verwendung alternativer Ausdrücke für die Verdunstungs-, Reaktions- und Quench-Zeiten . . . . .	267
5.20	Unterschiede zwischen den Zündenergien bei geänderten Strömungsbedingungen (bei Einsatz unterschiedlicher Turbulenzgitter) – Messergebnisse und mit Modifikation 4 verändertes Modell. . . . .	268

---

5.21	Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie – Abb. 1 von 3 – Fälle: 30, 27, 24, 21 (von links nach rechts) – kleinere Sauterdurchmesser . . . . .	272
5.22	Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie – Abb. 2 von 3 – Fälle: 30, 28, 25 (von links nach rechts) – größere Sauterdurchmesser	273
5.23	Einfluss der Temperatur auf die Zündenergie – Abb. 3 von 3 – Fälle: 33, 29, 26 (von links nach rechts) – erhöhte Strömungsgeschwindigkeit . . . . .	274
5.24	Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 1 von 4 – Fälle 31, 32, 30, 33 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 253 K . . . . .	276
5.25	Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 2 von 4 – Fälle 28 und 29 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 263 K . . . . .	277
5.26	Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 3 von 4 – Fälle 25 und 26 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 273 K . . . . .	278
5.27	Einfluss der lokalen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündenergie – Abb. 4 von 4 – Fälle 22 und 23 (von links nach rechts) – bei einer Temperatur von 298 K . . . . .	278
5.28	Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie – Abb. 1 von 3 – Fälle 21 und 22 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 298 K . . . . .	280
5.29	Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie – Abb. 2 von 3 – Fälle 24 und 25 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 273 K . . . . .	280
5.30	Einfluss des Sauterdurchmessers auf die Zündenergie – Abb. 3 von 3 – Fälle 27 und 28 (von links nach rechts) – bei Temperatur von 273 K . . . . .	281
A.1	Luftflüsse im Prüfstand . . . . .	312
A.2	Schematischer Aufbau des Druckkessels . . . . .	317
A.3	Bedienung des Druckkessels - Teil 1 . . . . .	318
A.4	Bedienung des Druckkessels - Teil 2 . . . . .	319
A.5	Bedienung des Druckkessels - Teil 3 . . . . .	320
A.6	Luftflüsse im Prüfstand . . . . .	322

---

A.7	Kennlinie eines Ejektors . . . . .	322
A.8	Dynamische Oberflächenspannung: I - Induktion; II - schnelle Reduktion; III - Meso-Gleichgewicht; IV - Gleichgewicht (übernommen von Xi Yuan Hua und Rosen [241] mit Erlaubnis von Elsevier). . . . .	330
A.9	Messprotokoll für Zündwahrscheinlichkeitsmessungen . . . . .	334
A.10	Interpolation der Zündenergie für ausgewählte Kapazitäten des Zündgeräts. Die Legende stellt die Kapazität in Farad und die Anpassungsgleichung dar . . . . .	338
A.11	Zusammenfassung der Energie in der 2. Phase der Zündung in Abhängigkeit von der Kapazität und der Ladespannung . . . . .	339
A.12	Ergebnis aus einer Messung der Zündwahrscheinlichkeit bei Bedingungen „21Ta“ nach Zuweisung der Funkenenergien . . . . .	340
A.13	Ergebnis einer statistischen Analyse am Beispiel der Messbedingungen „21Ta“ . . . . .	342
A.14	Struktur einer vom „mainEvaluationCE.vi“ generierten Datei . . . . .	342
A.15	Übersicht des Programms mainEvaluationCE.vi . . . . .	344



# Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften des Kerosins Jet A-1 nach ASTM D1655 [12] <sup>1</sup> <i>je nach Bestimmungsmethode</i> . . . . .	7
2.2	Koeffizienten des $k$ - $\epsilon$ -Modells nach Launder und Sharma [129] . . . . .	39
2.3	Berechnete Eigenschaften von Frischluft und verbranntem Gas . . . . .	148
2.4	Beispielrechnung für die Berechnung der MIE nach Ballal und Lefebvre für einen ausgewählten Betriebspunkt (21A) . . . . .	149
2.4	Beispielrechnung für die Berechnung der MIE nach Ballal und Lefebvre für einen ausgewählten Betriebspunkt (21A) - Fortsetzung	150
3.1	Turbulenzeigenschaften für Gitter A in einem Rohr, ohne Brennstofflanze in der Mitte, gemessen in der Rohrmitte, 200 mm Abstand vom Turbulenzgitter (nach Horstmann [107]). Die Makrolängen sind über die Autokorrelationsfunktion nach Hinze [104] bestimmt . . . . .	164
3.2	Eigenschaften des Hochspannungstastkopfes PVM-1 laut Hersteller	177
3.3	Eigenschaften des ohmschen Teilers . . . . .	178
4.1	Gitterunabhängigkeitsstudie – $T_u$ und $l_t$ im Zündort . . . . .	199
4.2	Zusammenfassung der ausgewählten Strömungseigenschaften am Zündort - Zusammenfassung der Messwerte und Simulationsergebnisse . . . . .	202
4.3	Globale, volumenstromgewichtete Sauterdurchmesser laut PDPA Messung . . . . .	205
4.4	Berechnung des Spraywinkels für JET A-1 nach Gl. 2.7.10 . . . . .	209
4.5	Die Lage der Messwerte auf der $y$ -Achse für Wasser, die nach einer Umrechnung die Eigenschaften des Sprays für Jet-A1 am Zündort ( $y_f = 13$ mm) darstellen . . . . .	211
4.6	Die untersuchten Fälle mit ausgewählten gemessenen und errechneten Eigenschaften der Strömung und des Sprays am Zündort	219

4.7	Abgeschätzte Temperatur und Volumen des Funkenkerns bei minimaler und maximaler angewandeter Funkenenergie . . . . .	225
5.1	Zusammenfassung der untersuchten Fälle zur Abschätzung der Einflüsse auf die Funkenenergie in der 2. Phase der Funkenentladung. Die Bezeichnungen entsprechen den Versuchsbedingungen aus der Tabelle 4.6. Der Zusatz „e“ bedeutet das Abschalten der Brennstoffströmung. Beim Fall in Klammern wurde nur dann der Funke erzeugt, wenn die Elektroden frei von Brennstofftropfen waren. . . . .	245
5.2	Vergleich der gemessenen und vorhergesagten Zündenergien . . . . .	268
5.2	Vergleich der gemessenen und vorhergesagten Zündenergien - Fortsetzung . . . . .	269
5.2	Vergleich der gemessenen und vorhergesagten Zündenergien - Fortsetzung . . . . .	270
A.1	Ergebnisse aus der PDPA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 4 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1. . . . .	325
A.2	Ergebnisse aus der PDPA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 8 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1. . . . .	326
A.3	Ergebnisse aus der PDPA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 16 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1. . . . .	327
A.4	Ergebnisse aus der PDPA-Messung des verwendeten Zerstäubers bei einer Druckdifferenz von 24 bar. Für die Beschreibung der Auswertung siehe Kapitel 4.1.3.1. . . . .	328

# Literaturverzeichnis

- [1] Coordinating Research Council, Inc.: Handbook of aviation fuel properties. Warrendale, Pennsylvania, 1983. – Forschungsbericht
- [2] Abramzon, Boris ; Borde, Irene: Conjugate unsteady heat transfer from a droplet in creeping flow. In: *AICHe Journal* 26 (1980), Nr. 4, S. 536–544. <http://dx.doi.org/10.1002/aic.690260403>. – DOI 10.1002/aic.690260403. – ISSN 15475905
- [3] Abramzon, Boris ; Elata, C.: Unsteady heat transfer from a single sphere in stokes flow. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 27 (1984), Nr. 5, S. 687–695. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(84\)90138-8](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(84)90138-8). – DOI 10.1016/0017-9310(84)90138-8. – ISSN 00179310
- [4] Abramzon, Boris ; Sazhin, Sergei S.: Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption. In: *Fuel* 85 (2006), Nr. 1, S. 32–46. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2005.02.027>. – DOI 10.1016/j.fuel.2005.02.027. – ISSN 00162361
- [5] Abramzon, Boris ; Sirignano, William A.: Droplet vaporization model for spray combustion calculations. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32 (1989), sep, Nr. 9, S. 1605–1618. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(89\)90043-4](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(89)90043-4). – DOI 10.1016/0017-9310(89)90043-4. – ISSN 00179310
- [6] Aggarwal, Suresh K.: Ignition Behavior of a Multicomponent Fuel Spray. In: *Combustion and Flame* 76 (1989), S. 5–15. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(89\)90072-2](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(89)90072-2). – DOI 10.1016/0010-2180(89)90072-2

- [7] Aggarwal, Suresh K.: A Review of Spray Ignition Phenomena: Present Status and Future Research. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 24 (1998), Nr. 95, S. 565–600
- [8] Aggarwal, Suresh K.: Single droplet ignition: Theoretical analyses and experimental findings. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 45 (2014), dec, Nr. C, 79–107. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2014.05.002>. – DOI 10.1016/j.pecs.2014.05.002. – ISBN 0360–1285
- [9] Aggarwal, Suresh K. ; Sirignano, William A.: Ignition of fuel sprays: Deterministic calculations for idealized droplet arrays. In: *Symposium (International) on Combustion* (1985), Nr. i, S. 1773–1780
- [10] Aggarwal, Suresh K. ; Sirignano, William A.: Ignition of Polydisperse Sprays: Importance of D 20. In: *Combustion Science and Technology* 46 (1986), apr, Nr. 3-6, S. 289–300. <http://dx.doi.org/10.1080/00102208608959804>. – DOI 10.1080/00102208608959804. – ISBN 0010220860
- [11] Annamalai, Kalyan ; Ryan, William: Interactive processes in gasification and combustion. Part I: Liquid drop arrays and clouds. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 18 (1992), jan, Nr. 3, 221–295. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(92\)90012-P](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(92)90012-P). – DOI 10.1016/0360-1285(92)90012-P. – ISSN 03601285
- [12] ASTM: Standard Specification for Aviation Turbine Fuels. Version: 2012. <http://dx.doi.org/10.1520/D1655-11B.2>. 2012. – Forschungsbericht
- [13] Atkins, Daniel L. ; Ervin, Jamie S. ; Shafer, Linda: Experimental Studies of Jet Fuel Viscosity at Low Temperatures, Using a Rotational Viscometer and an Optical Cell. In: *Energy & Fuels* 19 (2005), sep, Nr. 5, 1935–1947. <http://dx.doi.org/10.1021/ef049683k>. – DOI 10.1021/ef049683k. – ISSN 0887–0624
- [14] Atkins, Peter ; Paula, Julio de: *Physical Chemistry*. 10th Editi. Oxford : Oxford University Press, 2014. – ISBN 978–0–19–969740–3

- [15] Awasthi, Inkant ; Gogos, George ; Sundararajan, Thirumalachari: Effects of size on combustion of isolated methanol droplets. In: *Combustion and Flame* 160 (2013), Nr. 9, 1789–1802. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2013.03.023>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2013.03.023. – ISBN 0010–2180
- [16] Awasthi, Inkant ; Pope, Daniel N. ; Gogos, George: Effects of the ambient temperature and initial diameter in droplet combustion. In: *Combustion and Flame* 161 (2014), feb, Nr. 7, S. 1883–1899. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.01.001>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2014.01.001. – ISSN 15562921
- [17] Babrauskas, Vytenis: *Ignition Handbook*. Issaquah, WA 98027, USA : Fire Science Publishers, 2003. – ISBN 0–9728111–3–3
- [18] Baehr, Hans D. ; Kabelac, Stephan: *Thermodynamik*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2016. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49568-1>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49568-1>. – ISBN 978–3–662–49567–4
- [19] Baehr, Hans D. ; Stephan, Karl: *Wärme- und Stoffübertragung*. 9., aktual. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2016. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49677-0>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49677-0>. – ISBN 978–3–662–49676–3
- [20] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: The Structure and Propagation of Turbulent Flames. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 344 (1975), Nr. 1637, 217–234. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1975.0099>. – DOI 10.1098/rspa.1975.0099. – ISBN 1364–5021
- [21] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: Flame quenching in turbulent flowing gaseous mixtures. In: *Symposium (International) on Combustion* 16 (1977), Nr. 1, S. 1689–1698. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(77\)80447-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(77)80447-5). – DOI 10.1016/S0082–0784(77)80447–5. – ISSN 00820784

- [22] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: Ignition and Flame Quenching in Flowing Gaseous Mixtures. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 357 (1977), oct, Nr. 1689, S. 163–181. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1977.0161>. – DOI 10.1098/rspa.1977.0161. – ISSN 1364–5021
- [23] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: Ignition and Flame Quenching of Quiescent Fuel Mists. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 364 (1978), dec, Nr. 1717, 277–294. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1978.0201>. – DOI 10.1098/rspa.1978.0201. – ISSN 1364–5021
- [24] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: Ignition of liquid fuel sprays at subatmospheric pressures. In: *Combustion and Flame* 31 (1978), S. 115–126
- [25] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: Ignition and Flame Quenching of Flowing Heterogeneous Fuel-Air Mixtures. In: *Combustion and Flame* 35 (1979), S. 155–168
- [26] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: A general model of spark ignition for gaseous and liquid fuel-air mixtures. In: *Symposium (International) on Combustion* 18 (1981), jan, Nr. 1, S. 1737–1746. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(81\)80178-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(81)80178-6). – DOI 10.1016/S0082–0784(81)80178–6. – ISSN 00820784
- [27] Ballal, Dilip R. ; Lefebvre, Arthur H.: Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air. In: *Symposium (International) on combustion* (1981)
- [28] Bane, Sally P.M.: *Spark Ignition: Experimental and Numerical Investigation With Application to Aviation Safety*, California Institute of Technology Pasadena, California, Diss., 2010
- [29] Barnett, Henry C. ; Hibbard, Robert R.: NACA Technical Report 1300. Basic Considerations in the Combustion of Hydrocarbon Fuels with Air / National Advisory Committee for Aeronautics. Lewis Flight Propulsion Lab. Cleveland, OH, United States, 1959. – Forschungsbericht. – 273 S.

- [30] Battin-Leclerc, F.: Detailed chemical kinetic models for the low-temperature combustion of hydrocarbons with application to gasoline and diesel fuel surrogates. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 34 (2008), Nr. 4, S. 440–498. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2007.10.002>. – DOI 10.1016/j.pecs.2007.10.002. – ISBN 0360–1285
- [31] Bayvel, L. ; Orzechowski, Z.: *Liquid Atomization*. Taylor & Francis, 1993. – ISBN 0–89116–959–8
- [32] Birch, AD ; Brown, D. R. ; Dodson, MG: Ignition probabilities in turbulent mixing flows. In: *Symposium (International) on Combustion* (1981), S. 1775–1780
- [33] Bird, Robert B. ; Stewart, Warren E. ; Lightfoot, Edwin N.: *Transport Phenomena*. Revised 2. New York : Wiley, 2007. – ISBN 0471410772
- [34] Birouk, M ; Gökalp, Iskender: A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002), Nr. 1, S. 37–45
- [35] Birouk, Madjid ; Gökalp, Iskender: Current status of droplet evaporation in turbulent flows. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 32 (2006), Nr. 4, S. 408–423. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2006.05.001>. – DOI 10.1016/j.pecs.2006.05.001. – ISBN 03601285
- [36] Borghesi, G. ; Mastorakos, Epaminondas: Autoignition of n-decane Droplets in the Low-, Intermediate-, and High-temperature Regimes from a Mixture Fraction Viewpoint. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 96 (2016), Nr. 4, 1107–1121. <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-016-9710-0>. – DOI 10.1007/s10494-016-9710-0. – ISBN 1573–1987
- [37] Borghi, R: On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames. Version: 1985. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4684-4298-4>. In: *Recent Advances in the Aerospace Sciences*. Boston, MA : Springer US, 1985. – DOI 10.1007/978-1-4684-4298-4. – ISBN 0306410796, S. 117–138

- [38] Boussinesq, J: Théorie de l'écoulement tourbillant. In: *Mém. Presentes par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr* 23 (1877), Nr. 46-50, S. 6
- [39] Bradley, Derek ; Habik, S.El-Din ; El-Sherif, S.A.: A generalization of laminar burning velocities and volumetric heat release rates. In: *Combustion and Flame* 87 (1991), dec, Nr. 3-4, 336–345. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(91\)90117-T](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(91)90117-T). – DOI 10.1016/0010-2180(91)90117-T. – ISSN 00102180
- [40] Bradley, Derek ; Lung, F.K-K.: Spark ignition and the early stages of turbulent flame propagation. In: *Combustion and Flame* 69 (1987), jul, Nr. 1, 71–93. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(87\)90022-8](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(87)90022-8). – DOI 10.1016/0010-2180(87)90022-8. – ISSN 00102180
- [41] Brereton, G. J.: A discrete multicomponent temperature-dependent model for the evaporation of spherical droplets. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 60 (2013), Nr. 1, S. 512–522. – ISSN 00179310
- [42] Brzustowski, T. A.: Chemical and physical limits on vapor-phase diffusion flames of droplets. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 43 (1965), feb, Nr. 1, 30–35. <http://dx.doi.org/10.1002/cjce.5450430106>. – DOI 10.1002/cjce.5450430106. – ISSN 00084034
- [43] Buckmaster, J: Edge-flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 28 (2002), S. 435–475
- [44] Burger, M. ; Schmehl, R. ; Prommersberger, K. ; Schäfer, O. ; Koch, R. ; Wittig, S.: Droplet evaporation modeling by the distillation curve model: Accounting for kerosene fuel and elevated pressures. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), Nr. 23, S. 4403–4412. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00286-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00286-2). – DOI 10.1016/S0017-9310(03)00286-2. – ISBN 00179310
- [45] Chao, B. T.: Transient Heat and Mass Transfer to a Translating Droplet. In: *Journal of Heat Transfer* 91 (1969), Nr. 2, S. 273–280. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3580145>. – DOI 10.1115/1.3580145. – ISSN 00221481

- [46] Chao, B.T ; Chen, James L.: Series solution of unsteady heat or mass transfer to a translating fluid sphere. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), feb, Nr. 2, 359–367. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(70\)90112-2](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(70)90112-2). – DOI 10.1016/0017-9310(70)90112-2. – ISSN 00179310
- [47] Chapman, Sydney ; Cowling, T. G.: *The Mathematical Theory of Non-uniform Gases An Account of the Kinetic Theory of Viscosity, Thermal Conduction and Diffusion in Gases*. Cambridge University Press, 1991. – 448 S. – ISBN 9780521408448
- [48] Chigier, N. A. ; McCreath, C. G.: Combustion of droplets in sprays. In: *Acta Astronautica* 1 (1974), Nr. 5-6, S. 687–710. [http://dx.doi.org/10.1016/0094-5765\(74\)90028-9](http://dx.doi.org/10.1016/0094-5765(74)90028-9). – DOI 10.1016/0094-5765(74)90028-9. – ISSN 00945765
- [49] Chin, J. S. ; Lefebvre, Arthur H.: Some comments on the characterization of drop-size distribution in sprays. In: *ICLASS-85; Proceedings of the Third International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, London, England, July 8-10, 1985. Volume 2 (A87-13826 03-34)*. London : Institute of Energy, 1985, S. IVA/1/1–IVA/1/12
- [50] Chiu, Huei-Huang: Advances and challenges in droplet and spray combustion. I. Toward a unified theory of droplet aerothermochemistry. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 26 (2000), aug, Nr. 4-6, 381–416. [http://dx.doi.org/10.1016/S0360-1285\(00\)00016-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0360-1285(00)00016-2). – DOI 10.1016/S0360-1285(00)00016-2. – ISSN 03601285
- [51] Chiu, Huei-Huang ; Kim, H. Y. ; Croke, E. J.: Internal group combustion of liquid droplets. In: *Symposium (International) on Combustion* 19 (1982), Nr. 1, S. 971–980. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(82\)80273-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(82)80273-7). – DOI 10.1016/S0082-0784(82)80273-7. – ISBN 0082-0784
- [52] Chiu, Huei-Huang ; Liu, T. M.: Group Combustion of Liquid Droplets. In: *Combustion Science and Technology* 17 (1977), dec, Nr. 3-4,

127–142. <http://dx.doi.org/10.1080/00102207708946823>. – DOI 10.1080/00102207708946823. – ISBN 0082–0784

- [53] Cho, S. Y. ; Yetter, Richard A. ; Dryer, F. L.: A computer model for one-dimensional mass and energy transport in and around chemically reacting particles, including complex gas-phase chemistry, multicomponent molecular diffusion, surface evaporation, and heterogeneous reaction. In: *Journal of Computational Physics* 102 (1992), Nr. 1, S. 160–179. [http://dx.doi.org/10.1016/S0021-9991\(05\)80013-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0021-9991(05)80013-0). – DOI 10.1016/S0021-9991(05)80013-0. – ISSN 10902716
- [54] Chong, Cheng T. ; Hochgreb, Simone: Measurements of laminar flame speeds of liquid fuels: Jet-A1, diesel, palm methyl esters and blends using particle imaging velocimetry (PIV). In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 1, 979–986. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2010.05.106>. – DOI 10.1016/j.proci.2010.05.106. – ISSN 15407489
- [55] Choudhury, P. N. ; Drake, D. G.: Unsteady heat transfer from a sphere in a low reynolds number flow. In: *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* 24 (1971), Nr. 1, S. 23–36
- [56] Clift, Roland ; Grace, John R. ; Weber, Martin E.: *Bubbles, drops and particles*. 13. New York : Acad. Pr., 1978. – 380 S.
- [57] Cooper, F.: Heat transfer from a sphere to an infinite medium. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 20 (1977), Nr. 9, S. 991–993
- [58] CRC: Handbook of Aviation Fuel Properties - 2004 Third Edition / Coordinating Research Council, Inc. Alpharetta, GA, 2004. – Forschungsbericht
- [59] Cuoci, Alberto ; Saufi, Abd E. ; Frassoldati, Alessio ; Dietrich, Daniel L. ; Williams, Forman A. ; Faravelli, Tiziano: Flame extinction and low-temperature combustion of isolated fuel droplets of n-alkanes. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2017), Nr. 2, 2531–2539. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2016.08.019>. – DOI 10.1016/j.proci.2016.08.019. – ISBN 1540–7489

- [60] Cussler, E. L.: *Diffusion: Mass transfer in fluid systems*. Third. Cambridge University Press, 2009 (3). – 525 S. – ISBN 9780521871211
- [61] Dagaut, Philippe: On the kinetics of hydrocarbons oxidation from natural gas to kerosene and diesel fuel. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 4 (2002), Nr. 11, 2079–2094. <http://dx.doi.org/10.1039/b110787a>. – DOI 10.1039/b110787a. – ISBN 14639076 14639084
- [62] Dagaut, Philippe ; Cathonnet, M: The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 32 (2006), Nr. 1, 48–92. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2005.10.003>. – DOI 10.1016/j.pecs.2005.10.003. – ISSN 03601285
- [63] Davidson, Peter A.: *Turbulence : an introduction for scientists and engineers*. 2. ed. Oxford [u.a.] : Oxford University Press, 2015. – ISBN 978-0-19-872259-5; 978-0-19-872258-8
- [64] Davydov, BI: On statistical dynamics of an incompressible turbulent fluid. In: *Soviet Physics Doklady* 6 (1961), S. 10
- [65] De Groot, Sybren R.: *Thermodynamics of irreversible processes*. Amsterdam, 1951
- [66] DeCorso, S. M. ; Kemeny, G. A.: Effect of ambient and fuel pressure on nozzle spray angle. In: *Trans. of ASME* 79 (1957), Nr. 3, S. 607–615
- [67] Demidov, Petr G.: *Combustion and Properties of Combustible Substance*. Translation Division, Foreign Technology Division, University of Virginia, 1965
- [68] Dietrich, Daniel L. ; Cernansky, Nicholas P. ; Somashekara, Manjunath B. ; Namer, Izak: Spark ignition of a bidisperse, n-decane fuel spray. In: *Symposium (International) on Combustion* 23 (1991), Nr. 1, S. 1383–1389. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(06\)80404-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80404-2). – DOI 10.1016/S0082-0784(06)80404-2. – ISBN 0082-0784

- [69] Dietrich, Daniel L. ; Haggard, J. B. ; Dryer, F. L. ; Nayagam, V. ; Shaw, B. D. ; Williams, Forman A.: Droplet combustion experiments in space-lab. In: *Symposium (International) on Combustion* 26 (1996), Nr. 1, S. 1201–1207. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(96\)80336-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(96)80336-5). – DOI 10.1016/S0082-0784(96)80336-5. – ISBN 0082-0784
- [70] Dietrich, Daniel L. ; Struk, P. M. ; Ikegami, M. ; Xu, G.: Single droplet combustion of decane in microgravity: Experiments and numerical modelling. In: *Combustion Theory and Modelling* 9 (2005), Nr. 4, S. 569–585. <http://dx.doi.org/10.1080/13647830500256039>. – DOI 10.1080/13647830500256039. – ISBN 1364-7830
- [71] Dodge, L. G. ; Biaglow, J. A.: Effect of Elevated Temperature and Pressure on Sprays From Simplex Swirl Atomizers. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 108 (1986), Nr. 1, S. 209. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3239873>. – DOI 10.1115/1.3239873. – ISSN 07424795
- [72] Eastoe, J. ; Dalton, J. S.: Dynamic surface tension and adsorption mechanisms of surfactants at the air-water interface. In: *Advances in Colloid and Interface Science* 85 (2000), Nr. 2, S. 103–144. [http://dx.doi.org/10.1016/S0001-8686\(99\)00017-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0001-8686(99)00017-2). – DOI 10.1016/S0001-8686(99)00017-2. – ISBN 0001-8686
- [73] Egolfopoulos, F. N. ; Hansen, N. ; Ju, Y. ; Kohse-Höinghaus, K. ; Law, C. K. ; Qi, F.: Advances and challenges in laminar flame experiments and implications for combustion chemistry. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 43 (2014), S. 36–67. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2014.04.004Review>. – DOI 10.1016/j.pecs.2014.04.004 Review. – ISBN 9781608052851
- [74] Elghobashi, Said: An Updated Classification Map of Particle-Laden Turbulent Flows. In: *IUTAM Symposium on Computational Approaches to Multiphase Flow: Proceedings of an IUTAM Symposium held at Argonne National Laboratory, October 4-7, 2004, Vol. 81*, Springer Science & Business Media, 2007, S. 3–10

- [75] Faeth, G. M.: Evaporation and combustion of sprays. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 9 (1983), Nr. 1-2, S. 1–76. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(83\)90005-9](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(83)90005-9). – DOI 10.1016/0360-1285(83)90005-9. – ISBN 0360-1285
- [76] Faeth, G. M.: Mixing, transport and combustion in sprays. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 13 (1987), Nr. 4, 293–345. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(87\)90002-5](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(87)90002-5). – DOI 10.1016/0360-1285(87)90002-5. – ISSN 03601285
- [77] Faeth, Gerard M.: Current status of droplet and liquid combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 3 (1977), jan, Nr. 4, 191–224. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(77\)90012-0](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(77)90012-0). – DOI 10.1016/0360-1285(77)90012-0. – ISSN 03601285
- [78] Faeth, Gerard M. ; Olson, Donald R.: The Ignition of Hydrocarbon Fuel Droplets in Air, 1968
- [79] Faith, L. E. ; Ackerman, G. H. ; Henderson, H. T.: Heat sink capability of Jet A fuel: heat transfer and coking studies / Shell Development Company. Emeryville, California : National Aeronautics and Space Administration, jul 1971. – Forschungsbericht
- [80] Farouk, Tanvir I. ; Dietrich, Daniel L. ; Alam, F. E. ; Dryer, F. L.: Isolated n-decane droplet combustion - Dual stage and single stage transition to „Cool Flame” droplet burning. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2017), Nr. 2, 2523–2530. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2016.07.015>. – DOI 10.1016/j.proci.2016.07.015. – ISBN 1540-7489
- [81] Favre, A. J.: *The equations of compressible turbulent gases*. 1965
- [82] Feng, Zhi-Gang ; Michaelides, Efstathios E.: Unsteady heat transfer from a sphere at small Peclet numbers. In: *Journal of Fluids Engineering* 118 (1996), Nr. 1, 96–102. <http://dx.doi.org/10.1115/1.2817522>. – DOI 10.1115/1.2817522. – ISSN 00982202

- [83] Feng, Zhi-Gang ; Michaelides, Efstathios E.: A numerical study on the transient heat transfer from a sphere at high Reynolds and Peclet numbers. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000), Nr. 2, 219–229. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(99\)00133-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(99)00133-7). – DOI 10.1016/S0017-9310(99)00133-7. – ISSN 00179310
- [84] Fenn, John B. ; Calcote, Hartwell F.: Activation energies in high temperature combustion. In: *Symposium (International) on Combustion* 4 (1953), jan, Nr. 1, 231–239. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(53\)80029-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(53)80029-9). – DOI 10.1016/S0082-0784(53)80029-9. – ISSN 00820784
- [85] Fristrom, Robert M.: *Flame Structure and Processes*. Oxford University Press, 1995. – ISBN 0195071514, 9780195071511
- [86] Frossling, N.: The Evaporation of Falling Drops. In: *Gerlands Beiträge zur Geophysik* 52 (1938), S. 170
- [87] Fuchs, N. A.: *Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media*. London, Oxford, New York, Paris : Pergamon Press, 1959
- [88] Gao, Tao ; Rosen, Milton J.: Dynamic surface tension of aqueous surfactant solutions. 7. Physical significance of dynamic parameters and the induction period. In: *Journal of Colloid And Interface Science* 172 (1995), jun, Nr. 1, S. 242–248. <http://dx.doi.org/10.1006/jcis.1995.1248>. – DOI 10.1006/jcis.1995.1248. – ISSN 00219797
- [89] Gay, Mickaël ; Michaelides, Efstathios E.: Effect of the history term on the transient energy equation for a sphere. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), Nr. 9, S. 1575–1586. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(02\)00426-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00426-X). – DOI 10.1016/S0017-9310(02)00426-X. – ISSN 00179310
- [90] Giusti, Andrea ; Sidey, Jennifer A. ; Borghesi, Giulio ; Mastorakos, Epaminondas: Simulations of droplet combustion under gas turbine conditions. In: *Combustion and Flame* 184 (2017), Nr. x, 101–116. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.01.026>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2017.01.026. – ISSN 15562921

- [91] Glassman, Irvin ; Yetter, Richard A.: *Combustion*. 4th. Elsevier Inc., 2008. – ISBN 9780120885732
- [92] Godsave, G. A E.: Studies of the combustion of drops in a fuel spray-the burning of single drops of fuel. In: *Symposium (International) on Combustion* 4 (1953), Nr. 1, S. 818–830. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(53\)80107-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(53)80107-4). – DOI 10.1016/S0082–0784(53)80107–4. – ISBN 0082–0784
- [93] Gökalp, Iskender ; Chauveau, Christian ; Simon, Olivier ; Chesneau, Xavier: Mass transfer from liquid fuel droplets in turbulent flow. In: *Combustion and Flame* 89 (1992), jun, Nr. 3-4, 286–298. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(92\)90016-I](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(92)90016-I). – DOI 10.1016/0010–2180(92)90016–I. – ISSN 00102180
- [94] Grave, Harald: *Gas-und Dampfstrahlpumpen*. Faragallah, 2002
- [95] Green, Don W. ; Perry, John H.: *Perry's Chemical Engineers' Handbook*. New York, Chicago, San Francisco, Lisbon, London, Madrid, Mexico City, Milan, New Delhi, San Juan, Seoul, Singapore, Sydney, Toronto : McGraw-Hill, 2008. – ISBN 9780071422949
- [96] Griffiths, J.F. ; Barnard, J.A.: *Flame and Combustion*. 3rd Editio. CRC Press, 1995. – ISBN 0751401994, 9780751401998
- [97] Gruber, Manuel: *Inbetriebnahme und Modifizierung der ISCAR („ Ignition in Subatmospheric Conditions – Altitude Relight rig “) Anlage*, Karlsruhe Institute of Technology, Studienarbeit, 2012
- [98] Han, Wang ; Chen, Zheng: Effects of finite-rate droplet evaporation on the ignition and propagation of premixed spherical spray flame. In: *Combustion and Flame* 162 (2015), Nr. 5, S. 2128–2139. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.01.011>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2015.01.011. – ISSN 15562921

- [99] Hanjalic, K.: *Two dimensional asymmetric turbulent flow in ducts*, Diss., 1970. <http://dx.doi.org/10.1017/CB09781107415324.004>. – DOI 10.1017/CB09781107415324.004
- [100] Harlow, Francis H. ; Nakayama, Paul I.: Transport of Turbulence Energy Decay Rate. In: *Los Alamos Sci Lab. University of California Report LA-3854* (1968), S. 7. <http://dx.doi.org/10.2172/4556905>. – DOI 10.2172/4556905. ISBN LA–3854
- [101] Harvie, Dalton J E. ; Fletcher, David F.: A Simple Kinetic Theory Treatment of Volatile Liquid-Gas Interfaces. In: *Journal of Heat Transfer* 123 (2001), Nr. 3, 486. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1370519>. – DOI 10.1115/1.1370519. – ISSN 00221481
- [102] HILO-TEST GmbH: *Betriebsanleitung Hochstrom-Impulsgenerator IPG 1522*
- [103] Hinshelwood, C.N.: The kinetics of chemical change. (1940), S. 39, 79
- [104] Hinze, J. O.: *Turbulence*. 2. New York : McGraw-Hill, 1975. – 790 S. – ISBN 0070290377
- [105] Hirschfelder, Joseph O. ; Curtiss, Charles F. ; Bird, Robert B.: *Molecular Theory of Gases and Liquids*. John Wiley & Sons, 1966. – 1280 S. – ISBN 978-0-471-40065-3
- [106] Honnet, S. ; Seshadri, K. ; Niemann, U. ; Peters, Norbert: A surrogate fuel for kerosene. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 I (2009), Nr. 1, S. 485–492. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.218>. – DOI 10.1016/j.proci.2008.06.218. – ISBN 1540–7489
- [107] Horstmann, Tilo: *Einfluss turbulenter Strömungsbedingungen auf den Entzündungsvorgang von Brennstoff-Luft-Gemischen*, Karlsruhe Institute of Technology, Diss., 1999
- [108] Hui, Xin ; Sung, Chih J.: Laminar flame speeds of transportation-relevant hydrocarbons and jet fuels at elevated temperatures and pressures. In: *Fuel*

- 109 (2013), S. 191–200. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2012.12.084>. – DOI 10.1016/j.fuel.2012.12.084. – ISBN 0016–2361
- [109] International Air Transport Association (IATA): *IATA Guidance Material for Sustainable Aviation Fuel Management*. 2015 (November). – 1–37 S. <http://dx.doi.org/978-92-9252-024-3>. <http://dx.doi.org/978-92-9252-024-3>. – ISBN 9789292520243
- [110] Jenny, Patrick ; Roekaerts, Dirk ; Beishuizen, Nijso: Modeling of turbulent dilute spray combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 38 (2012), Nr. 6, 846–887. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2012.07.001>. – DOI 10.1016/j.pecs.2012.07.001. – ISBN 0360–1285
- [111] Johannesen, Niels H.: *Ejector theory and experiments*. Kopenhagen : Akad. for de Tekniske Videnskaber, 1951
- [112] Jones, Robert E. ; Trout, Arthur M. ; Wear, Jerrold D. ; McBride, Bonnie J.: *Combustion Gas Properties*. 1984 (October). – Forschungsbericht
- [113] Joos, Franz: *Technische Verbrennung*. Springer Berlin Heidelberg, 2006. <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-34334-2>. <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-34334-2>. – ISBN 9783540343332
- [114] Ju, Yiguang ; Sun, Wenting: Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 48 (2015), Nr. C, S. 21–83. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2014.05.021>. – DOI 10.1016/j.proci.2014.05.021. – ISBN 0360–1285
- [115] Juncu, Gh: Unsteady heat and/or mass transfer from a fluid sphere in creeping flow. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001), Nr. 12, S. 2239–2246. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00273-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00273-8). – DOI 10.1016/S0017–9310(00)00273–8. – ISSN 00179310
- [116] Kanury, A. M.: *Introduction to Combustion Phenomena*. Gordon and Breach Publishers, 1975

- [117] Karlovitz, B. ; Denniston, D.W. ; Knapschaefer, D.H. ; Wells, F.E.: Studies on Turbulent flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 4 (1953), Nr. 1, 613–620. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(53\)80082-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(53)80082-2). – DOI 10.1016/S0082-0784(53)80082-2. – ISBN 0082-0784
- [118] Kasabov, Plamen: *Experimentelle Untersuchungen an abgehobenen Flammen unter Druck*, Diss., 2014
- [119] Kats, G. ; Greenberg, J. B.: Forced thermal ignition of a polydisperse fuel spray. In: *Combustion Science and Technology* 190 (2018), Nr. 5, S. 849–877. <http://dx.doi.org/10.1080/00102202.2017.1415893>. – DOI 10.1080/00102202.2017.1415893. – ISSN 1563521X
- [120] Kaye, G. W. C. ; Laby, T. H.: *Tables of physical and chemical constants and some mathematical functions*. 14th. London : Longman, 1973. – ISBN 0582463262
- [121] Knudsen, Martin: *The Kinetic Theory of Gases. Some Modern Aspects*. 1st Editio. London : Methuen, 1934
- [122] Kolmogorov, a N.: A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence. In: *J. Fluid. Mech* 13 (1962), Nr. September, S. 83–85. <http://dx.doi.org/10.1017/s0022112062000518>. – DOI 10.1017/s0022112062000518. – ISSN 0022-1120
- [123] Kolmogorov, A. N.: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. In: *Proc. R. Soc.* 434 (1991), Nr. 1890, 9–13. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1991.0075>. – DOI 10.1098/rspa.1991.0075. – ISBN 0962-8444
- [124] Küchler, A: Hochspannungstechnik. In: *Springer Verlag* (2009). ISBN 9783540784128
- [125] Kumar, Kamal ; Sung, Chih-Jen ; Hui, Xin: Laminar flame speeds and extinction limits of conventional and alternative jet fuels. In: *Fuel* 90 (2011), mar, Nr. 3, 1004–1011. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2010.11.022>. – DOI 10.1016/j.fuel.2010.11.022. – ISSN 00162361

- [126] Kwon, S ; Tseng, L.-K ; Faeth, G. M.: Laminar Burning Velocities and Transition to Unstable Flames in  $H_2 / O_2 / N_2$  and  $C_3H_8 / O_2 / N_2$  Mixtures. In: *Combustion and Flame* 90 (1992), S. 230–246
- [127] Labowsky, M. ; Rosner, D. E.: „Group” Combustion of Droplets in Fuel Clouds. I. Quasi-steady Predictions. Version: jun 1978. <http://dx.doi.org/10.1021/ba-1978-0166.ch004>. In: *Evaporation—Combustion of Fuels*. 1978. – DOI 10.1021/ba-1978-0166.ch004, S. 63–79
- [128] Launder, B. E.: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. 15 (1972), S. 301–314
- [129] Launder, B. E. ; Sharma, B. I.: Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. In: *Letters in Heat and Mass Transfer* 1 (1974), Nr. 2, S. 131–137. [http://dx.doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](http://dx.doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7). – DOI 10.1016/0094-4548(74)90150-7. – ISBN 0094-4548
- [130] Laurent, Claire ; Lavergne, Gérard ; Villedieu, Philippe: Quadrature method of moments for modeling multi-component spray vaporization. In: *International Journal of Multiphase Flow* 36 (2010), Nr. 1, S. 51–59. – ISBN 03019322
- [131] Law, C. K.: Recent advances in droplet vaporization and combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 8 (1982), Nr. 3, S. 171–201. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(82\)90011-9](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(82)90011-9). – DOI 10.1016/0360-1285(82)90011-9. – ISBN 0360-1285
- [132] Law, C. K.: Dynamics of stretched flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 22 (1989), Nr. 1, S. 1381–1402. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(89\)80149-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(89)80149-3). – DOI 10.1016/S0082-0784(89)80149-3. – ISBN 0082-0784
- [133] Law, C. K. ; Faeth, G. M.: Opportunities and challenges of combustion in microgravity. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 20 (1994), Nr. 1, S. 65–113. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(94\)90006-X](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(94)90006-X). – DOI 10.1016/0360-1285(94)90006-X. – ISBN 0360-1285

- [134] Law, Chung K.: Asymptotic theory for ignition and extinction in droplet burning. In: *Combustion and Flame* 24 (1975), feb, 89–98. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(75\)90131-5](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(75)90131-5). – DOI 10.1016/0010-2180(75)90131-5. – ISSN 00102180
- [135] Law, Chung K.: Theory of thermal ignition in fuel droplet burning. In: *Combustion and Flame* 31 (1978), 285–296. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(78\)90141-4](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(78)90141-4). – DOI 10.1016/0010-2180(78)90141-4. – ISSN 00102180
- [136] Lefebvre, Arthur H.: *Gas turbine combustion*. 1. New York : Hemisphere Publishing Corporation, 1983. – 390 S. – ISBN 0–89116–896–6
- [137] Lefebvre, Arthur H.: *Atomization and sprays*. Hemisphere Publishing Corporation, 1988. – ISBN 0891166033
- [138] Lefebvre, Arthur H. ; Ballal, Dilip R.: *Gas turbine combustion: alternative fuels and emissions*. 3. Elsevier, 2010. – 537 S. – ISBN 9781420086058
- [139] Lefebvre, Arthur H. ; McDonell, Vincent G.: *Atomization and Sprays, Second Edition*. 2. CRC Press, 2017. – 284 S. – ISBN 1498736262, 9781498736268
- [140] Lefebvre, Arthur H. ; Ortman, J.: Fuel distributions from pressure-swirl atomizers. In: *Journal of Propulsion and Power* 1 (1985), jan, Nr. 1, 11–15. <http://dx.doi.org/10.2514/3.22752>. – DOI 10.2514/3.22752. – ISBN 0748–4658
- [141] Lewis, B ; Elbe, G V.: *Combustion, flames and explosions of gases*. 1987
- [142] Liñán, Amable: The asymptotic structure of counterflow diffusion flames for large activation energies. In: *Acta Astronautica* 1 (1974), Nr. 7-8, S. 1007–1039. [http://dx.doi.org/10.1016/0094-5765\(74\)90066-6](http://dx.doi.org/10.1016/0094-5765(74)90066-6). – DOI 10.1016/0094-5765(74)90066-6. – ISBN 0094–5765

- [143] Liu, Yu C. ; Xu, Yuhao ; Hicks, Michael C. ; Avedisian, C. T.: Comprehensive study of initial diameter effects and other observations on convection-free droplet combustion in the standard atmosphere for n-heptane, n-octane, and n-decane. In: *Combustion and Flame* 171 (2016), 27–41. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.05.013>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2016.05.013. – ISBN 978–1–62410–256–1
- [144] Majcherczyk, Michał: *Auslegung und Konstruktion eines Prüfstandes zur Untersuchung der Zündung unter subatmosphärischen Bedingungen*, Technische Universität Clausthal, Diplomarbeit, 2010
- [145] Majer, V. ; Svoboda, V.: *Enthalpies of Vaporization of Organic Compounds: A Critical Review and Data Compilation*. Blackwell Science, 1985. – 304 S. – ISBN 0632015292
- [146] Marchese, Anthony J. ; Dryer, Frederick L. ; Nayagam, Vedha: Numerical modeling of isolated n-alkane droplet flames: Initial comparisons with ground and space-based microgravity experiments. In: *Combustion and Flame* 116 (1999), Nr. 3, S. 432–459. [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-2180\(98\)00109-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-2180(98)00109-6). – DOI 10.1016/S0010–2180(98)00109–6. – ISBN 0010–2180
- [147] Masoudi, M. ; Sirignano, William A.: Collision of a vortex with a vaporizing droplet. In: *International Journal of Multiphase Flow* 26 (2000), Nr. 12, S. 1925–1949. [http://dx.doi.org/10.1016/S0301-9322\(99\)00107-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0301-9322(99)00107-X). – DOI 10.1016/S0301–9322(99)00107–X. – ISSN 03019322
- [148] Mastorakos, Epaminondas: Ignition of turbulent non-premixed flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35 (2009), feb, Nr. 1, 57–97. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2008.07.002>. – DOI 10.1016/j.pecs.2008.07.002. – ISSN 03601285
- [149] Mastorakos, Epaminondas: Forced ignition of turbulent spray flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2017), Nr. 2, S. 2367–2383. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2016.08.044>. – DOI 10.1016/j.proci.2016.08.044. – ISSN 15407489

- [150] Mellor, A.M.: Semi-empirical correlations for gas turbine emissions, ignition, and flame stabilization. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 6 (1980), Jan, Nr. 4, S. 347–358. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(80\)90010-6](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(80)90010-6). – DOI 10.1016/0360-1285(80)90010-6. – ISSN 03601285
- [151] Michaelides, Efstathios E.: Hydrodynamic Force and Heat/Mass Transfer From Particles, Bubbles, and Drops—The Freeman Scholar Lecture. In: *Journal of Fluids Engineering* 125 (2003), Nr. 2, 209. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1537258>. – DOI 10.1115/1.1537258. – ISBN 0098-2202
- [152] Mugele, R. A. ; Evans, H. D.: Droplet Size Distribution in Sprays. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 43 (1951), Nr. 6, 1317–1324. <http://dx.doi.org/10.1021/ie50498a023>. – DOI 10.1021/ie50498a023. – ISSN 0019-7866
- [153] Muharam, Yuswan ; Warnatz, Jürgen: Kinetic modelling of the oxidation of large aliphatic hydrocarbons using an automatic mechanism generation. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 9 (2007), Nr. 31, S. 4218. <http://dx.doi.org/10.1039/b703415f>. – DOI 10.1039/b703415f. – ISSN 1463-9076
- [154] Myers, G. D. ; Lefebvre, Arthur H.: Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel drops and air. In: *Combustion and Flame* 66 (1986), Nr. 2, S. 193–210. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(86\)90091-X](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(86)90091-X). – DOI 10.1016/0010-2180(86)90091-X. – ISBN 0010-2180
- [155] Nafziger, Rick: *Convective droplet transport phenomena in high-temperature air streams*, University of Waterloo, Thesis (M.A. Sc., 1988
- [156] NATO: *Chapter 15: Fuels, Oils, Lubricants and Petroleum Handling Equipment Annex A Aide Memoire on Fuels in NATO*. <http://www.nato.int/docu/logi-en/1997/10-15a.htm>. Version: 1997
- [157] Nayagam, Vedha ; Dietrich, Daniel L. ; Ferkul, Paul V. ; Hicks, Michael C. ; Williams, Forman A.: Can cool flames support quasi-steady alkane droplet

- burning? In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 12, 3583–3588. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2012.07.012>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2012.07.012. – ISBN 0010–2180
- [158] Neophytou, Alexandre ; Mastorakos, Epaminondas: Simulations of laminar flame propagation in droplet mists. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), aug, Nr. 8, 1627–1640. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.02.014>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2009.02.014. – ISSN 00102180
- [159] Neophytou, Alexandre ; Mastorakos, Epaminondas ; Cant, Robert S.: The internal structure of igniting turbulent sprays as revealed by complex chemistry DNS. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), feb, Nr. 2, 641–664. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.08.024>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2011.08.024. – ISSN 00102180
- [160] Neophytou, Alexandre ; Richardson, E.S. ; Mastorakos, Epaminondas: Spark ignition of turbulent recirculating non-premixed gas and spray flames: A model for predicting ignition probability. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), apr, Nr. 4, 1503–1522. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.12.015>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2011.12.015. – ISSN 00102180
- [161] Neya, K. ; Sato, S.: *Effect of Ambient Air Pressure on the Spray Characteristics and Swirl Atomizers*. 1968
- [162] Nieuwstadt, Frans T. ; Westerweel, Jerry ; Boersma, Bendiks J.: *Turbulence*. Cham : Springer International Publishing, 2016. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-31599-7>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-31599-7>. – ISBN 978–3–319–31597–3
- [163] Niioka, Takashi ; Ishiguro, Shinichi ; Saitoh, Takeo: A Numerical Approach to Fuel Droplet Ignition. In: *Technical report of National Aerospace Laboratory* 628 (1980), 1–8. <http://ci.nii.ac.jp/naid/110006260344/en/>. – ISSN 13474588

- [164] Nukiyama, Shiro ; Tanasawa, Yasusi: An Experiment on the Atomization of Liquid by means of an Air Stream (1. Report). In: *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers* 4 (1938), Nr. 14, 128–135. <http://dx.doi.org/10.1299/kikai1938.4.128>. – DOI 10.1299/kikai1938.4.128. – ISSN 0029–0270
- [165] Ono, Ryo ; Nifuku, Masaharu ; Fujiwara, Shuzo ; Horiguchi, Sadashige ; Oda, Tetsuji: Gas temperature of capacitance spark discharge in air. In: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), jun, Nr. 12, 123307. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1938274>. – DOI 10.1063/1.1938274. – ISSN 0021–8979
- [166] Path, Aven S.: *Einfluss der Turbulenz auf die Flammenkernelentstehung in fremdgezündeten Kerosinsprays unter subatmosphärischen Bedingungen*, Bachelorarbeit, 2013
- [167] Pelucchi, Matteo ; Bissoli, Mattia ; Cavallotti, Carlo ; Cuoci, Alberto ; Faravelli, Tiziano ; Frassoldati, Alessio ; Ranzi, Eliseo ; Stagni, Alessandro: Improved kinetic model of the low-temperature oxidation of n-heptane. In: *Energy and Fuels* 28 (2014), Nr. 11, S. 7178–7193. <http://dx.doi.org/10.1021/ef501483f>. – DOI 10.1021/ef501483f. – ISBN 0887–0624
- [168] Perry, John H.: *Perry's Chemical Engineers' Handbook*. 3rd. New York : McGraw-Hill, 1950
- [169] Peters, J.E. ; Mellor, A.M.: An ignition model for quiescent fuel sprays. In: *Combustion and Flame* 38 (1980), jan, S. 65–74. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(80\)90037-1](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(80)90037-1). – DOI 10.1016/0010–2180(80)90037–1. – ISSN 00102180
- [170] Peters, Norbert: *Turbulent Combustion*. 2004. – ISBN 0511019270
- [171] Peters, Norbert: Multiscale combustion and turbulence. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), jan, Nr. 1, 1–25. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2008.07.044>. – DOI 10.1016/j.proci.2008.07.044. – ISSN 15407489

- [172] Piazza, Roberto: *Statistical Physics*. Cham : Springer International Publishing, 2017 (UNITEXT for Physics). <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-44537-3>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-44537-3>. – ISBN 978–3–319–44536–6
- [173] Pope, S. B.: An explanation of the turbulent round-jet/plane-jet anomaly. In: *AIAA Journal* 16 (1978), Nr. 3, 279–281. <http://dx.doi.org/10.2514/3.7521>. – DOI 10.2514/3.7521. – ISBN 0001–1452
- [174] Pope, Stephen B.: *Turbulent flows*. 1. publ., Cambridge : Cambridge Univ. Pr., 2011. – ISBN 978–0–521–59125–6; 978–0–521–59886–6
- [175] Proudman, Ian ; Pearson, J. R. A.: Expansions at small Reynolds numbers for the flow past a sphere and a circular cylinder. In: *Journal of Fluid Mechanics* 2 (1957), may, Nr. 03, S. 237. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112057000105>. – DOI 10.1017/S0022112057000105. – ISSN 0022–1120
- [176] Ra, Youngchul ; Reitz, Rolf D.: A vaporization model for discrete multi-component fuel sprays. In: *International Journal of Multiphase Flow* 35 (2009), Nr. 2, S. 101–117. – ISBN 0301–9322
- [177] Rachner, Michael: *Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1*. 1998
- [178] Raizer, Yuri P.: *Gas Discharge Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 1991. – ISBN 0387194622
- [179] Rajagopal, E ; Subrahmanyam, S V.: Excess functions VE, (dVE/dp)T, and CpE of isooctane + benzene and + toluene. In: *J. Chem. Thermodynamics* 6 (1974), S. 873–876
- [180] Randolph, A. L. ; Makino, A. ; Law, C. K.: Liquid-phase diffusional resistance in multicomponent droplet gasification. In: *Symposium (International) on Combustion* 21 (1988), Nr. 1, S. 601–608. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(88\)80290-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(88)80290-X). – DOI 10.1016/S0082–0784(88)80290–X. – ISSN 00820784

- [181] Ranzi, E. ; Frassoldati, A. ; Grana, R. ; Cuoci, A. ; Faravelli, T. ; Kelley, A. P. ; Law, C. K.: Hierarchical and comparative kinetic modeling of laminar flame speeds of hydrocarbon and oxygenated fuels. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 38 (2012), Nr. 4, 468–501. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2012.03.004>. – DOI 10.1016/j.pecs.2012.03.004. – ISBN 0360–1285
- [182] Rao, K. V. L. ; Lefebvre, Arthur H.: Minimum Ignition Energies in Flowing Kerosine-Air Mixtures. In: *Combustion and Flame* 27 (1976), S. 1–20
- [183] Reid, Robert C. ; Prausnitz, John M. ; Sherwood, Thomas K.: *The properties of gases and liquids*. Third. McGraw-Hill, 1977. – 688 S.
- [184] Renssizbulut, M. ; Yuen, M. C.: Experimental Study of Droplet Evaporation in a High-Temperature Air Stream. In: *Journal of Heat Transfer* 105 (1983), Nr. 2, 384–388. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3245590>. – DOI 10.1115/1.3245590. – ISSN 00221481
- [185] Reveillon, Julien ; Demoulin, Francois X.: Evaporating droplets in turbulent reacting flows. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 II (2007), S. 2319–2326. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2006.07.114>. – DOI 10.1016/j.proci.2006.07.114. – ISBN 15407489
- [186] Reynolds, O: On the dynamical theory of turbulent incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. In: *Philos. Trans. R. Soc.* 186 (1895), S. 123–161
- [187] Reynolds, Osborne: An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 174 (1883), 935–982. <http://dx.doi.org/10.1098/rstl.1883.0029>. – DOI 10.1098/rstl.1883.0029. – ISBN 0370–1662
- [188] Richardson, Lewis F.: *Weather prediction by numerical process*. 2. ed. Cambridge [u.a.] : Cambridge University Press, 2007. – ISBN 978–0–521–68044–8; 0–521–68044–1

- [189] Rizk, N. K. ; Lefebvre, Arthur H.: Drop-size distribution characteristics of spill-return atomizers. In: *Journal of Propulsion and Power* 1 (1985), Nr. 1, 16–22. <http://dx.doi.org/10.2514/3.22753>. – DOI 10.2514/3.22753. – ISBN 0748–4658
- [190] Rizk, N. K. ; Lefebvre, Arthur H.: Prediction of Velocity Coefficient and Spray Cone Angle for Simplex Swirl Atomizers. In: *International Journal of Turbo and Jet Engines* 4 (1987), jan, Nr. 1-2. <http://dx.doi.org/10.1515/TJJ.1987.4.1-2.65>. – DOI 10.1515/TJJ.1987.4.1-2.65. – ISSN 2191–0332
- [191] Robinson, Hsu ; Hsu, Chang S. (Hrsg.) ; Robinson, Paul R. (Hrsg.): *Springer Handbook of Petroleum Technology*. Cham : Springer International Publishing, 2017 (Springer Handbooks). <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-49347-3>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-49347-3>. – ISBN 978–3–319–49345–9
- [192] Rosin, P.: The Laws Governing the Fineness of Powdered Coal. In: *J. Inst. Fuel.* 7 (1933), S. 29–36
- [193] Sack, Martin: *Persönliche Mitteilungen*. 2014
- [194] Sánchez, Antonio L. ; Urzay, Javier ; Liñán, Amable: The role of separation of scales in the description of spray combustion. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015), Nr. 2, S. 1549–1577. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2014.08.018>. – DOI 10.1016/j.proci.2014.08.018. – ISBN 15407489
- [195] Sazhin, Sergei S.: Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 32 (2006), jan, Nr. 2, 162–214. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2005.11.001>. – DOI 10.1016/j.pecs.2005.11.001. – ISSN 03601285
- [196] Sazhin, Sergei S.: *Droplets and Sprays*. London : Springer London, 2014. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2>. – ISBN 978–1–4471–6386–2

- [197] Sazhin, Sergei S.: Modelling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems. In: *Fuel* 196 (2017), 69–101. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2017.01.048>. – DOI 10.1016/j.fuel.2017.01.048. – ISBN 1–56700–225–0
- [198] Schlichting, Hermann ; Gersten, Klaus ; Schlichting, Hermann (Hrsg.) ; Gersten, Klaus (Hrsg.): *Grenzschicht-Theorie*. 10., übera. Berlin/Heidelberg : Springer-Verlag, 2006. <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32985-4>. <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32985-4>. – ISBN 978–3–540–32985–5
- [199] Schmid, Hans-Peter: *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärme-freisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 1995. – 94 S.
- [200] Schwab, Adolf J.: *Hochspannungsmesstechnik*. 2011. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19882-3>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19882-3>. – ISBN 9783642198816
- [201] Scott, Donald W.: Chemical Thermodynamic Properties of Hydrocarbons and Related Substances. Properties of the Alkane Hydrocarbons, C1 through C10 in the Ideal Gas State from 0 to 1500 K. U.S. Bureau of Mines, Bulletin 666 / U.S. Bureau of Mines. 1974. – Forschungsbericht
- [202] Semenov, Nikolai N. ; Frenkel, J. I.: *Chemical kinetics and chain reactions*. Oxford : The Clarendon Press, 1935. – 480 S.
- [203] Shepherd, J E. ; Nuyt, C D. ; Lee, Julian J.: Flash Point and Chemical Composition of Aviation Kerosene ( Jet A ). 2000. – Forschungsbericht
- [204] Sherwood, Thomas K. ; Pigford, Robert L. ; Wilke, Charles R.: *Mass transfer*. New York : McGraw-Hill Book Company, 1975. – 677 S. <http://dx.doi.org/10.1002/aic.690220340>. <http://dx.doi.org/10.1002/aic.690220340>
- [205] Sirignano, William A.: Fuel droplet vaporization and spray combustion theory. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 9 (1983), jan, Nr.

- 4, 291–322. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(83\)90011-4](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(83)90011-4).  
– DOI 10.1016/0360-1285(83)90011-4. – ISSN 03601285
- [206] Sirignano, William A.: A general superscalar for the combustion of liquid fuels. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), Nr. 1, S. 535–542. [http://dx.doi.org/10.1016/S1540-7489\(02\)80069-4](http://dx.doi.org/10.1016/S1540-7489(02)80069-4). – DOI 10.1016/S1540-7489(02)80069-4. – ISSN 15407489
- [207] Sirignano, William A.: *Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*. Second. Cambridge : Cambridge University Press, 2010. – 462 S.
- [208] Sirignano, William A.: Advances in droplet array combustion theory and modeling. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 42 (2014), jun, 54–86. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pecs.2014.01.002>. – DOI 10.1016/j.pecs.2014.01.002. – ISSN 03601285
- [209] Snegirev, A. Y.: Transient temperature gradient in a single-component vaporizing droplet. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 65 (2013), S. 80–94. – ISBN 1273642309
- [210] Snegirev, A. Y. ; Talalov, V. A. ; Tsoi, A. S. ; Sazhin, Sergei S. ; Crua, C.: Advancement in turbulent spray modelling: the effect of internal temperature gradient in droplets. In: *Proceedings of CHT-12 ICHMT International Symposium on Advances in Computational Heat Transfer*, 2012
- [211] Spalding, Dudley B.: Combustion of fuel particles. In: *Fuel* 30 (1951), Nr. 1, S. 121–130
- [212] Spalding, Dudley B.: *Some fundamentals of combustion*. London : Butterworth, 1955. – 250 S.
- [213] Spalding, Dudley B.: A Standard Formulation of the Steady Convective Mass Transfer Problem. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* I (1960), S. 192–207
- [214] Spalding, Dudley B.: *Combustion and Mass Transfer*. 1. Oxford [u.a.] : Pergamon Press, 1979. – 409 S. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0->

- 08-022106-9.50016-4. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-08-022106-9.50016-4>. – ISBN 008022105X
- [215] Su, S. P. ; Chiu, Huei-Huang: Theory of Droplets (II): States, Structures, and Laws of Interacting Droplets. In: *Atomization and Sprays* 7 (1997), Nr. 1, 1–32. <http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.v7.i1.10>. – DOI 10.1615/AtomizSpr.v7.i1.10. – ISSN 1044–5110
- [216] Talley, D.G. ; Yao, S.C.: A semi-empirical approach to thermal and composition transients inside vaporizing fuel droplets. In: *Symposium (International) on Combustion* 21 (1988), jan, Nr. 1, 609–616. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(88\)80291-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(88)80291-1). – DOI 10.1016/S0082-0784(88)80291-1. – ISSN 00820784
- [217] Tamim, J. ; Hallett, W. L.: A continuous thermodynamics model for multicomponent droplet vaporization. In: *Chemical Engineering Science* 50 (1995), Nr. 18, S. 2933–2942. [http://dx.doi.org/10.1016/0009-2509\(95\)00131-N](http://dx.doi.org/10.1016/0009-2509(95)00131-N). – DOI 10.1016/0009-2509(95)00131-N. – ISBN 0009–2509
- [218] Tanabe, M ; Bolik, T ; Eigenbrod, C ; Rath, H J. ; Sato, J ; Kono, M: Spontaneous Ignition of Liquid Droplets From a View of Non- Homogeneous Mixture Formation and Transient. In: *Combustion* (1996), S. 1637–1643. [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(96\)80387-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(96)80387-0). – DOI 10.1016/S0082-0784(96)80387-0. – ISSN 00820784
- [219] Taylor, G. I.: Statistical Theory of Turbulence. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences* 151 (1935), sep, Nr. 873, S. 421–444. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1935.0158>. – DOI 10.1098/rspa.1935.0158. – ISSN 2053–9169
- [220] Todes, O. M.: Quasi-stationary regimes of mass and heat transfer between a spherical body and ambient medium. In: *Problems of evaporation, combustion and gas dynamics of disperse systems. Proceedings of the Sixths Conference on Evaporation, Combustion and Gas Dynamics of Disperse Systems*. Odessa : Odessa University Publishing House, 1966, S. 151–159

- [221] Tong, A.Y. ; Sirignano, William A.: Multicomponent droplet vaporization in a high temperature gas. In: *Combustion and Flame* 66 (1986), dec, Nr. 3, S. 221–235. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(86\)90136-7](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(86)90136-7). – DOI 10.1016/0010-2180(86)90136-7. – ISSN 00102180
- [222] Tonini, S. ; Cossali, G. E.: An analytical model of liquid drop evaporation in gaseous environment. In: *International Journal of Thermal Sciences* 57 (2012), 45–53. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.01.017>. – DOI 10.1016/j.ijthermalsci.2012.01.017. – ISSN 12900729
- [223] Turns, Stephen R.: *An Introduction to Combustion*. 2. McGraw-Hill, 1996. – ISBN 0-07-230096-5
- [224] Twardus, E. M. ; Brzustowski, T. A.: An Experimental Study of Flame Spread and Burning in Arrays of Monosize Hydrocarbon Droplets. In: *Combustion Science and Technology* 17 (1978), Nr. 5-6, S. 215–225. <http://dx.doi.org/10.1080/00102207808946831>. – DOI 10.1080/00102207808946831. – ISSN 1563521X
- [225] UK Ministry of Defence: *UK Defence Standard 91-091*. 2016
- [226] Umemura, Akira: Interactive droplet vaporization and combustion: Approach from asymptotics. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 20 (1994), jan, Nr. 4, 325–372. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(94\)90013-2](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(94)90013-2). – DOI 10.1016/0360-1285(94)90013-2. – ISSN 03601285
- [227] VDI: *VDI-Wärmeatlas*. 11. 2013. – 1784 S. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19981-3>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19981-3>. – ISBN 978-3-642-19980-6
- [228] Vojir, D. J. ; Michaelides, Efstathios E.: Effect of the history term on the motion of rigid spheres in a viscous fluid. In: *International Journal of Multiphase Flow* 20 (1994), Nr. 3, S. 547–556. [http://dx.doi.org/10.1016/0301-9322\(94\)90028-0](http://dx.doi.org/10.1016/0301-9322(94)90028-0). – DOI 10.1016/0301-9322(94)90028-0. – ISSN 03019322

- [229] Vukadinovic, Vlade ; Habisreuther, Peter ; Zarzalis, Nikolaos: Influence of pressure and temperature on laminar burning velocity and Markstein number of kerosene Jet A-1: Experimental and numerical study. In: *Fuel* 111 (2013), 401–410. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2013.03.076>. – DOI 10.1016/j.fuel.2013.03.076. – ISBN 00162361
- [230] Weber, Roman: *Lecture Notes in Heat Transfer*. 3rd. Clausthal-Zellerfeld : PAPIERFLIEGER, 2008. – ISBN 3–89720–702–8
- [231] Westbrook, Charles K. ; Dryer, Frederick L.: Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 10 (1984), jan, Nr. 1, 1–57. [http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285\(84\)90118-7](http://dx.doi.org/10.1016/0360-1285(84)90118-7). – DOI 10.1016/0360–1285(84)90118–7. – ISSN 03601285
- [232] Wilcox, David C.: *Turbulence modeling for CFD*. 3. ed. [La Cañada, Calif.] : DCW Industries, 2006. – ISBN 1–928729–08–8; 978–1–928729–08–2
- [233] Wilhelm, Emmerich ; Battino, Rubin: Estimation of Lennard-Jones (6,12) Pair Potential Parameters from Gas Solubility Data. In: *The Journal of Chemical Physics* 55 (1971), Nr. 8, S. 4012–4017. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1676694>. – DOI 10.1063/1.1676694. – ISSN 0021–9606
- [234] Williams, Alan: Combustion of droplets of liquid fuels: A review. In: *Combustion and Flame* 21 (1973), Nr. 1, S. 1–31. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180\(73\)90002-3](http://dx.doi.org/10.1016/0010-2180(73)90002-3). – DOI 10.1016/0010–2180(73)90002–3. – ISBN 0010–2180
- [235] Williams, Forman A.: *Combustion Theory*. 1. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1965
- [236] Williams, Forman A.: *Combustion theory*. 2. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1988. – ISBN 0–8053–9801–5
- [237] Wilson, Christopher W. ; Sheppard, C. G. W. ; Low, H. C.: A Novel Technique for Predicting The Ignition Performance of an Aero Gas Turbine

- Combustion Chamber. In: *RTO Meeting Proceedings 14; Applied Vehicle Technology Panel Symposium*. Lisbon, Portugal : RTO/NATO, 1999. – ISBN 9283710002, S. 29–1 – 29–12
- [238] Wu, Guang ; Sirignano, William A.: Transient convective burning of interactive fuel droplets in double-layer arrays. In: *Combustion and Flame* 158 (2011), Nr. 12, 2395–2407. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.04.011>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2011.04.011. – ISBN 0010–2180
- [239] Wu, J. S. ; Hsu, K. H. ; Kuo, P. M. ; Sheen, H. J.: Evaporation model of a single hydrocarbon fuel droplet due to ambient turbulence at intermediate Reynolds numbers. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), Nr. 24, S. 4741–4745. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00297-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00297-7). – DOI 10.1016/S0017–9310(03)00297–7. – ISSN 00179310
- [240] Wu, J. S. ; Liu, Y. J. ; Sheen, H. J.: Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001), Nr. 24, S. 4593–4603. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(01\)00108-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(01)00108-9). – DOI 10.1016/S0017–9310(01)00108–9. – ISBN 0017–9310
- [241] Xi Yuan Hua ; Rosen, Milton J.: Dynamic surface tension of aqueous surfactant solutions. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 124 (1988), aug, Nr. 2, S. 652–659. [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797\(88\)90203-2](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9797(88)90203-2). – DOI 10.1016/0021–9797(88)90203–2. – ISSN 00219797
- [242] Xiao, Helin ; Zhao, Liangrui ; Li, Zhongzhao ; Wei, Mingrui ; Guo, Guanlun: Development of a simplified model for droplet vaporization. In: *Thermal Science* 20 (2016), Nr. 1, S. 337–345. <http://dx.doi.org/10.2298/TSCI150327162X>. – DOI 10.2298/TSCI150327162X. – ISSN 03549836

- [243] Yang, Shiyou ; Ra, Youngchul ; Reitz, Rolf D.: A vaporization model for realistic multi-component fuels. In: *Proceedings of the 22nd Annual Conference on on Liquid Atomization and Spray Systems* (2010), Nr. May
- [244] Yang, Shiyou ; Ra, Youngchul ; Reitz, Rolf D. ; VanDerWege, Brad ; Yi, Jianwen: Development of a realistic multicomponent fuel evaporation model. In: *Atomization and Sprays* 20 (2010), Nr. 11, 965–981. <http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.v20.i11.40>. – DOI 10.1615/AtomizSpr.v20.i11.40. – ISSN 1044–5110
- [245] Yao, G. F. ; Abdel-Khalik, S. I. ; Ghiaasiaan, S. M.: An Investigation of Simple Evaporation Models Used in Spray Simulations. In: *Journal of Heat Transfer* 125 (2003), Nr. 1, 179. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1517267>. – DOI 10.1115/1.1517267. – ISBN 0022–1481
- [246] Zeldowitsch, J.B. ; Barenblatt, G. I. ; Librovich, V. B. ; Makhviladze, G. M.: *The Mathematical Theory of Combustion and Explosions*. 1985
- [247] Zeldowitsch, J.B. ; Frank-Kamenetzki, D.A.: The theory of thermal propagation of flames. In: *Acta Physicochimica U.R.S.S* 9 (1938), Nr. 2, S. 341–350
- [248] Zeldowitsch, J.B. ; Frank-Kamenetzki, D.A.: A Theory of Thermal Propagation of Flame. Version: 1988. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-08-092523-3.50015-0>. In: *Dynamics of Curved Fronts*. Elsevier, 1988. – DOI 10.1016/B978-0-08-092523-3.50015-0, 131–140
- [249] Zhang, Lei ; Kong, Song C.: Vaporization modeling of petroleum-biofuel drops using a hybrid multi-component approach. In: *Combustion and Flame* 157 (2010), Nr. 11, S. 2165–2174. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2010.05.011>. – DOI 10.1016/j.combustflame.2010.05.011. – ISBN 0010–2180
- [250] Zhou, Zhi F. ; Li, Wei Y. ; Chen, Bin ; Wang, Guo X.: A 3rd-order polynomial temperature profile model for the heating and evaporation of moving droplets. In: *Applied Thermal Engineering* 110 (2017), S. 162–170. – ISSN 13594311

- [251] Zucker, Robert D. ; Biblarz, Oscar: *Fundamentals of Gas Dynamics. 2.*  
Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2002. – 512 S. – ISBN  
978-0-471-05967-7