

FLAMMENKERNBILDUNG DURCH ZÜNDFUNKEN BEI LADUNGSVERDÜNNUNG

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

von M.Sc. Andreas Schneider

geb. am 18.05.1982 in Dsheskasgan (Kasachstan)

genehmigt durch die Fakultät für Maschinenbau
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Promotionskolloquium am 06.11.2017

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Hermann Rottengruber

Prof. Dr.-Ing. Ulrich Spicher

Lenox und Xenia gewidmet

Erklärung

„Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters habe ich nicht in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen. Verwendete fremde und eigene Quellen sind als solche kenntlich gemacht. Ich habe insbesondere nicht wissentlich:

- Ergebnisse erfunden oder widersprüchliche Ergebnisse verschwiegen,
- statistische Verfahren absichtlich missbraucht, um Daten in ungerechtfertigter Weise zu interpretieren,
- fremde Ergebnisse oder Veröffentlichungen plagiiert,
- fremde Forschungsergebnisse verzerrt wiedergegeben

Mir ist bekannt, dass Verstöße gegen das Urheberrecht Unterlassungs- und Schadensersatzansprüche des Urhebers sowie eine strafrechtliche Ahndung durch die Strafverfolgungsbehörden begründen kann.

Ich erkläre mich damit einverstanden, dass die Dissertation ggf. mit Mitteln der elektronischen Datenverarbeitung auf Plagiate überprüft werden kann.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.“

Heilbronn, 06. 11. 2017

Andreas Schneider

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Industriepromotion in der Brennverfahrensentwicklung (GS/ECS) bei der Robert Bosch GmbH am Standort Schwieberdingen.

Mein ganz besonderer Dank gebührt Herrn Professor Dr.-Ing. H. Rottengruber für die wissenschaftliche Betreuung der Promotion und die vielen wertvollen Diskussionen und Anregungen. Ferner danke ich Herrn Professor Dr.-Ing. U. Spicher für sein Interesse an der Arbeit und die freundliche Übernahme des Korreferats.

Seitens der Robert Bosch GmbH möchte ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen von der Brennverfahrensentwicklung für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Insbesondere möchte ich meinen Dank an meinen direkten Vorgesetzten Herrn Dr.-Ing. Alexander Hettinger aussprechen, der gleichzeitig die Arbeit unternehmensseitig betreut hat. Sein unerschöpfliches Interesse für den aktuellen Erkenntnisstand, seine Anregungen und nicht zuletzt die bereitgestellten Randbedingungen zur Durchführung der Versuche und Entwicklung der Methoden haben erheblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Ein Teil der experimentellen Untersuchungen erfolgte im Zentralbereich „Forschung und Vorausbildung“ am Robert Bosch Standort Gerlingen-Schillerhöhe. Viele Impulse und technische Ratschläge bekam ich während dieser Zeit von Herrn Dr.-Ing. Philippe Leick, wofür ich ihm herzlich danken möchte. Dank gebührt ihm auch für seine Korrekturvorschläge während der Endphase der schriftlichen Ausarbeitung.

Meinem Mitdoktoranden Tobias Gawlica danke ich für die tolle, wenngleich zeitweilig nervenaufreibende, Zeit während dem gemeinsamen Aufbau des Einzylinder-Forschungsmotors. Besondere Unterstützung bekamen wir während dieser Zeit von Eddie Weiss, der mit seinem handwerklichen Geschick/Sachverstand sowohl mechanische als auch elektrotechnische Herausforderungen gemeistert und damit maßgeblich zur erfolgreichen Inbetriebnahme beigetragen hat.

Der größte Dank gilt meiner Familie, meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben und meiner Frau Marina, die sich bereit erklärt hat diesen Weg mit mir zu gehen. Insbesondere meine Kinder, Lenox und Xenia, haben es durch ihre unbeschwerte Art immer wieder geschafft mich an kräftezehrenden Tagen wieder zu motivieren.

Kurzfassung

Die Verdünnung des Luft-Kraftstoffgemisches durch Abgasrückführung und/oder zusätzliche Luft (homogene Abmagerung) stellt als eine Maßnahme zur Verbrauchsabsenkung die Funkenzündung zunehmend vor hohe Herausforderungen. Sowohl die Prozesse während der Flammenkernbildung als auch während der anschließenden Hauptverbrennung werden durch das reaktionsträgere Gemisch negativ beeinflusst und spiegeln sich in einem unruhenden Motorlauf wieder. Im Rahmen der Arbeit werden die Wirkmechanismen bei der Flammenkernbildung durch Zündfunken und deren Auswirkungen auf die zyklischen Schwankungen des Verbrennungsablaufs beleuchtet. Im ersten Schritt werden an einer durchströmten, optisch zugänglichen Brennkammer grundlegende Versuche zur Entflammung verdünnter Gemische durchgeführt. Einer der wichtigsten Parameter auf die Flammenkernbildung ist die Wechselwirkung des Zündplasmas mit dem Strömungsfeld. Die Strömung führt zu einer Auslenkung des Zündfunken, wodurch ein effizienter Energieübertrag vom Plasma an das Gemisch ermöglicht wird. In detaillierten Parameterstudien wird der Einfluss thermofluidodynamischer Randbedingungen und elektrischer Funkenparameter auf die Zündfunkenauslenkung untersucht. Für die Bewertung der Flammenkernbildung im motorischen Betrieb werden im zweiten Schritt Werkzeuge und Methoden entwickelt, die eine Bestimmung wichtiger Einflussgrößen auf die Initialphase der Verbrennung zugänglich machen. Durch eine thermofluiddynamische Simulation des Plasmakanals gelingt es, die Funkenanemometrie zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit am Zündort weiterzuentwickeln. Darüberhinaus können zwei weitere Parameter, die momentane Funkenlänge und der Energieübertragungswirkungsgrad vom Plasma an das Gemisch, zyklus aufgelöst ermittelt werden. Im dritten Schritt der Arbeit werden Untersuchungen an einem mittels Endoskopie optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor durchgeführt und die erarbeiteten Werkzeuge und Methoden konsequent eingesetzt. Fokus richtet sich dabei auf die Prozesse bei der Flammenkernbildung in homogen-mageren Gemischen an der Verdünnungsgrenze. Durch Variation der Parameter Zündzeitpunkt, Funkenstromprofil, Ladungsbewegung und Betriebspunkt wird analysiert, inwieweit die Prozesse während der Flammenkernbildung den Ablauf der Hauptverbrennung beeinflussen und für das Entstehen von unvollkommenen Verbrennungen oder gar Verbrennungsaussetzern verantwortlich sind. Es kann gezeigt werden, dass die Interaktion des Funkenplasmas mit der Ladungsbewegung einen entscheidenden Einfluss auf die Energieübertragung vom Plasma an das Gemisch hat. Ausreißer des indizierten Mitteldrucks werden durch geringes Strömungsniveau am Zündort verursacht. Ist dieses zum ZZP ausreichend hoch, so beeinflusst der Funkenstromverlauf nicht nur den zeitlichen Eintrag der Energie in das Gemisch, sondern bestimmt auch die maximale Auslenkung des Zündfunken. Mit steigender Drehzahl und Last nimmt der Einfluss der Hauptverbrennung auf die zyklischen Schwankungen zu, so dass Ausreißer des indizierten Mitteldrucks nicht nur auf die Initialphase der Verbrennung zurückzuführen sind, sondern auch auf deren gesamten zeitlichen Ablauf. Die Ausweitung der Verdünnungsgrenzen erfordert daher nicht nur eine Leistungssteigerung der Funkenzündung sondern auch eine ganzheitliche Anpassung des Brennverfahrens.

Abstract

In order to achieve further fuel consumption benefits, charge dilution by exhaust gas recirculation and/or additional air (charge enleanment) present enormous challenges to spark ignition. The processes during flame kernel formation and the subsequent main combustion phase are negatively affected by the low reactivity of the mixture. This results in a disturbance of the engine running smoothness. In this work, mechanisms during flame kernel formation and their impacts on the cyclic combustion variations are examined. As a first step, basic experiments are conducted in an optical combustion vessel under flowing conditions with diluted mixtures. One of the main influencing factors during flame kernel formation is the interaction of the spark plasma with the flow field. The spark plasma is deflected and stretched by the internal flow field allowing for an efficient energy transfer from the plasma to the surrounding mixture. Therefore, the influence of thermo-fluid dynamic boundary conditions and the influence of electrical spark parameters on spark deflection are investigated in detailed parameter studies. For the investigation of the flame kernel formation at engine conditions in the second step of this work, tools and methods are developed allowing for the determination of important parameters that affect the initial stages of combustion. Numerical simulations of the plasma channel helped to refine the method of spark anemometry, which provides the determination of flow velocity at spark plug location. Furthermore, cycle resolved determination of two additional parameters, the instantaneous spark length and the energy transfer efficiency from plasma to the surrounding mixture, was possible. In the third step of this work, further investigations are conducted in a single cylinder research engine with endoscopic access using the developed methods and tools. The investigations focus on the processes during flame kernel formation in homogenous lean mode when approaching the lean limit of the engine. By variation of spark timing, spark current profile, charge motion concept and the engine operating point, it is analyzed to what extent the progress of main combustion is affected by the processes during flame kernel formation leading to partial burn cycles or even misfires. It can be shown that the interaction of spark plasma with charge motion is a crucial factor for the energy transfer efficiency from spark plasma to the surrounding mixture. Outliers of the indicated mean effective pressure are caused by low flow levels at spark plug location. If local flow levels at ignition timing are sufficiently high, both the temporal energy distribution and the maximum spark deflection can be affected by spark current profile. With increasing engine speed and load, cyclic variations are increasingly affected by processes during the main combustion period. In this case, outliers of the indicated mean effective pressure are not only attributed to the initial stages of combustion but also on the overall temporal progress of the main combustion phase. Therefore, the extension of lean limit not only requires a power increase of the ignition system, but also the adaptation of the overall combustion system.

Inhaltsverzeichnis

Erklärung	III
Vorwort	V
Kurzfassung	VII
Abstract	IX
Inhaltsverzeichnis	XI
Abkürzungsverzeichnis	XIII
1 Einführung	1
1.1 Zündsysteme im Wandel der Zeit	1
1.2 Einteilung der Zündsysteme	3
1.3 Motivation und Zielsetzung	5
2 Grundlagen	11
2.1 Transistorspulenzündung - Aufbau und Funktion	11
2.2 Vorgänge im Funkenplasma	12
2.2.1 Phasen der Funkenentladung	13
2.2.2 Anoden- und Kathodenfall	16
2.2.3 Plasmasäule	19
2.2.4 Wärmefreisetzung im Funkenplasma	20
2.3 Flammenkernbildung	27
2.3.1 Minimale Zündenergie	27
2.3.2 Einfluss der Strömung	30
2.4 Gemischverdünnung im Motor	32
2.4.1 Flammbareitsgrenzen und Verdünnungsgrad	32
2.4.2 Klassische Methoden zur Bewertung des Zündsystemeinflusses	34
2.4.3 Externe Abgasrückführung und Abmagerung im Vergleich	36
3 Werkzeuge und Methoden zur Untersuchung der Flammenkernbildung	39
3.1 Messung elektrischer Kenngrößen	39
3.2 Energiebilanz der Transistorspulenzündung	42

3.3	Verwendete Zündsysteme	44
3.4	Durchströmte Brennkammer	46
3.4.1	Aufbau und Funktionsweise	46
3.4.2	Optische Messtechnik	48
3.4.3	Auswertemethoden	51
3.5	Bestimmung von Zündfunkenlänge und Strömungsgeschwindigkeit aus elektri- schen Messgrößen	52
3.5.1	Ansatz	53
3.5.2	Bestimmung des Anoden und Kathodenfalls	53
3.5.3	Simulation der Säulenfeldstärke	56
3.5.4	Berechnungsgleichungen zur Bestimmung von ℓ_{Fu} und v_{zk}	61
3.6	Einzyylinder Forschungsmotor	63
3.6.1	Optischer Aufbau	64
3.6.2	Versuchs- und Analysemethoden	65
4	Grundlagenuntersuchungen an der Brennkammer	69
4.1	Flammenkernbildung im stationären Fall	69
4.2	Verhalten des Zündfunkens bei Anströmung	73
4.2.1	Phänomenologie der Funkenauslenkung	73
4.2.2	Parametervariation	74
4.2.3	Physikalischer Erklärungsansatz für den Restrike	79
4.3	Flammenkernbildung im angeströmten Fall	81
4.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	84
5	Untersuchungen am Einzyylinder-Forschungsmotor	87
5.1	Elektrische Verlustteilung der Transistorspulenzündung	87
5.2	Optische Untersuchungen zur Flammenkernbildung im mageren Betrieb	90
5.2.1	Versuchsplan und Analyseparameter	90
5.2.2	Einfluss der Gemischzusammensetzung	91
5.2.3	Einfluss des Funkenstroms und des Zündzeitpunkts	96
5.2.4	Einfluss des turbulenten Strömungsfelds auf A_K -Bildung	101
5.2.5	Einfluss der Ladungsbewegung	107
5.2.6	Einfluss der Last und der Drehzahl	112
6	Zusammenfassung und Ausblick	125
	Literaturverzeichnis	XIX

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzungen

Abkürzung	Bezeichnung
AGR	Abgasrückführung
BP	Betriebspunkt
COV	Coefficient Of Variance
COV-hd	Coefficient Of Variance des indizierten Mitteldrucks des Hochdruckteils
COV-hd-opt	Coefficient Of Variance des indizierten Mitteldrucks des Hochdruckteils ohne schwache Zyklen
DBZ	Durchbruchzündung
EA	Elektrodenabstand
fhr5	Ort in °KW an dem 5 % der Kraftstoffmasse umgesetzt sind
IGBT	Insulated-Gate Bipolar Transistor
°KW	Grad Kurbelwellenwinkel
LUT	Look-Up-Tabelle
mfb0-5	Brennverzug
mfb5-95	Brenndauer
mfb10	Ort in °KW an dem 10 % der Kraftstoffmasse umgesetzt sind
mfb5	Ort in °KW an dem 5 % der Kraftstoffmasse umgesetzt sind
mfb50	Ort in °KW an dem 50 % der Kraftstoffmasse umgesetzt sind
mfb90	Ort in °KW an dem 90 % der Kraftstoffmasse umgesetzt sind
T0	Tumbleklappenstellung für deaktivierte Tumble-Strömung
T100	Tumbleklappenstellung für aktivierte Tumble-Strömung
TSZ	Transistorspulenzündung
ZZP	Zündzeitpunkt, /-e, /-es

Griechische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
α, β	dimensionslose Faktoren	[-]
ϵ	Verdichtungsverhältnis (geometrisch)	[-]
$\eta_{el,s}$	elektrischer Wirkungsgrad auf der Sekundärseite der TSZ	[-]
η_{Fu}	Energieübertragungswirkungsgrad des Zündfunken	[-]
η_m	Wirkungsgrad des Magnetkreises der TSZ	[-]
η_p	elektrischer Wirkungsgrad auf der Primärseite der TSZ	[-]
η_{TSZ}	elektrischer Wirkungsgrad der TSZ	[-]
λ	Verbrennungsluftverhältnis	[-]
λ_D	Debye-Länge	[m]
λ_f	Thermische Leitfähigkeit des Plasmas im Kathodenfallgebiet	[W/mK]
λ_S	Wärmeleitfähigkeit des Plasmas	[W/mK]
$\dot{\omega}$	elektrischer Quellterm	[W/m ³]
Φ	Magnetischer Fluss	[Wb]
φ_{eff}	Effektive Austrittsarbeit des Kathodenmaterials	[eV]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
ρ_u	Dichte im Unverbrannten	[kg/m ³]
σ_{pmi}	absolute Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks	[bar]
σ_S	elektrische Leitfähigkeit der Plasmasäule	[S/m]
χ_i	Ionisationsenergie des Plasmas	[eV]

Lateinische Symbole

Formelzeichen	Bezeichnung	Einheit
$\bar{A}_{K,\Delta t}$	im zeitl. Mittel erreichte Flammenkernfläche Δt ms nach ZZP	[mm ²]
$\bar{A}_K(t)$	Ensemblemittelwert der Flammenkernfläche	[mm ²]
$A_K(t)$	zeitl. Entwicklung der Flammenkernfläche	[mm ²]
c_i	Impulsübertragungsfaktor	[-]
C_K	Streukapazität der Zündkabel	[F]
C_K	Streukapazität der Zündleitungen	[F]
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	[J/kgK]
C_s	Gesamtkapazität auf der Sekundärseite	[F]
C_{ZK}	Zündkerzenkapazität	[F]

C_{ZK}	Zündkerzenkapazität	[F]
C_{ZS}	Streukapazität der Zündspule	[F]
C_{ZS}	Streukapazität der Zündspule	[F]
d_0	Düsendurchmesser	[m]
E	Elektrische Feldstärke entlang des Plasmafadens	[V/m]
$E_{Fu,el}$	Gesamte elektrisch zugeführte Funkenenergie	[J]
$E_{Fu,ind}$	Induktiver Anteil der elektrisch zugeführten Funkenenergie	[J]
$E_{Fu,kap}$	Kapazitiver Anteil der elektrisch zugeführten Funkenenergie	[J]
ℓ_{Fu}	Gesamtlänge des Zündfunkens	[m]
$E_{mag,n}$	nutzbare magnetisch gespeicherte Energie im Zündtrafo	[J]
E_{mag}	aufgewendete Energie zum Aufbau des Magnetfelds	[J]
$E_{mag,v}$	Eisen-/Koppelverluste im Magnetkreis	[J]
E_{min}	minimale Zündenergie	[J]
E_p	primärseitig eingespeiste elektrische Energie in die TSZ	[J]
$E_{p,v}$	ohmsche Verluste auf der Primärseite der TSZ	[J]
E_S	Elektrische Säulenfeldstärke	[V/m]
$E_{S,exp}$	experimentell ermittelte elektr. Feldstärke der Plasmasäule	[V/mm]
$E_{S,sim}$	simulierte elektr. Feldstärke der Plasmasäule	[V/mm]
$E_{s,v}$	ohmsche Verluste auf der Sekundärseite der TSZ	[J]
P_{Fu}	Funkenleistung	[W]
I_{Fu}	Funkenstrom	[A]
$I_{Fu,max}$	Funkenanfangsstrom	[A]
I_p	Primärstrom	[A]
$I_{p,max}$	Abschaltstrom	[A]
I_{trans}	Umschlagstrom von der Glimm- in die Bogenphase	[A]
$\bar{\lambda}_{th}$	mittlere thermische Leitfähigkeit	[W/mK]
L_p	Induktivität der Primärwicklung	[H]
L_s	Induktivität der Sekundärwicklung	[H]
L_{St}	stöchiometrischer Mindestluftbedarf	[-]
m_{AG}	Abgasmasse im Zylinder	[kg]
m_{Br}	Brennstoffmasse	[kg]
m_L	Luftmasse	[kg]
$m_{L,zus}$	zusätzliche Luftmasse im Zylinder (relativ zu $\lambda = 1$)	[kg]
m_{zus}	Masse des Verdünnungsmediums im Zylinder	[kg]
N	Windungszahl der Spule	[-]
n	Gesamtanzahl der Zyklen	[-]
P	Leistung	[W]
p	Druck	[N/m ²]
p_{mi}	indizierter Mitteldruck	[bar]

$p_{mi,hd}$	indizierter Mitteldruck der Hochdruckschleife	[bar]
$p_{mi,lw}$	indizierter Mitteldruck der Ladungswechselschleife	[bar]
\bar{p}_{mi}	Mittelwert des indizierten Mitteldruck	[bar]
p_u	Umgebungsdruck	[bar]
Q_b	umgesetzte Brennstoffenergie	[J]
\dot{q}_λ	Wärmestromdichte durch Wärmeleitung	[W/m ²]
R	ohmscher Widerstand	[Ω]
r	Ortskoordinate in radialer Richtung	[m]
R_K	ohmscher Widerstand der Zündleitungen	[J]
R_p	Ohmscher Widerstand der Primärwicklung	[Ω]
r_p	Stromleitender Plasmaradius	[m]
R_s	Ohmscher Widerstand der Sekundärwicklung	[Ω]
R_{ZK}	Ohmscher Widerstand der Zündkerze (Panatwiderstand)	[Ω]
S_L	laminare Brenngeschwindigkeit	[m/s]
$S_{L,0}$	laminare Brenngeschwindigkeit bei Normbedingungen	[m/s]
t	Zeit	[s]
t_d	Zeitpunkt nach Funkendurchbruch	[s]
t_{exp}	Belichtungsdauer	[s]
t_{Fu}	Funkenbrenndauer	[s]
T_K	Schmelztemperatur des Kathodenmaterials	[K]
T_p	Plasmatemperatur	[K]
t_s	Schließzeit	[s]
T_u	Temperatur im Unverbrannten	[K]
T_u	Umgebungstemperatur	[K]
T_v	Temperatur im Verbrannten	[K]
U_A	Anodenfallspannung	[V]
U_b	Batteriespannung	[V]
U_{DB}	Durchbruchspannung	[V]
U_{Fu}	Funkenbrennspannung	[V]
U_{ind}	Induktionsspannung	[V]
U_K	Kathodenfallspannung	[V]
U_S	Säulenspannung	[V]
v_0	Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt	[m/s]
v_{ZK}	Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze	[m/s]
X	Verdünnungsgrad	[–]
x_{AG}	Massenanteil von Abgas	[–]

1 Einführung

1.1 Zündsysteme im Wandel der Zeit

Mit „**Bon Allumage**“, was soviel heißt wie „Gute Zündung“, statt mit „**Bon Jour**“ sollen sich Nutzer motorgetriebener Fahrzeuge begrüßt haben, wenn Sie sich auf den, damals noch rar befahrenen, Straßen begegneten [1]. Tatsächlich bezeichnete Carl Benz einst die Zündung des Kraftstoff-Luft-Gemisches als das „Problem der Probleme“. Im Gegensatz zu heutigen Zündsystemen bestand die technische Herausforderung darin, den Zündfunken zuverlässig und zur richtigen Zeit zu erzeugen. Erste Erfindungen der Verbrennungskraftmaschine (Huygens 1673, Papin 1688) behelfen sich mit der direkten Zündung von Feststoffen, wie etwa Schießpulver, welches in einer Pulverschale im Zylinder vor jedem Zündvorgang befüllt werden musste. Die Verbrennung des Feststoffes führte nach der Zündung zu einem Druckanstieg im Zylinder. Später fokussierte man sich auf die Zündung von Kraftstoff-Luft-Gemischen (Brown 1826, Wright 1833). Als Zündquelle diente zu Beginn eine externe, stationär brennende Flamme, die über Schieberöffnungen in den Hauptbrennraum gelangte [2]. Abbildung 1.1(a) zeigt eine Ausführungsform der Flammenzündung, die im Jahr 1838 durch den englischen Erfinder William Barnett patentiert wurde.

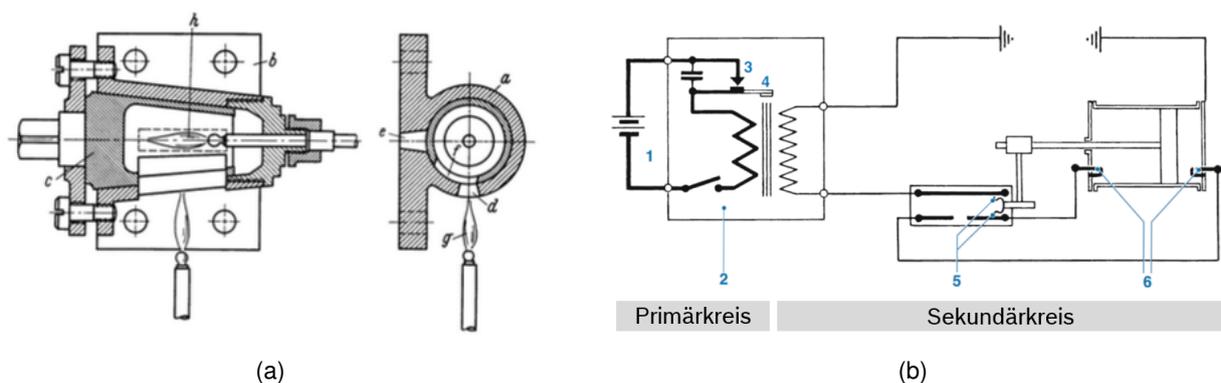


Abbildung 1.1: (a) Flammenzündung nach William Barnett (1838) aus [2], (b) Hochspannungssummerzündung von Lenoir (1860) aus [3]

Das Prinzip basiert darauf, dass ein umlaufender Hahn (c) je nach Position unterschiedliche Schlitze (e,d) im Gehäuse freigibt, die alternierend mit einer stationären Brennerflamme (g) über Schlitz (d) und mit dem Hauptbrennraum über Schlitz (e) in Verbindung stehen. Die statio-

näre Brennerflamme entzündet im ersten Schritt das in die Kammer strömende Brenngas (h), worauf kurz danach der Schlitz (d) wieder verschlossen wird. Die Zündfackel gelangt schließlich über die Öffnung (e) in den Hauptbrennraum und entzündet dort die Zylinderladung. Durch die Druckwelle der Hauptverbrennung erlischt kurzzeitig das Brenngas, wonach es allerdings über den Schlitz (e) wieder entzündet wird. Leider geht aus der Literatur nicht hervor, ob dieses Konzept je funktioniert hat [2]. Im Jahr 1801 erwähnt Philippe Lebon in seinem Patent über einen doppelwirkenden Zweitakter erstmals den Einsatz einer elektrischen Funkenzündung, wobei das technische Konzept nicht eindeutig hervorgeht. Die Erfinder waren sich relativ früh einig, dass für den erfolgreichen Einsatz der Verbrennungskraftmaschine, insbesondere für mobile Anwendungen, eine kontinuierliche Leistungsabgabe unabdingbar war. 1843 führt der Amerikaner Alfred Drake auf einer Fachausstellung eine Maschine vor, die das Gemisch durch ein auf Weißglut gebrachtes und in den Brennraum ragendes Gusseisenrohr entzündet. Später wurde dieses Verfahren von Gottlieb Daimler in Form einer Glührohrzündung weiterentwickelt (1885) und fand über mehrere Jahre Anwendung in Ottomotoren. Der Einsatz der elektrischen Funkenzündung im laufenden Motorbetrieb wurde erstmals im Gasmotor von Lenoir im Jahr 1860 eingesetzt. Die Hochspannungs-Summerzündung in Abb. 1.1(b) erinnert anhand der Primär- und Sekundärseite des Hochspannungstrafos bereits stark an den Aufbau heutiger induktiver Zündsysteme. Der Aufbau des Magnetfelds im Primärkreis erfolgt durch Schließen des Summerkontakts (3). Mit fließendem Strom wird im Primärkreis in der Primärwicklung ein Magnetfeld aufgebaut, wodurch ab einer bestimmten Schwelle der Anker (4) anzieht und den Summerkontakt öffnet. Die Unterbrechung des Stromflusses führt zu einer Magnetfeldänderung und analog zu heutigen Zündsystemen zu einem Hochspannungsaufbau auf der Sekundärseite. Die Verteilung der Zündenergie auf die Elektroden (6) erfolgt dabei durch Schieberkontakte (5). Das Schließen und Öffnen des Summerkontakts von bis zu 40 mal in der Sekunde verursachte ein charakteristisches Summgeräusch. Durch die passive Steuerung des Schalters konnte der Zündzeitpunkt nicht exakt eingestellt werden und obwohl das System schon damals durch eine Batterie gespeist wurde, beschränkte man sich auf stationäre Anwendungen, da es keine Möglichkeit für eine mobile Stromerzeugung gab [3]. Erst mit der Einführung der Niederspannungs-Magnetzündung im Jahr 1897 durch die Firma Bosch gelang der Durchbruch für die mobile Anwendung des Systems. Wie der Name impliziert, verwendete man für den Spannungsaufbau einen Dauermagneten, der ein pendelndes Element (Hülse) und einen feststehenden, mit Draht umwickelten Anker umschloss. Die Hülse wurde über ein Kurbelschwingenantrieb zum pendeln gebracht und führte aufgrund der Magnetfeldänderung zum Spannungsaufbau an den Klemmen. Das System wurde durch eine Sekundärwicklung auf dem Ankerelement weiter verbessert, wodurch mit der Hochspannungs-Magnetzündung im Jahr 1902 (vgl. Abb. 1.2(a)) ein zuverlässiges Zündsystem auf den Markt kam und bis in die späten 20er Jahre Anwendung fand. Das System war unabhängig von Fremdenergie, da die Hochspannungserzeugung durch die Drehbewegung der Elemente entstand, die durch die Kurbelwelle angetrieben wurden. Auch wenn heutige Spulenzündsysteme konstruktiv wenig mit der Magnetzündung gemeinsam haben, so blieb das physikalische Funktionsprinzip basierend



Abbildung 1.2: (a) Hochspannungs-Magnetzündung von 1902, (b) Zündspulen heute

auf dem Faraday'schen Induktionsgesetz bis heute unverändert. Im Laufe der Jahre wurde das induktive Zündsystem stetig weiterentwickelt. Wesentliche Treiber waren zunächst die Kosten, die dazu führten, dass die Magnetzündung durch die mechanisch einfacher aufgebaute Batteriezündung ersetzt wurde. Der Hochspannungserzeuger wurde durch eine Batterie gespeist, die durch einen Generator geladen wurde. Die Weiterentwicklung der Motoren führte zur Erschließung weiterer Kennfeldbereiche und die stetig schärfer werdende Emissionsgesetzgebung erforderte weitere Entwicklungsschritte hinsichtlich Steuerung des Zündzeitpunkts (ZZP), wodurch mechanische Steuerelemente, wie etwa Zündverteiler, Fliehkraftzündversteller oder Unterbrecherkontakte sukzessive durch elektronische Bauteile ersetzt wurden. Heute ist das induktive Zündsystem eine vollelektronisch gesteuerte Komponente, die bis auf das physikalische Funktionsprinzip mit der Magnetzündung nichts mehr zu tun hat. Abbildung 1.2(b) zeigt einige Ausführungsformen.

1.2 Einteilung der Zündsysteme

Obwohl sich die klassische Funkenzündung seit mehr als 100 Jahren in Ottomotoren nahezu ausnahmslos durchgesetzt hat, werden in den letzten Jahren vermehrt auch alternative Zündverfahren diskutiert. Darunter versteht man im allgemeinen eine im Vergleich zum Zündfunken andere Art oder Form der Energieeinbringung in das Gemisch. Grund dafür ist vor allem die stetige Weiterentwicklung der Brennverfahren, woraus besonders kritische Zündbedingungen im Brennraum hervorgehen. Dies wird im nächsten Abschnitt im Detail beschrieben. Zuvor soll ein Überblick über die verschiedenen Zündverfahren anhand Abb.1.3 gegeben werden. Prinzipiell gibt es verschiedene Möglichkeiten Zündverfahren, einzuteilen, etwa in phy-

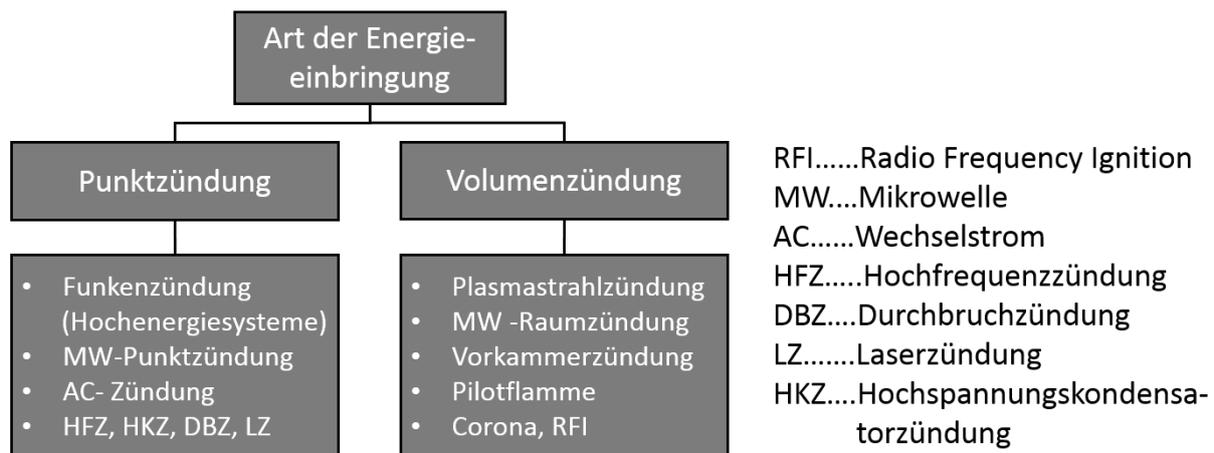


Abbildung 1.3: Überblick und Einteilung verschiedener Zündsysteme

sikalisch unterschiedliche Entflammungsprinzipien (thermisch, nichtthermisch, chemisch) oder wie in Abb. 1.3 dargestellt, nach der volumetrischen Ausdehnung des Zündorts. Punktzündung meint strenggenommen die Energieeinbringung an einem fixen Ort im Brennraum, wobei das Zündsystem keinen aktiven Einfluss auf die örtliche Verteilung der Energie hat, auch wenn die Energie durch innermotorische Strömungsprozesse sehr wohl verteilt wird. Volumenzündung steht für Zündverfahren, die während des Zündvorgangs die Energie (chemisch, thermisch,...) aktiv an mehrere Orte im Brennraum verteilen. Ein Beispiel hierfür ist die Corona-Hochfrequenzzündung [4], bei der sich zum Zündzeitpunkt mehrere voneinander unabhängige Entladekanäle (Streamer) ausbilden und selbständig in den Brennraum voranwachsen. Die aufgeführten Zündverfahren sollen lediglich einen Eindruck von der Vielfalt verschiedener Zündverfahren vermitteln, wobei die Liste bei weitem nicht vollständig ist. Einen umfassenden Einblick in die Funktionsweise dargestellter Zündsysteme und weiterer Verfahren bekommt man z.B. in [5], [6]. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Funkenzündung, so dass im Folgenden besonderes Augenmerk darauf gelegt werden soll. Eine charakteristische Eigenschaft der Funkenzündsysteme ist die Art der Energieeinbringung in das Funkenplasma. Bei der klassischen Spulenzündung (Transistorspulenzündung, TSZ) wird die Energie durch den im Zündplasma fließenden Strom in Form von Wärme umgesetzt. Der zeitliche Stromverlauf wird durch die Auslegung der Induktivitäten und ohmschen Widerstände festgelegt. Charakteristisch für die TSZ ist ein mit der Zeit abfallender Stromverlauf in der Funkenstrecke. Abbildung 1.4(a) zeigt ein vereinfachtes Ersatzschaltbild der TSZ. Wesentliche Komponenten sind dabei die Zündspule, bestehend aus Primär- und Sekundärwicklung (L_p bzw. L_s), der IGBT (Insulated-Gate Bipolar Transistor) zum Steuern der Ladedauer und des Zündzeitpunkts sowie die Sperrdiode auf der Sekundärseite (D_s) zur Unterdrückung des Einschaltfunken. Die genaue Funktionsweise wird in Kap. 2 noch genauer beschrieben. Der sich an der Funkenstrecke einstellende Strom (I_{Fu}) ist in Abb. 1.4(c) (oben) dargestellt und fällt wie beschrieben mit der Zeit ab. Der Pfeil illustriert den Freiheitsgrad bezüglich Steigung des Stromprofils und wird durch die Auslegung der Bautei-

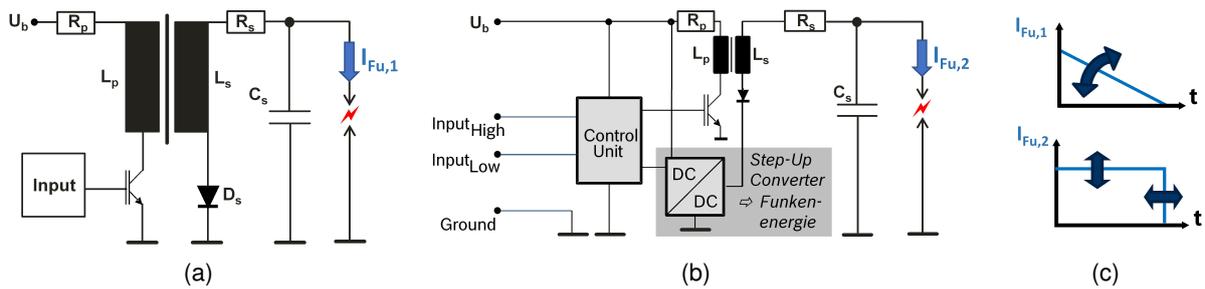


Abbildung 1.4: (a) Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer TSZ, (b) Leistungsgesteuertes Zündsystem (CEI), (c) Darstellbare Stromprofile der TSZ (oben) / CEI (unten)

le festgelegt. Neueste Entwicklungstrends der Funkenzündung fokussieren sich auf gesteuerte oder gar geregelte Systeme (Hochenergiesysteme) [7–12], die ein nahezu konstantes Stromprofil über der Zeit darstellen können. Sowohl das Stromniveau als auch die Entladedauer (= Funkenbrenndauer) sind dabei frei einstellbare Parameter. Derartige Konzepte erfordern erhebliche Eingriffe in die elektrische Beschaltung der Komponenten. In Abb. 1.4(b) ist das elektrische Schaltbild eines leistungsgesteuerten Zündsystems (CEI Controlled Electronic Ignition) der Fa. Bosch dargestellt [13]. Wie man erkennt, kommen neben den bereits beschriebenen Bauteilen einer TSZ weitere elektronische Komponenten, wie etwa ein Steuergerät (Control Unit) und ein DC-DC Wandler (Step-Up Converter), hinzu. Die Zündspule hat in erster Linie die Aufgabe, die notwendige Zündspannung von bis zu 50 kV bereitzustellen. Nach Funkendurchbruch wird die Entladung durch Energienachschub mittels eines DC-DC-Wandlers aufrechterhalten. Dieser wandelt die Bordnetzspannung (typ. 12 V-14 V) auf mehrere Kilovolt am Ausgang um. Die Höhe der Ausgangsspannung und der Gesamtwiderstand auf der Sekundärseite legen gemäß ohmschem Gesetz den Funkenstrom fest. Vorteil dieses Systems ist die freie Parametrierbarkeit des Funkenstromniveaus und der Funkenbrenndauer wie Abb. 1.4(c) (unten) zeigt. Unter realen Motorbedingungen können dabei Funkenenergien von bis zu 300 mJ dargestellt werden. Im Vergleich dazu erreichen aktuelle Serien-Zündsysteme, je nach Auslegung, Funkenenergien von 50-100 mJ. Die Treiber für die beschriebenen Entwicklungstrends werden im folgenden Abschnitt erläutert.

1.3 Motivation und Zielsetzung

Damals wie heute ist wohl die wichtigste Anforderung an ein Zündsystem die zuverlässige Entflammung des Luft-Kraftstoff-Gemisches. Wesentlicher Unterschied zu den Anfängen der Zündung ist jedoch die Vielfalt an Brennverfahren, mit denen die Funkenzündung heute konfrontiert wird. Den Pionieren des Motorenbaus war bereits damals bewusst, dass ein Gemisch aus Luft und Kraftstoff nahe der Stöchiometrie sehr gute Entflammungseigenschaften aufweist. Hauptproblem war wie bereits beschrieben, die zuverlässige Erzeugung des Zündfunken. Die-

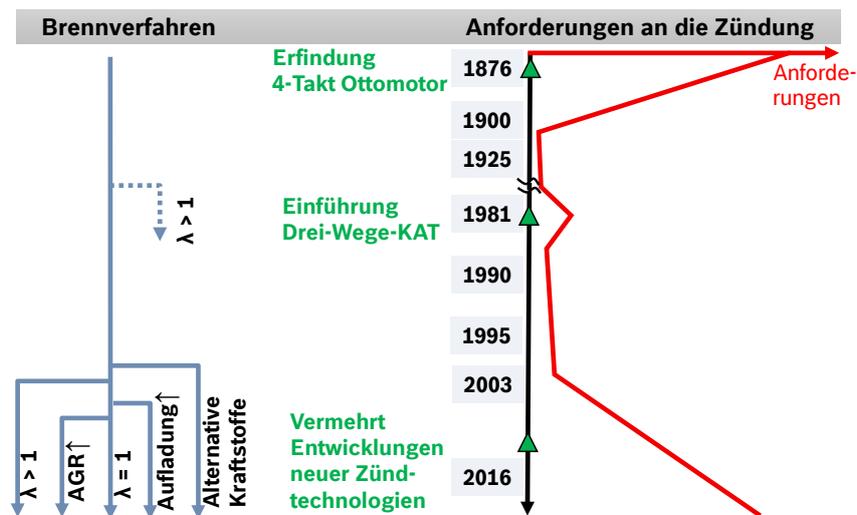


Abbildung 1.5: Zeitliche Entwicklung der Anforderungen an die Zündung mit relevanten Meilensteinen und Technologiepfade in der Brennverfahrensentwicklung

se Aufgabe wurde seit der Entwicklung der Magnetzündung und spätestens mit dem Einsatz der TSZ weitgehend gelöst. Größere Herausforderungen sind heute die weitaus schwierigeren Entflammungsbedingungen zum ZZP, die sich aus neuen Brennverfahrenskonzepten ergeben. Abbildung 1.5 stellt schematisch die Anforderungen an die Zündung (rot gekennzeichnet) als Funktion der Zeit seit der Entwicklung des Ottomotors dar. Parallel sind Technologiepfade in der Brennverfahrensentwicklung dargestellt. Seit der Entwicklung der TSZ waren die Anforderungen an das Zündsystem über viele Jahrzehnte auf einem moderaten Niveau, was im Wesentlichen auf das $\lambda = 1$ -Konzept und auf moderate Verdünnungsraten durch Abgasrückführung (AGR) zurückzuführen war. In den 70^{er} bis etwa Mitte der 80^{er} Jahre waren zeitweise Magerkonzepte ($\lambda > 1$) in Diskussion, woraus sich verschärfte Entflammungsbedingungen ergaben. In dieser Zeitspanne findet man einige Veröffentlichungen zu alternativen Zündverfahren, etwa zur Hochspannungskondensatorzündung (HKZ), Durchbruchzündung (DBZ) oder gar Laserzündung [14–18]. Durch die Einführung des 3-Wege-Katalysators und dem damit verbundenen stöchiometrischen Motorbetrieb wurden jedoch die Anforderungen an das Zündsystem wieder entschärft. Die TSZ konnte sich wieder über viele Jahre erfolgreich behaupten. Im Zuge der Verschärfung gesetzlicher Rahmenbedingungen hinsichtlich Verbrauch und Emissionen hat sich in den letzten 10-15 Jahren die Vielfalt an Brennverfahren deutlich erhöht. Beispiele hierfür sind Brennverfahren mit alternativen Kraftstoffen, wie etwa CNG (Compressed Natural Gas), Konzepte mit Hochaufladung und/oder die Verdünnung des Kraftstoff-Luftgemisches durch AGR und/oder Luft. Der Kraftstoff CNG bietet, neben CO₂-Absenkungspotenzialen aufgrund seiner chemischen Zusammensetzung, Wirkungsgradvorteile durch seine hohe Klopfestigkeit und damit die Möglichkeit einer Verdichtungsanhebung, was sich positiv auf den Prozesswirkungsgrad auswirkt. Durch Anhebung des Ladedrucks werden Downsizing-Konzepte weiter forciert. Weiterhin bietet die Gemischverdünnung thermodynamische Vorteile bei der Prozessführung und

damit weiteres Kraftstoffeinsparpotential. Die genannten Konzepte stellen jedoch hohe Anforderungen an das Zündsystem und können sogar zu Zielkonflikten bei der Auslegung führen. Eine Verdichtungsanhebung oder Aufladung führt zu hohen Gasdichten zum ZZP, so dass an der Vollast der Zündspannungsbedarf auf mehr als 40 kV ansteigen kann und vom Zündsystem bereitgestellt werden muss. Eine Behelfslösung wäre zum Beispiel die Verringerung des Elektrodenabstands und damit die Absenkung des Zündspannungsbedarfs. Allerdings hätte dieses Vorgehen negativen Einfluss auf die Entflammungsfähigkeit in der Teillast. Hier ist der Zündspannungsbedarf zwar deutlich geringer, allerdings sind die Entflammungsbedingungen umso kritischer, zum einen durch niedrigere Gastemperaturen und Drücke zum ZZP sowie bei zusätzlicher Gemischverdünnung durch AGR und/oder Luft durch reaktionsträgeres Gemisch. Die Verringerung des Elektrodenabstands verschärft die Entflammungsbedingungen aufgrund von Quenchingeffekten zusätzlich [19]. Als Folge treten zyklische Verbrennungsschwankungen in Form von unvollständigen und/oder unvollkommenen Verbrennungen oder gar Verbrennungsaussetzern auf, die sich in einem unrunder Motorlauf widerspiegeln. All die beschriebenen Trends bei der Entwicklung der Brennverfahren führen zu stetig steigenden Anforderungen an die induktive Funkenzündung. Dem geschuldet zeichnen sich seit einigen Jahren vermehrt Entwicklungstrends zu alternativen Zündverfahren ab. Hierzu entstanden in den letzten Jahren eine ganze Reihe an wissenschaftlichen Arbeiten, die sich mit Potentialen derartiger Zündverfahren hinsichtlich Brennverfahren auseinandersetzten [20–28]. Auch wenn durch den Einsatz dieser Zündverfahren Potentiale hinsichtlich Brennstabilität gezeigt werden konnten, so scheiterte bisher der Einsatz in Großserie. Grund hierfür ist die Tatsache, dass das Zündsystem noch weitaus mehr Anforderungen erfüllen muss als eine robuste und zuverlässige Entflammung des Gemisches. Zu benennen wären hier u.a. lange Wartungsintervalle im Realbetrieb (Dauerhaltbarkeit), thermische und mechanische Robustheit an der Vollast, Toleranz bezüglich Ablagerungen bei Schlechtkraftstoffen, elektromagnetische Verträglichkeit, vorteilhafte Packingeigenschaften und ein akzeptables Kosten-Nutzen-Verhältnis. Insbesondere bei Letzterem stellt die TSZ auch heute noch ein lukratives Verhältnis dar. Angesichts der Vorteile stellt sich die Frage, ob und inwieweit die TSZ den genannten Herausforderungen moderner Brennverfahren gerecht werden kann.

Sehr stark im Fokus der Brennverfahrensentwicklung ist aktuell der Trend zur weiteren Anhebung der AGR-Raten und/oder homogener Abmagerung des Gemisches und damit die Ausschöpfung weiterer Verbrauchspotentiale bzw. Anhebung des motorischen Wirkungsgrads. Die Verdünnung durch Luft hat einerseits verfahrenstechnische Vorteile bei der Gemischbildung und bietet zusätzlich höheres Verbrauchspotential gegenüber AGR [29]. Allerdings führt die übersstöchiometrische Verbrennung zu Stickoxidrohmissionen (NO_x), die im Gegensatz zu AGR mittels üblicher 3-Wege Katalysatortechnologie nicht beseitigt werden können und den Einsatz einer kostenintensiveren NO_x -Abgasnachbehandlung erforderlich machen. Um die Baugröße und damit die Kosten für diese Technologie zu senken, gilt es die NO_x -Rohmissionen so weit wie möglich abzusenken [13, 23]. Durch Steigerung der zusätzlichen Luftmasse wird die Verbrennungstemperatur abgesenkt, was sich in einer Absenkung der NO_x -Rohmissionen wie-

derspiegelt. Die Anhebung der zusätzlichen Luftmasse bzw. Ausweitung der Magergrenze ist damit nicht nur ein Treiber zur Senkung des Kraftstoffverbrauchs, sondern ist gleichzeitig eine notwendige Maßnahme, um der Herausforderung der NO_x-Emissionen bei Magerbrennverfahren gerecht zu werden.

Im Bereich der Funkenzündung gab es in der Vergangenheit etliche Arbeiten, die sich zum einen grundlegend mit der Funken- und Entflammungsphysik auseinandersetzten und zum Anderen sehr anwendungsorientiert die Auswirkungen veränderter Eingangsparameter (z.B. Funkenenergie, Funkenbrenndauer) auf das Betriebsverhalten des Motors (z.B. zyklische Schwankungen) bei Gemischverdünnung untersuchten. Ein Standardwerk im Bereich Grundlagen der Funkenphysik und Entflammung ist das Werk von Maly (Spark Ignition Physics) aus dem Jahr 1984 [30], das die Prozesse innerhalb des Funkenplasmas und deren Auswirkungen auf die Entflammung beschreibt. Maly zeigt in Grundlagenexperimenten an einer Brennkammer, dass die Entflammung von mageren Gemischen sehr stark von der Güte des Energieübertrags vom Funkenplasma an das Gemisch abhängt. Ein signifikanter Anteil grundlegender Arbeiten fokussiert sich auf die Modellierung der Flammenkernbildung [31–39]. Viele dieser Werke beschreiben den Plasma- und Flammenkernbildungsprozess unter stationären Randbedingungen, wobei zur Validierung Daten aus Brennkammerversuchen verwendet wurden. Experimentelle Arbeiten an stationären Brennkammern untersuchen mittels optischer Experimente die Prozesse bei der Plasmabildung und anschließender kugelförmiger Flammenausbreitung [38, 40, 41]. Obwohl die Werke erheblich zum Grundlagenverständnis der Flammenkernbildung beitragen, ist der Übertrag auf die Vorgänge im Motor aufgrund deutlich unterschiedlicher thermodynamischer und strömungstechnischer Randbedingungen heutiger Motoren sehr schwierig. Pischinger [42] untersucht 1989 die Flammenkernbildung in mageren Gemischen mit dem Fokus auf den Einfluss der Elektrodengeometrie. Als Versuchsträger diente ein optisch zugänglicher Motor mit quadratischer Laufbuchse. Herweg [43] stellt in Grundlagenexperimenten an einem Versuchsträger mit Vorkammer einen definierten Strömungszustand her, woraus er ein Modell für die Flammenkernbildung ableitet. Die Arbeiten stellen Pionierarbeiten auf dem Gebiet der Flammenkernbildung unter motorischen Randbedingungen dar, wenn auch die Geometrien und die Randbedingungen mit heutigen Motorkonzepten nicht vergleichbar sind. Beide Autoren machen jedoch auf die Wichtigkeit der Strömungsvorgänge für die Flammenkernbildung im mageren Betrieb aufmerksam und geben an, dass das Wegtragen des Flammenkerns von den kalten Elektroden essentiell für dessen Wachstum sei. Die Zündfunkenauslenkung als einer der wichtigsten Parameter in der Initialphase der Verbrennung wird hingegen nicht im Detail diskutiert. Auch der Einfluss des Betriebspunkts (Last, Drehzahl) auf die Magergrenze und die zyklischen Verbrennungsschwankungen bleibt ungeklärt. Böwing [44] untersucht im Jahr 2000 den Einfluss der Ladungsbewegung und des Zündsystems (Serien-TSZ, DBZ, Wirbelkammerzündung) auf den maximal darstellbaren Verdünnungsgrad. Er gibt u.a. an, dass die Hakenkerze in Kombination mit der TSZ die besten Ergebnisse hinsichtlich Abmagerbarkeit zeigt, was durch die bessere Laufruhe des Motors begründet wird. Die Analyse der zyklischen Schwankungen während der Entflammungsphase als einen der wichtigsten Einflussfaktoren auf die Laufruhe steht

hingegen nicht im Fokus. Viele weitere anwendungsorientierte Arbeiten untersuchen oft auf empirische Art und Weise den Einfluss der Zündsystemparameter (Zündenergie, Funkenbrenndauer, Art des Zündsystems, ...) auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen [19, 45–50]. Diese hängen insbesondere im mageren Betrieb jedoch nicht nur von der Entflammungsphase, sondern auch vom gesamten Ablauf der Verbrennung ab. Bei der Analyse der Ergebnisse läuft man dabei Gefahr, den Einfluss des Zündsystems überzubewerten und im Umkehrschluss den Einfluss des Brennverfahrens unterzubewerten. Es ist unbestritten, dass die Prozesse bei der Entflammung auch den Ablauf der Hauptverbrennung beeinflussen. Falls die Dominanz der Entflammung sehr hoch ist, weil etwa eine selbständige Flammenausbreitung zyklusindividuell nicht initiiert wird, so ist zu klären, welche physikalischen Effekte zu diesem Ereignis geführt haben. Erst im Anschluss lassen sich mögliche Abhilfemaßnahmen hinsichtlich Zündstabilität definieren oder die Grenzen der Funkenzündung aufzeigen.

Ziel dieser Arbeit ist die Herausarbeitung der Wirkmechanismen bei der Entflammung verdünnter Gemische durch Funkenzündung und daraus die Klärung der Frage, von welchen Parametern die Gemiscentflammung maßgeblich beeinflusst wird und welche Rolle diese hinsichtlich Ablauf der Hauptverbrennung und damit die zyklischen Schwankungen bzw. Laufruhe einnimmt. Die Entflammung hängt zum einen vom Energieeintrag des Zündfunkens an das Gemisch und zum anderen von den Randbedingungen am Zündort ab. Die Bereitstellung der elektrischen Energie ist insbesondere bei konventionellen Zündsystemen mit hohen Verlusten innerhalb der Zündkomponenten verbunden. Einen Eindruck von der Höhe der Verluste einer Spulenzündung im Motorbetrieb gibt eine im Rahmen dieser Arbeit aufgestellte elektrische Energiebilanz. Weitere Verluste entstehen am Zündort durch die Energieabfuhr vom Plasma an die Elektroden, so dass ein effizienter Energieübertrag einen wesentlichen Baustein für eine robuste Entflammung verdünnter Gemische darstellt. Die Auslenkung des Zündfunkens durch Zylinderinnenströmung ist ein bekanntes Phänomen [51–55]. Von welchen Faktoren diese abhängt und welchen Einfluss diese auf den Übertrag der Energie an das Gemisch und damit die Flammenkernbildung hat, ist, soweit dem Autor bekannt, nicht im Detail geklärt. Die Untersuchung der Einflussfaktoren auf die Zündfunkenauslenkung ist am Motor aufgrund vieler simultan wirkender Effekte äußerst schwierig. Um die Einzeleffekte wie lokale Strömungsgeschwindigkeit, Druck, Gemischzusammensetzung auf die Auslenkung und die Flammenkernbildung separiert voneinander zu untersuchen, werden im ersten Schritt Parameterstudien an einer optisch zugänglichen, durchströmten Brennkammer durchgeführt. Der dabei gewonnene Verständnisaufbau soll bei der Interpretation der Ergebnisse in anschließenden Motorversuchen genutzt werden. Zusätzlich werden mit Hilfe der Grundlagenuntersuchungen an der Brennkammer Werkzeuge und Methoden entwickelt, mit Hilfe derer die geometrischen Eigenschaften des Zündfunkens, die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort und der Energieübertragungswirkungsgrad vom Zündplasma an das umgebende Gemisch auch unter motorischen Randbedingungen zeitlich hochaufgelöst bestimmt werden. Mit den erarbeiteten Werkzeugen und Methoden und dem Einsatz eines Endoskops wird im zweiten Schritt die Flammenkernbildung und deren zyklische Schwankungen im homogenen, mageren Betrieb an einem Einzylinder-Forschungsmotor bei unterschiedlichen

Betriebsbedingungen (Last, Drehzahl, Tumble) untersucht. Besonderer Fokus liegt dabei auf der Interaktion des Zündplasmas mit der Zylinderinnenströmung und den sich entwickelnden Flammenkern an der Magergrenze. Die Interpretation der Ergebnisse wird, neben den entwickelten Methoden, auch durch klassische Analysewerkzeuge, wie etwa die zyklus aufgelöste Brennverlaufsanalyse und CFD-Berechnungen unterstützt. Ziel ist es, zu zeigen, welche Mechanismen bei der Entflammung zu unvollständigen¹ Verbrennungen führen und so die Lauf-
ruhe des Motors negativ beeinflussen. Sofern die Entflammung als eine Hauptursache für die Ausreisser des Mitteldrucks identifiziert werden kann, so soll diskutiert werden, ob und durch welche Maßnahmen, sei es durch veränderte elektrische Eigenschaften des Zündfunkens (z.B. mehr Zündenergie oder höherer Funkenstrom) oder durch Anpassungen des Brennverfahrens, Abhilfe getroffen werden kann.

¹Der Begriff „unvollständige Verbrennung“ meint in dieser Arbeit einen nicht vollständigen Umsatz der eingespritzten Kraftstoffmasse und damit einen nennenswerten Anteil von Kohlenmonoxid (CO) und unverbrannter Kohlenwasserstoffe (HC) im Abgas.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst auf die prinzipielle Funktionsweise der induktiven Funkenzündung eingegangen. Damit können in Kapitel 3 die Gleichungen für die elektrische Energiebilanz einfacher nachvollzogen werden. Im zweiten Schritt werden grundlegende Mechanismen bei der Funkenentladung und der Flammenkernbildung vorgestellt. Für die Beschreibung dieser Prozesse werden hierbei notwendige Begriffe eingeführt. Der letzte Abschnitt fokussiert sich auf die Auswirkungen der Verdünnung auf das Motorbetriebsverhalten und stellt dabei etablierte Kriterien zur Bewertung von Zündsystemen vor.

2.1 Transistorspulenzündung - Aufbau und Funktion

Abbildung 2.1 links zeigt schematisch ein vereinfachtes Ersatzschaltbild der TSZ mit den wesentlichen Komponenten. Die Primärseite setzt sich aus der Primärspule mit der Wicklungsinduktivität L_p und dem Wicklungswiderstand R_p , der Zündendstufe (IGBT) und der Anschlussklemme an die Batteriespannung U_b zusammen. Die Sekundärseite besteht aus der Sekundärspule mit der Wicklungsinduktivität L_s und dem Wicklungswiderstand R_s sowie der Zündkerze (ZK), die im Regelfall auch einen internen Entstörwiderstand (Panatwiderstand) besitzt. Da sich die Komponenten gegen Masse abstützen, entsteht auf der Sekundärseite eine Kapazität, auch als kapazitive Gesamtlast C_s bezeichnet, die sowohl das Zündspannungsangebot des Zündsystems als auch die Höhe der im Sekundärkreis fließenden Ströme kurz nach dem Funkendurchbruch beeinflusst. Auf der rechten Seite der Abb. 2.1 sind schematisch entsprechende Signal- bzw. Stromverläufe dargestellt. Die Einleitung der Zündung erfolgt durch Einschalten des IGBT, indem das Steuergerät (Input) ein Steuersignal I_s auslöst (typischerweise ein Rechteckpuls). Mit dem Einschaltvorgang des IGBT schließt der Primärkreis über eine fest applizierte Zeitdauer, die Schließzeit t_s , und es fließt ein Strom durch die Primärwicklung, der sogenannte Primärstrom I_p . Aufgrund der Induktivität ergibt sich ein asymptotischer Stromverlauf. Bei Verwendung der Maschenregel und des Induktionsgesetzes $U_{ind} = L_p \cdot dI_p/dt$ lässt sich unter Vernachlässigung des Spannungsabfalls am IGBT der Zusammenhang in Gleichung 2.1 herleiten.

$$I_p(t) = \frac{U_b}{R_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{R_p}{L_p} t\right) \right] \quad (2.1)$$

Mit fließendem Strom erfolgt gleichzeitig eine Zwischenspeicherung der elektrischen Energie im Magnetfeld der beiden Spulenkörper, die durch einen Eisenkern magnetisch gekoppelt

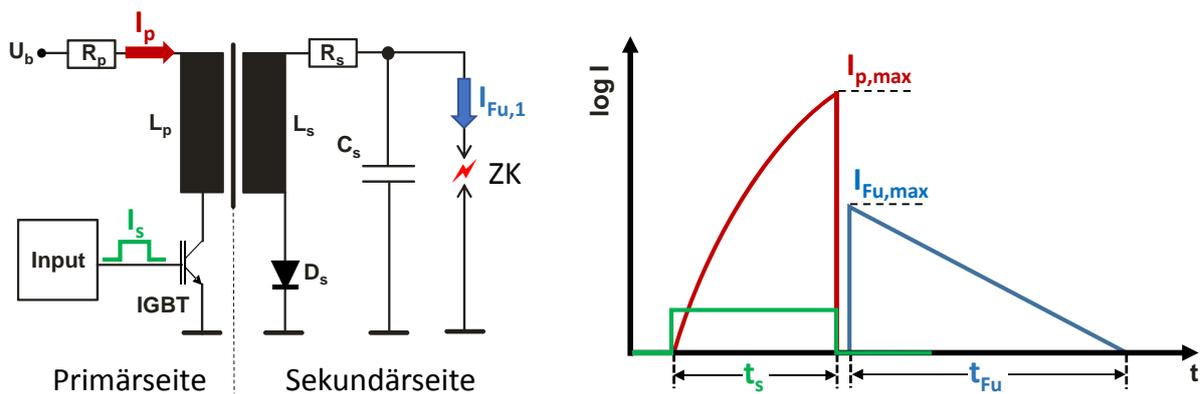


Abbildung 2.1: Vereinfachtes Ersatzschaltbild der TSZ (links) und Stromverläufe im Primär- und Sekundärkreis (rechts)

sind. Zum Zündzeitpunkt schaltet die Zündendstufe ab und unterbricht somit den Stromfluss in der Primärspule (je nach Auslegung bei $I_{p,max} = 10 - 15 \text{ A}$), wie in Abb. 2.1 rechts zu erkennen ist. Dadurch bricht das Magnetfeld bzw. der magnetische Fluss schlagartig zusammen. Die dabei induzierte Spannung in der Primär- und der Sekundärwicklung ist proportional zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses Φ und der Windungszahl der Zündspule N ($U_{ind} = N \cdot d\Phi/dt$). Da die Windungszahl auf der Sekundärspule deutlich größer ist als die auf der Primärspule (Faktor 100-150), wird auf der Sekundärseite eine deutlich höhere Spannung induziert. Der Spannungsanstieg erfolgt dabei mit etwa $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Zunächst bildet der Luftspalt zwischen den Elektroden einen nahezu perfekten Isolator. Erst bei Erreichen einer bestimmten Spannung an den Elektroden werden Ionisationsvorgänge im Luftspalt in Gang gesetzt, so dass bei Erreichen der Zündspannung bzw. Durchbruchspannung ein Plasmakanal gebildet wird und der Zündfunke durchbricht. Dabei wird ein Teil der im Magnetkreis gespeicherten Energie umgesetzt. Details hierzu werden im nächsten Abschnitt noch genauer erläutert. Kurz nach Funkendurchbruch setzt die induktive Entladephase ein, in der die restliche im Magnetfeld gespeicherte Energie umgesetzt wird. Der Stromfluss auf der Sekundärseite hat einen mit der Zeit nahezu linear abfallenden Verlauf und wird durch seinen maximalen Anfangswert, den Funkenanfangsstrom $I_{Fu,max}$, und durch die Funkenbrenndauer t_{Fu} charakterisiert (vgl. Abb. 2.1 rechts). Typische Werte für $I_{Fu,max}$ liegen in der Praxis bei 90-110 mA, t_{Fu} je nach Auslegung der Komponente und Motorbetriebspunkt bei 1-3 ms.

2.2 Vorgänge im Funkenplasma

Dieser Abschnitt beschreibt die Vorgänge bei der Bildung des Plasmakanals und der anschließenden Entladung. Diskutiert werden dabei die unterschiedlichen Entladungsphasen und deren Bedeutung für die Entflammung. Es wird erklärt, wie der Stromfluss im Funkenplasma zustande kommt und welche Mechanismen für die Wärmefreisetzung und Verluste innerhalb des

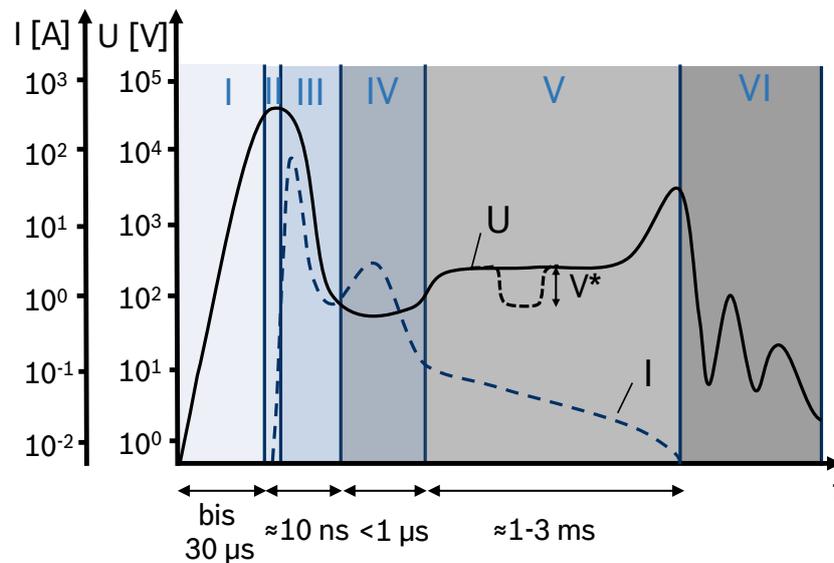


Abbildung 2.2: Strom- und Spannungsverlauf bei der Funkenentladung unter stationären Randbedingungen in Anlehnung an [30]

Plasmakanals verantwortlich sind. Dafür werden analytische Zusammenhänge formuliert, die beschreiben, wie sich elektrische und thermofluidynamische Eingangsparameter auf die Plasmeeigenschaften und auf die Energieübertragung vom Plasma an das Gemisch auswirken. Darüber hinaus werden Effekte bei der Flammenkernbildung mit Hilfe von Modellen und aus der Literatur bereits bekannter Erkenntnisse betrachtet.

2.2.1 Phasen der Funkenentladung

Die physikalischen Vorgänge bei der Bildung eines leitenden Plasmakanals sind weitgehend verstanden und wurden bereits in einigen Publikationen und Fachbüchern [30, 56–59] ausführlich diskutiert. Maly [30] unterteilt die elektrische Entladung in mehrere zeitliche Abschnitte, denen unterschiedliche physikalische Prozesse zugrunde liegen. Abbildung 2.2 zeigt den zeitlichen Verlauf des Stroms und der Spannung an der Funkenstrecke für den stationären Fall, d.h. ohne Strömungseffekte. Die Bildung eines leitenden Plasmakanals beginnt mit dem Aufbau der Hochspannung (Phase I) zwischen den Elektroden. Übersteigt die anliegende Spannung ein gewisses Niveau, so können Ionisationsprozesse im Elektrodenspalt in Gang gesetzt werden (Phase II $\hat{=}$ Vordurchbruchphase). Zum Zündzeitpunkt liegen hohe elektrische Feldstärken (>10 kV/mm) vor, die dazu führen, dass freie Elektronen in Richtung Anode ($\hat{=}$ Massenelektrode) beschleunigt werden. Aufgrund ihrer geringen Masse erreichen die Elektronen deutlich höhere Geschwindigkeiten als die der vergleichsweise schweren Ionen. Übersteigt die kinetische Energie der Elektronen die Bindungsenergie äußerer Elektronen der Stoßpartner, so kommt es zur Ionisation, d.h. zur Bildung eines weiteren Ion-Elektron-Paares. Der Prozess wiederholt sich, so

dass eine Elektronenlawine entsteht, die sich in Richtung Anode ausbreitet. Die gebildeten Ionen driften ihrerseits in Richtung der negativ geladenen Kathode ($\hat{=}$ Mittelelektrode). Neben Stoßionisation können Stoßvorgänge Atome anregen und durch Energieübergänge der gebundenen Elektronen auch Photonen erzeugen. Ist die Energie der Photonen groß genug, so können diese durch Photoionisation weitere Teilchen ionisieren und so zu weiteren Lawinen im Elektrodenpalt führen. Es tritt ein Lawinenverstärkungsprozess ein. Zur Initiierung einer selbständigen Entladung (Phase III), d.h. einer Entladung, die ohne äußere Einwirkung (z.B. kosmische Strahlung) unterhalten werden kann, müssen an der Kathode ($\hat{=}$ Mittelelektrode) Elektronen befreit werden, d.h. es muss für Ersatzelektronen gesorgt werden. Dies geschieht einerseits durch Ionenbombardement und andererseits durch auftreffende Photonen. Beide Prozesse führen bei Überschreitung der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials für Elektronennachschub.

Die Beschreibung der Lawinenbildung ist ein hochkomplexer Prozess und wird in den Arbeiten von Townsend und Raether im Detail beschrieben. Informationen hierzu können in einschlägiger Fachliteratur [59–61] nachgelesen werden. Die Einleitung einer selbständigen Entladung (Phase III $\hat{=}$ Durchbruchphase) charakterisiert gleichzeitig die Bildung eines hochleitenden Plasmakanals von etwa 30 μm Durchmesser [58] und führt je nach Durchbruchspannung, aufgrund des hohen Ladungsträgerüberschusses, zu einem hohem Strompeak von bis zu mehreren 100 A [30] und einem Spannungsabfall innerhalb weniger Nanosekunden. Aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte kommt es während dieser Phase zu sehr effizienten Stoßprozessen, wobei die Gastemperatur binnen weniger Nanosekunden [62] auf mehrere zehntausend Kelvin ansteigen kann. Man spricht auch von Thermalisierung des Plasmas, d.h. dem Übergang vom nichtthermischen ins thermische Plasma mit identischen Speziestemperaturen [63]. Die Moleküle in dieser Phase sind nahezu vollständig dissoziiert und ionisiert. Durch die Entstehung hoher Temperaturen in sehr kurzer Zeit kommt es nahezu instantan zu einem hohem Druckanstieg innerhalb des Plasmakanals [32, 33, 62], wobei sich der Plasmakanal mit Überschallgeschwindigkeit ausdehnt und sich ca. 100 ns nach Funkendurchbruch eine akustische Welle ablöst. Mit der Ausdehnung sinkt die Plasmatemperatur auf etwa 6000–7000 K ab [33]. Die anschließende Phase IV kennzeichnet die instationäre Bogenphase. Aufgrund der hohen Temperaturen kurz nach Funkendurchbruch kommt es zur Aufheizung der Kathode (heißer Kathodenfleck) bis zum Schmelzpunkt. Da die Emission neuer Elektronen aus dem Kathodenmaterial u.a. eine Funktion der Temperatur ist (vgl. thermoelektrische Feldemission [61]), kann dies kurzzeitig zu einem Stromanstieg führen. Die instationäre Bogenphase spielt sich in einem Zeitbereich von 1–2 μs ab. Die freigesetzte Energie in der Durchbruch- und der Bogenphase $E_{Fu,kap}$, auch *Funkenkopf* genannt, ist auf die Entladung sekundärseitiger Kapazitäten (Zündspule C_{ZS} , Zündkabel C_K , Zündkerze C_{ZK}) zurückzuführen, die sich kurz vor Funkendurchbruch auf die Durchbruchspannung U_{DB} aufladen. Ein Teil der im Magnetfeld gespeicherten Energie wird daher in diesen Phasen umgesetzt und lässt sich berechnen zu:

$$E_{Fu,kap} = \frac{1}{2}(C_{ZK} + C_K + C_{ZS})U_{DB}^2 \quad (2.2)$$

Auf den kapazitiven Teil folgt der induktive Teil der Entladung (Phase V), in der sich der restliche Teil der im Magnetfeld gespeicherten Energie abbaut. Dieser Teil wird in der Plasmaphysik zur Gruppe der Hochdruckglimmentladungen zugeordnet [31], da im motorischen Betrieb die Drücke typischerweise hoch sind. Der dargestellte Funkenstromverlauf I_{Fu} wurde in Abschnitt 2.1 bereits erläutert. Die Spannung U_{Fu} ist im stationären Fall nahezu konstant. Eine charakteristische Eigenschaft des Funkenplasmas ist die strenge Abhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit vom Funkenstrom, was im Rahmen dieser Arbeit noch ausführlich diskutiert wird. Dieser Zusammenhang erklärt den Anstieg der Spannung gegen Ende der Entladephase, da durch den absinkenden Strom auch die Leitfähigkeit des Plasmakanals abnimmt. Die elektrisch zugeführte Funkenenergie in der Phase V $E_{Fu,ind}$ lässt sich nach Gleichung 2.3 bestimmen.

$$E_{Fu,ind} = \int \underbrace{U_{Fu} I_{Fu}}_{P_{Fu}} dt \quad (2.3)$$

U_{Fu} und I_{Fu} bezeichnen hierbei die Funkenbrennspannung bzw. den Funkenstrom, P_{Fu} die momentane Funkenleistung. Die gesamte elektrisch zugeführte Energie in die Funkenstrecke $E_{Fu,el}$ berechnet sich aus der Summe des kapazitiven und des induktiven Anteils. Wie sich die elektrische Energie aufteilt, hängt im Wesentlichen vom Betriebspunkt des Motors ab. Da die Durchbruchspannung U_{DB} gemäß dem Paschen-Gesetz u.a. eine Funktion des Elektrodenabstands und der Gasdichte zum ZZP ist, verlagert sich mit höheren Lasten der Anteil der im Magnetfeld gespeicherten Energie in den kapazitiven Teil der Entladung, wobei der induktive Anteil der Funkenenergie abnimmt. Die Abnahme spiegelt sich im Motorbetrieb in einem niedrigeren Funkenanfangsstrom und einer kürzeren Funkenbrenndauer wider. Niedrigere Lasten ($p_{mi} < 10$ bar) führen zu geringeren Durchbruchspannungen, so dass der kapazitive Anteil vernachlässigbar ist [64]. Die Phase VI der Funkenentladung charakterisiert die Ausschwingphase. Kurz vor Erlöschen des Funkenplasmas kann die Spannung an den Zündkerzenelektroden mehrere Kilovolt erreichen, da das Plasma zu diesem Zeitpunkt kaum leitfähig ist. Erlischt der Zündfunke komplett, so dissipiert die verbliebene magnetische Energie in Form einer Schwingung im RLC-Schwingkreis. Neben den Phasen I-VI ist in Abb. 2.2 auch eine Phase V* anhand der getrichelten Linie im Spannungsverlauf eingezeichnet. Der Bereich kennzeichnet den Übergang zwischen der stationären Hochdruckglimm- und Hochdruckbogenentladung und spiegelt sich in einem plötzlichen Spannungsabfall von etwa 200 V an den Elektroden wider [65]. Grund für diesen Übergang sind spontane Änderungen lokaler Prozesse bei der Emission von Ladungsträgern aus der Kathode, wie im nächsten Abschnitt noch im Detail erläutert wird. Der Vorgang ist reversibel, d.h. ein Umschlag von der Hochdruckbogen- in die Hochdruckglimmphase ist ebenfalls möglich.

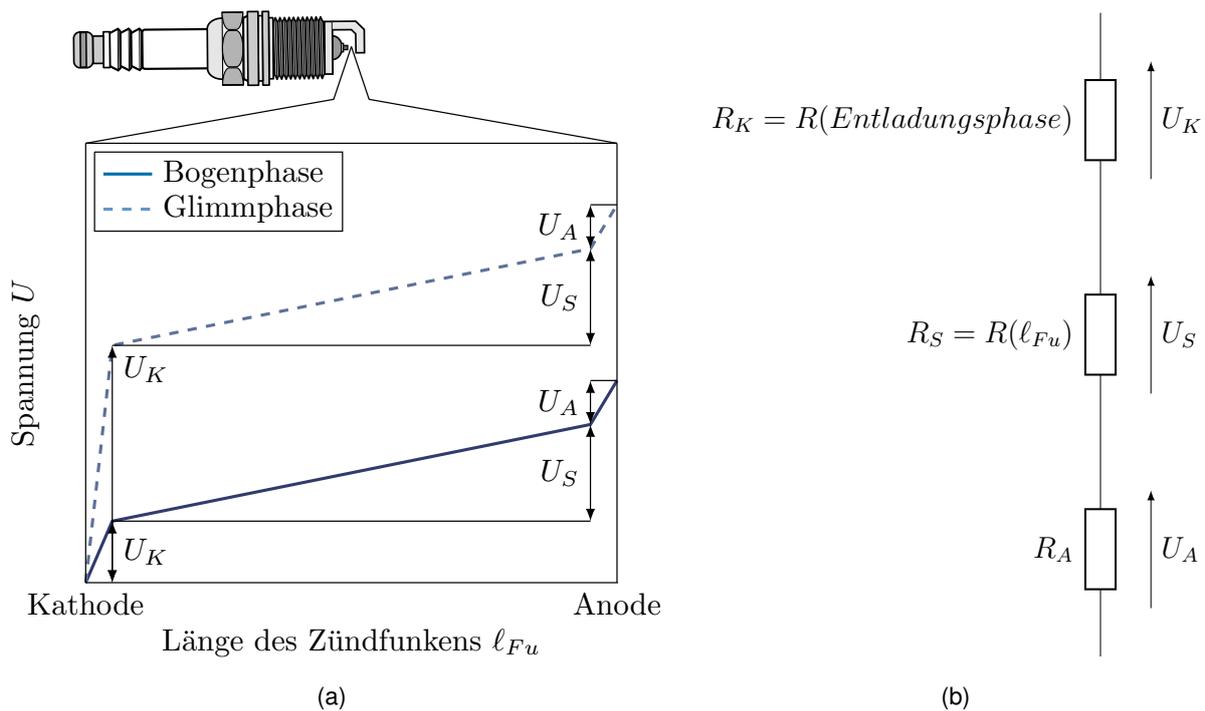


Abbildung 2.3: (a) Spannungsverlauf entlang des Funkenplasmas für die Bogen- und Glimmentladung, (b) Elektrisches Ersatzschaltbild für die Teilbereiche

2.2.2 Anoden- und Kathodenfall

Eine Besonderheit von Gasentladungen ist die örtliche Einteilung des Plasmakanals in unterschiedliche Zonen [56, 61, 66]. Im Fall der stationären Gasentladung, wie etwa während der induktiven Nachentladung der Zündspule, spiegeln sich diese Zonen in einem charakteristischen Spannungsverlauf entlang des Plasmakanals wider. Dieser lässt sich wie in Abb. 2.3(a) schematisch dargestellt, vereinfacht in 3 Zonen unterteilen: in die kathoden- und anodennahe Randschicht sowie in den Bereich dazwischen, die Hochdrucksäule. Die Randschichten haben oberhalb des Umgebungsdrucks eine Ausdehnung von etwa $1 \mu\text{m}$ [56], während sich die Hochdrucksäule nahezu über den gesamten Bereich des Plasmakanals erstreckt. Die Spannung in den Randschichten fällt dabei stark ab und wird daher Anoden- und Kathodenfall U_A bzw. U_K genannt. Der Spannungsabfall in der Hochdrucksäule, die sogenannte Säulenspannung U_S , fällt im Vergleich dazu relativ moderat aus. Die elektrische Feldstärke in tangentialer Richtung des Plasmakanals ist definiert durch:

$$E = \frac{dU}{dx} \quad (2.4)$$

Es ist daher nicht verwunderlich, dass diese in den Randbereichen deutlich höher ist als in der Plasmasäule ($> \text{Faktor } 1000$). Außerdem zeigt das Diagramm, dass sich der Kathodenfall U_K je nach Entladungsform, nämlich Bogen- oder Glimmentladung, deutlich unterscheidet, was im

Folgenden im Detail diskutiert wird.

Um nach der Durchbruchphase einen stationären Stromfluss zu gewährleisten, müssen während der Entladung kontinuierlich Ladungsträger aus der Stromquelle ($\hat{=}$ Zündspule) in die Funkenstrecke gebracht werden. Der Ladungsträgerfluss im Funkenplasma ist eine Überlagerung aus einer ungeordneten thermischen Bewegung der Teilchen und einer gerichteten Driftbewegung aufgrund der anliegenden Potentialdifferenz. Die Elektronen driften dabei in Richtung der positiv geladenen Anode und die Ionen in Richtung der negativ geladenen Kathode. Ohne einen kontinuierlichen Zufluss neuer Ladungsträger würden die erzeugten Ladungsträger an den Elektroden absorbiert werden – ein Stromfluss wäre nicht möglich. Daher ist es notwendig, dass Elektronen aus der Kathode herausgelöst werden. Je nach Entladungsform, Hochdruckbogen- oder Hochdruckglimmentladung, spielen dabei unterschiedliche Prozesse in der kathodennahen Randschicht eine Rolle, die im Folgenden kurz erläutert werden. Detaillierte Informationen zu den Prozessen an den Elektroden können aus der Arbeit von Langenscheidt [67] entnommen werden.

Hochdruckglimmentladung

Im Fall der Hochdruckglimmentladung geschieht die Befreiung von Elektronen durch Ionenbombardement (γ - Effekt) und durch Strahlung des Plasmas (fotoelektrische Emission) [68]. Durch Aufprall der Ionen auf das Kathodenmaterial rekombiniert das Ion mit dem Oberflächenelektron. Die Elektrodenoberfläche nimmt dabei sowohl die kinetische Energie als auch die Ionisationsenergie auf. Ist diese höher als die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials, so kann ein weiteres Elektron aus der Kathode herausgelöst werden [61], welches anschließend zur Anode driftet. Allerdings ist der beschriebene Elektronenbefreiungsprozess sehr ineffizient. Raizer [61] gibt beispielsweise an, dass beim Aufprall eines Ions auf die Kathodenoberfläche statistisch lediglich $10^{-1} - 10^{-3}$ Elektronen erzeugt werden. Aus diesem Grund muss die Anzahl der auftreffenden Ionen sehr groß sein, um weitere Elektronen auszulösen und einen stationären Stromfluss zu erreichen. Dies kann jedoch nur erreicht werden, wenn die Potentialdifferenz lokal an der Kathode einen hohen Wert annimmt. Dadurch kann das aus der Kathode ausgelöste Elektron innerhalb kurzer Wegstrecke auf die Ionisationsenergie beschleunigt werden und weitere Ionen erzeugen [67]. Im stationären Fall bildet jedes Elektron, das aus der Kathode befreit wird, zusammen mit den von ihm im Gas erzeugten Sekundärelektronen gerade so viele Ionen, daß diese im Mittel beim Aufprall auf die Kathode wieder ein neues Anfangselektron auslösen [31]. Die notwendige hohe Potentialdifferenz zur Aufrechterhaltung eines Stromflusses im Falle der Hochdruckglimmentladung ist gleichbedeutend mit einem hohen Spannungsabfall in der kathodennahen Randschicht (Kathodenfall) bzw. gemäß Gleichung 2.4 einer hohen elektrischen Feldstärke. Auf der Seite der Anode sind die Prozesse ähnlich. Hierbei prallen Elektronen auf die Anode, wobei die Anode aufgeheizt wird und Sekundärionen emittiert werden. Es stellt sich, wie im Fall der Kathode in der Randschicht ein Spannungsabfall, der Anodenfall, ein.

Hochdruckbogenentladung

Im Fall der Hochdruckbogenentladung sind die Prozesse ähnlich, allerdings spielt die Oberflächentemperatur der Elektrode eine wesentliche Rolle bei der Befreiung der Elektronen. Man spricht hier von der sogenannten thermischen Feldemission. Hierbei wird der Emissionsprozess der Elektronen aus der Kathode durch lokale Aufheizung des Kathodenmaterials bis auf die Schmelztemperatur und darüber hinaus unterstützt [39]. Für die Befreiung von Elektronen aus der Kathode sind daher deutlich niedrigere Fallspannungen notwendig als im Falle der Hochdruckglimmentladung ($\Delta \approx 200 \text{ V}$). Die lokale Aufschmelzung der Elektroden in dieser Entladungsphase ist, neben der Durchbruchphase, einer der Haupttreiber für den Zündkerzenverschleiß in der motorischen Anwendung [30, 69–71]. Die Initiierung der Hochdruckbogenentladung hängt von vielen Parametern ab. Die Wichtigsten, die zu benennen wären, sind die Stromstärke, der Druck, das Elektrodenmaterial und die Aufheizung der Elektroden durch die motorische Verbrennung. Die Erhöhung des Funkenstroms führt am Fußpunkt zu thermischer Aufheizung des Elektrodenmaterials, wodurch der Übergang von der Hochdruckglimm- in die Hochdruckbogenphase begünstigt wird. Höherer Druck bewirkt eine Kontraktion des Plasma Kanals, was dazu führt, dass die Stromdichte und damit der thermische Energieeintrag in die Elektrode zunimmt. Der Übergang in die Bogenphase wird daher wahrscheinlicher. Das Elektrodenmaterial bestimmt die Schmelztemperatur. Mit höherer Schmelztemperatur kann der Hochdruckbogen teilweise vermieden werden und damit der Verschleiß. Dies erklärt den Einsatz von Edelmetallen wie etwa Platin oder Iridium bei heutigen Zündkerzen. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass alle Prozesse, die zu einer Aufheizung der Kathode führen, einen Umschlag in die Bogenphase begünstigen. Die Bogenentladung tritt kurz nach Funkendurchbruch unweigerlich auf (vgl. Abb. 2.2), da die Entladung der Kapazitäten zu hohen Stromspitzen führt. Nach Maly [30] tritt die Bogenphase direkt nach Funkendurchbruch auf, danach folgt die Glimmphase. Raizer [61] charakterisiert die Bogenphase bei Strömen oberhalb 1 A. Wie Abb. 2.2 schematisch zeigt, kann die Bogenphase jedoch auch bei deutlich geringeren Strömen $< 0.1 \text{ A}$ im motorischen Betrieb auftreten. Dies wird anhand eines realen Spannungsverlaufs im nächsten Kapitel noch gezeigt. Grund für die Bogenphase im motorischen Betrieb sind die vergleichsweise hohen Drücke zum ZZP, die diesen Entladezustand begünstigen, auch wenn der Strom relativ gering ist. Neuere experimentelle Untersuchungen von Lee et al. [72] bestätigen, dass für Drücke oberhalb 7 bar und im Bereich für induktive Zündsysteme relevanter Funkenströme die Entladung nahezu ausschließlich in der Bogenphase stattfindet. Dies kann auch auf theoretischem Wege bestätigt werden. Seers [39] leitet aus einer Energiebilanz an der Kathode einen Ausdruck für den Strom her, bei dem der Umschlag von der Glimm- in die Bogenphase (vgl. Phase V* in Abb. 2.2) eintritt.

$$I_{trans} = \frac{2\pi r_p^2 \lambda_f}{U_K + \chi_i - 2\varphi_{eff}} \frac{T_p - T_K}{\lambda_D} \quad (2.5)$$

Darin bezeichnen I_{trans} den Umschlagstrom, r_p den leitenden Plasmaradius, λ_f die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas im Fallgebiet, U_K die Kathodenfallspannung, χ_i die Ionisationsenergie

des Plasmas, φ_{eff} die effektive Austrittsarbeit des Kathodenmaterials, T_p und T_K die Plasmatemperatur bzw. Schmelztemperatur des Kathodenmaterials und λ_D die Debye-Länge. Der leitende Plasmaradius, der sich während der Entladung einstellt, hängt von der Gasdichte ab und beträgt etwa 200-250 μm bei 5 bar und einer Umgebungstemperatur von 550 K [33]. Die Fallspannung an der Kathode beträgt ca. 50-60 V. Setzt man die Werte und die restlichen Variablen aus der Arbeit von Seers [39] in Gleichung 2.4 ein, so erhält man Werte für den Umschlagstrom von unterhalb 100 mA, womit entgegen der Ansicht von Maly [30] bestätigt wird, dass die Bogenphase auch in der induktiven Nachentladephase des Zündfunken möglich ist. Die Diskussion der Entladeart als Funktion der Randbedingungen ist an dieser Stelle insofern wichtig, da die Fallspannung im späteren Kapitel für die Bestimmung der geometrischen Länge des Zündfunken verwendet wird. Da sich die Fallspannungen für die Bogen- und Glimmentladung signifikant unterscheiden, ist die Kenntnis der Entladeart von hoher Bedeutung. Aus den obigen Überlegungen, neueren Literaturquellen und eigenen Messungen lässt sich festhalten, dass angesichts der hohen Drücke zum ZZP die Dominanz der Bogenentladung im motorischen Betrieb nicht auszuschließen ist. Es gibt noch eine Reihe weiterer Prozesse, wie etwa Veränderungen der Oberflächenrauigkeit oder Verunreinigungen, die den Umschlag zwischen den Entladerarten begünstigen können [73]. Diese werden jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

2.2.3 Plasmasäule

Die Hochdrucksäule/Plasmasäule nimmt nahezu den gesamten Bereich des Funkenplasmas ein. Es besteht aus Ionen, Elektronen, neutralen Atomen und Molekülen. Aufgrund der hohen Gasdichten im motorischen Betrieb ist der Energieaustausch zwischen den Teilchen durch Stoßprozesse sehr dominant. Das Plasma befindet sich daher im thermischen Gleichgewicht, die Teilchenbewegung gehorcht der Maxwell-Boltzmann-Verteilung, wodurch der thermodynamische Zustand über Druck und Temperatur beschrieben werden kann. Das Gas in der Plasmasäule ist quasineutral, womit die Dichte der Ionen und Elektronen annähernd identisch ist. Nahezu der gesamte Strom wird, aufgrund ihrer hohen Beweglichkeit, durch Elektronen getragen. Die elektrische Feldstärke der Hochdrucksäule beträgt ca. 100 V/mm und ist über die Länge des Plasmakanals nahezu konstant [61]. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist das Plasma der Hochdrucksäule im Wesentlichen für den Wärmetransport an das Gemisch verantwortlich, zum einen aufgrund der freigesetzten Heizleistung und zum anderen wegen ihrer räumlichen Ausdehnung. Die Wärmeabfuhr aus der Plasmasäule steht dabei im Gleichgewicht zu der durch den Stromfluss freigesetzten Wärme im Plasmakanal, der sogenannten Joule'schen Wärme.

2.2.4 Wärmefreisetzung im Funkenplasma

Die elektrische Energie des Zündfunken teilt sich, wie beschrieben, in einen kapazitiven (vgl. Gl. 2.2) und einen induktiven Anteil (vgl. Gl. 2.3) auf. Der kapazitive Anteil ist aufgrund relativ geringer Gasdichten und der damit verbundenen geringeren Durchbruchspannungen zum ZZP in der Teillast vernachlässigbar (vgl. Gl. 2.2). Der größte Anteil der Energie wird in der Nachentladephase freigesetzt. Die zugeführte elektrische Funkenleistung in der Nachentladephase P_{Fu} wird innerhalb des Plasmakanals im Kathoden- und Anodenfall sowie in der Plasmasäule umgesetzt. Es lässt sich daher schreiben:

$$P_{Fu} = I_{Fu}U_{Fu} = I_{Fu}(U_K + U_A + U_S) \quad (2.6)$$

Die Summe der einzelnen Spannungsbeiträge entspricht gerade der Funkenbrennspannung U_{Fu} (vgl. Abb. 2.3(a)). Eine wichtige Fragestellung bei der Funkenzündung ist die Effizienz, mit der die in das Plasma zugeführte elektrische Energie an das Gas übertragen wird. Die Frage ist nicht nur hinsichtlich der Entflammbarkeit des Gemisches von Bedeutung, sondern auch in Bezug auf die Auslegung der Zündsystemkomponenten. Einerseits ist die Bereitstellung elektrischer Funkenenergie mit hohen ohmschen Verlusten in den Zündsystemkomponenten selbst verbunden, die vom Bordnetz des Fahrzeugs kompensiert werden müssen. Andererseits werden bei hohen Drehzahlen entsprechend hohe elektrische Leistungen im Zündsystem umgesetzt, die zur Erwärmung der Bauteile führen. Die Absenkung des elektrischen Energiebedarfs durch Wirkungsgradverbesserungen bringt daher auch bei der Auslegung des Zündsystems Vorteile. Schließlich skaliert der Zündkerzenverschleiß ebenso mit der zugeführten elektrischen Energie, da dafür entweder die Funkenbrenndauer oder das Funkenstromniveau erhöht werden müssen. Hoher Energieübertragungswirkungsgrad vom Plasma an das Gemisch begünstigt damit auch die Dauerhaltbarkeit der Komponente, weil bei einem bestimmten Zündenergiebedarf die elektrisch zugeführte Energie geringer ist.

Zündfunkenwirkungsgrad

Ziegler [31] konnte in kalorimetrischen Untersuchungen an einer Druckkammer nachweisen, dass die umgesetzte Leistung in den elektrodennahen Randschichten nahezu vollständig an die Elektroden übertragen wird. Lediglich die umgesetzte Leistung in der Plasmasäule steht für die Entflammung dem Gemisch zur Verfügung. Daraus lässt sich ein Energieübertragungswirkungsgrad des Zündfunken η_{Fu} definieren, der die umgesetzte Energie in der Plasmasäule ($\hat{=}$ „Nutzen“) $I_{Fu} \cdot U_S$ und die gesamte zugeführte Funkenenergie ($\hat{=}$ „Aufwand“) ins Verhältnis setzt:

$$\eta_{Fu} = \frac{\int I_{Fu}U_S dt}{\int I_{Fu}(U_K + U_A + U_S) dt} = \frac{\int I_{Fu}U_S dt}{\int I_{Fu}(U_{AK} + U_S) dt} \quad (2.7)$$

Für die theoretische Betrachtung von η_{Fu} genügt es zunächst, einen über der Entladedauer konstanten Funkenstrom und einen stationär brennenden Funken (d.h. keine Funkenauslenkung)

anzunehmen. Obige Gleichung lässt sich dann vereinfachen und es folgt:

$$\eta_{Fu} = \frac{1}{\frac{U_{AK}}{U_S} + 1} \quad (2.8)$$

U_{AK} ist die Summe aus dem Anoden- und Kathodenfall. Der Zusammenhang macht deutlich, dass für einen effizienten Energieübertrag vom Plasma an das Gemisch U_{AK} möglichst klein und U_S möglichst groß sein muss. Wie in Abb. 2.3(a) gezeigt, hängt der Kathodenfall von der Entladeart ab. Aufgrund des niedrigeren Spannungsabfalls ist die Bogenentladung effizienter als die Glimmentladung. Der Spannungsabfall in der Säule steigt nahezu proportional zur Funkenlänge [56, 61], so dass eine Vergrößerung des Elektrodenabstands oder eine Auslenkung des Zündfunken ebenso zu besserem Energieübertragungswirkungsgrad führen. Dieser Zusammenhang ist konsistent mit kalorimetrischen Untersuchungen der Autoren [31, 42, 74, 75]. Darüber hinaus ist die Säulenspannung auch von den thermodynamischen und elektrischen Eigenschaften des Plasmakanals abhängig. Aufgrund des linearen Abfalls der Säulenspannung ist die elektrische Feldstärke entlang des Plasmakanals näherungsweise konstant, so dass Gl. 2.4 direkt integriert werden kann und für die Säulenspannung gilt:

$$U_S = \ell_{Fu} E_S \quad (2.9)$$

Eingesetzt in Gleichung 2.7 lässt sich der Funkenwirkungsgrad als Funktion der Säulenfeldstärke E_S und der Funkenlänge ℓ_{Fu} wie folgt darstellen.

$$\eta_{Fu} = \frac{1}{\frac{U_{AK}}{\ell_{Fu} E_S} + 1} \quad (2.10)$$

Weiterhin lässt sich die elektrische Feldstärke unter der Annahme eines zylindrischen Plasmakanals und in Längsrichtung konstanter elektrischer Leitfähigkeit der Plasmasäule σ_S als Funktion des Funkenstroms ausdrücken [61]:

$$E_S = \frac{I_{Fu}}{\int_0^{r_p} \sigma_S 2\pi r dr} \quad (2.11)$$

Mit diesem Zusammenhang hat man nun den Vorteil, dass man den Energieübertragungswirkungsgrad als Funktion des Funkenstroms untersuchen kann, einer der wichtigsten Eigenschaften des Zündfunken. Man könnte nun aus Gleichung 2.11 zu dem Schluss kommen, dass eine Erhöhung des Funkenstroms zu einer Vergrößerung von E_S und gemäß Gleichung 2.10 zu einer Verbesserung des Energieübertragungswirkungsgrads führt. Tatsächlich ist jedoch das Gegenteil der Fall. Eine Erhöhung des Funkenstroms führt nämlich zu einer Absenkung von E_S , da das Integral des Produkts aus elektrischer Leitfähigkeit und Kanalradius in Gleichung 2.11 selbst vom Funkenstrom abhängt. Das Integral lässt sich z.B. mit Hilfe einer thermofluidodynamischen Simulation des Plasmakanals bestimmen. An dieser Stelle wird auf die Ergebnisse aus

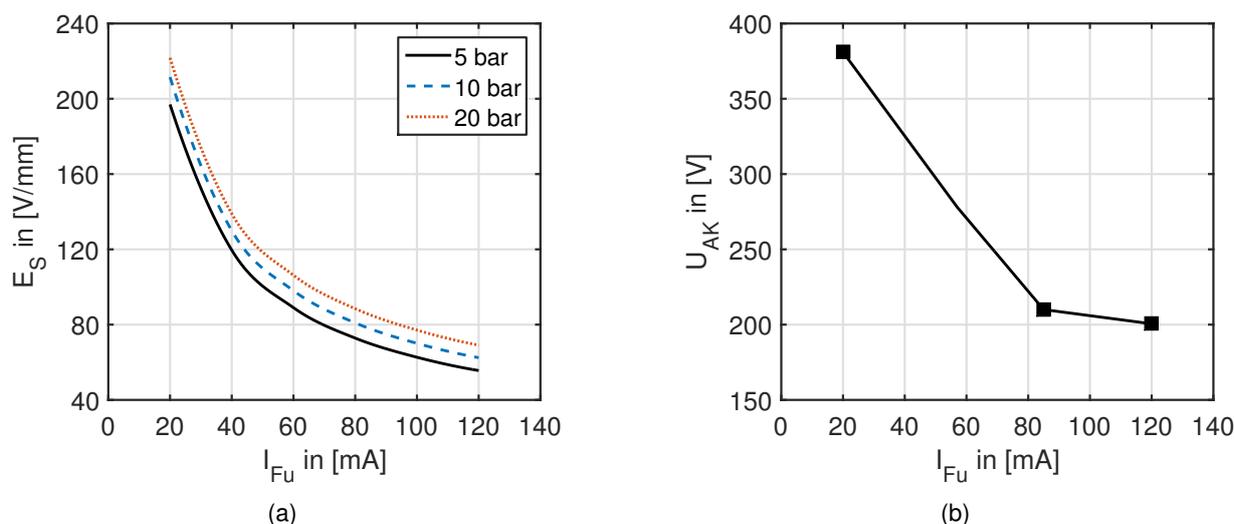


Abbildung 2.4: (a) Elektrische Säulenfeldstärke als Funktion des Funkenstroms bei verschiedenen Drücken (T bei ZZP = 700 K), (b) Abhängigkeit des Anoden- und Kathodenfalls vom Funkenstrom für die Bogenentladung. Daten für E_S stammen aus der Simulation des Plasmakanals (Kap. 3.5.3), U_{AK} wurde in Brennkammerversuchen experimentell bestimmt (Kap. 3.5.2)

der Simulation und aus Messungen teilweise vorgegriffen (Kap. 3), um die hier geschilderten Zusammenhänge bei der Energieübertragung besser verstehen zu können. In Abbildung 2.4(a) ist die berechnete elektrische Säulenfeldstärke als Funktion des Funkenstroms für verschiedene Drücke zum ZZP dargestellt. Durch den Druck lässt sich auch der Einfluss thermodynamischer Randbedingungen auf η_{Fu} nachvollziehen. Die Abbildung zeigt, dass die Säulenfeldstärke mit steigendem Funkenstrom abfällt. Grund dafür ist die Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmakanals mit höherem Strom. Darüber hinaus steigt E_S mit höherem Druck, wenn auch schwach. Dies deckt sich mit experimenteller Erfahrung, wonach die Funkenbrennspannung mit dem Druck ebenfalls leicht ansteigt. Für die Untersuchung des Einflusses des Funkenstroms auf η_{Fu} nach Gleichung 2.11 ist zu beachten, dass der Kathodenfall nicht nur von der Entladeart (Bogen /oder Glimm), sondern auch vom Strom abhängt. Aus experimentellen Untersuchungen (vgl. Abschn. 3.5.2) konnte in der vorliegenden Arbeit für die Bogenentladung der Zusammenhang in Abb. 2.4(b) ermittelt werden. Wie erwartet, fällt der Elektrodenfall U_{AK} mit steigendem Strom, da aufgrund der höheren Stromdichte die Temperatur an der Kathode ansteigt. Damit dominieren thermische Prozesse für die Elektronenbefreiung, wonach die erforderliche Potentialdifferenz an der Kathode geringer wird. Mit der Kenntnis von E_S und U_{AK} lässt sich der Zündfunkenwirkungsgrad durch Auswertung der Gleichung 2.11 theoretisch abschätzen. Das Ergebnis zeigt Abb. 2.5. Die Abhängigkeit von η_{Fu} für verschiedene Vielfache des Elektrodenabstands ($EA = 0.8$ mm) zeigt darüber hinaus den Einfluss der Funkenlänge. Wie man feststellt, ist η_{Fu} weitgehend schwach abhängig vom Funkenstrom. Lediglich bei Strömen unterhalb 20 mA und bei Strömen oberhalb 80 mA sieht man eine Zunahme bzw. eine tendenzielle Abnahme von η_{Fu} . Weit signifikanteren Einfluss auf η_{Fu} hat der Elektrodenabstand bzw.

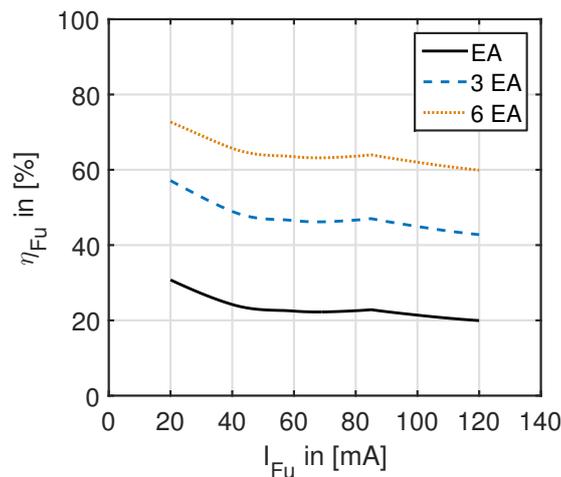


Abbildung 2.5: Zündfunkenwirkungsgrad als Funktion des Funkenstroms und des Elektrodenabstands ($EA = 0.8 \text{ mm}$)

die Zündfunkenlänge. Je „kürzer“ das Funkenplasma, desto geringer der Energieübertragungswirkungsgrad.

Welche Bedeutung haben nun die gezeigten Zusammenhänge für die Praxis? Aktuelle Entwicklungsschwerpunkte der Funkenzündung fokussieren sich auf Systeme, die sehr hohe Energiemengen (Hochenergiekonzepte, vgl. Kap. 1.2) bereitstellen sollen. Da die Zeit für die Entflammung im Verbrennungsmotor im Allgemeinen begrenzt ist, bleibt als freier Parameter nur der Funkenstrom, der erhöht werden muss. Alger et al. [50] stellten 2012 ein Zündsystem vor, bei dem der Funkenstrom weit über 200 mA bei einer frei parametrierbaren Entladedauer gehalten werden kann. Die gezeigten Zusammenhänge in Bezug auf η_{Fu} in Abb. 2.5 lassen jedoch nicht ausschließen, dass Funkenströme oberhalb 100 mA zu einer Absenkung des Energieübertragungswirkungsgrads führen. Darüber hinaus wird im nächsten Abschnitt gezeigt, dass die elektrische Feldstärke direkt mit der Wärmefreisetzung im Plasmakanal zusammenhängt, so dass eine Erhöhung des Funkenstroms nicht in gleichem Maße zu einer höheren Säulenenergie und damit zu einer Erhöhung der für die Entflammung nutzbaren Energie beiträgt. Die Abhängigkeit von η_{Fu} von der Funkenlänge in Abb. 2.5 ist signifikant und lässt sich anhand eines Rechenbeispiels verdeutlichen: Angenommen, man betreibe ein Zündsystem mit konstantem Funkenstrom von 100 mA über eine Funkenbrenndauer von 1.5 ms. Die Funkenbrennspannung ergibt sich aus der Summe aus dem Elektrodenfall U_{AK} (U_{AK} bei 100 mA, aus Abb. 2.4(b)) und dem Spannungsabfall in der Säule $U_S = E_S \ell_{Fu}$ (E_S bei 100 mA aus Abb. 2.4(a)). Der Funke besitze eine Länge $\ell_{Fu} = 0.8 \text{ mm} = EA$. Demnach beträgt die zugeführte elektrische Energie $E_{Fu,el}$ nach Gl. 2.3 ca. 38 mJ. Bei einem Zündfunkenwirkungsgrad von $\eta_{Fu} = 21 \%$ nach Abb. 2.5 würden ca. 8 mJ an das Gemisch übertragen werden. Man stelle sich nun einen Funken mit der Länge $\ell_{Fu} = 6 \cdot EA$ und einem Funkenstrom von ebenfalls 100 mA vor. Die geometrische Verlängerung des Zündfunken hätte eine Steigerung von U_S zur Folge. Würde man eine identische elektrische Energiemenge von 38 mJ freisetzen wollen, so müsste man in der Praxis die

Entladedauer verkürzen, was jedoch für die Berechnung des Wirkungsgrads keine Rolle spielt. Aus Abb. 2.5 entnimmt man bei $I_{Fu} = 100 \text{ mA}$ für $\ell_{Fu} = 6 \cdot EA$ einen Wirkungsgrad von ca. 63 %. Demnach stünden ca. 24 mJ für die Entflammung zur Verfügung. Wie anhand motorischer Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit noch gezeigt wird, spielt die Zündfunkenauslenkung und damit die Energieübertragung eine wichtige Rolle für die Entflammung von verdünnten Gemischen.

Wärmefreisetzung im Plasmakanal

Bisher wurde gezeigt, wie sich der Funkenstrom und die Funkenlänge auf den Energieübertragungswirkungsgrad auswirken. Dieser sagt a priori noch nichts über den absoluten Betrag der Wärmefreisetzung im Funkenplasma aus, etwa wie sich eine Funkenstromerhöhung auf die freigesetzte Energie und Leistung auswirkt. Für ein besseres Verständnis wird auch in diesem Abschnitt teilweise auf die Simulationsergebnisse (vgl. Abschnitt 3.5.3) vorgegriffen. Wie zuvor beschrieben, wird die für die Entflammung nutzbare Energie hauptsächlich in der Plasmasäule freigesetzt. Dabei handelt es sich im Grunde genommen um eine ohmsche Heizung bzw. Joule'sche Wärmequelle, bei der die Aufheizung durch Stoßprozesse innerhalb des Kanals bewirkt wird. Die Frage ist nun, wie man möglichst hohe thermische Leistungen im Plasma generiert. Für einen metallischen Leiter (z.B. Kupfer) lässt sich die thermisch freigesetzte Leistung als Funktion des Stroms direkt formulieren:

$$P = U \cdot I = R \cdot I^2 \quad (2.12)$$

Das bedeutet, dass bspw. eine Verdoppelung des Stroms zu einer vierfachen Wärmeleistung führt. Hierbei wurde nicht berücksichtigt, dass der Widerstand von Metallen typischerweise ein PTC-Verhalten (Positive Temperature Coefficient) aufweist, so dass die Leistung u.U. sogar zusätzlich ansteigt. Die Vorgänge im Plasma sind weitaus komplexer, da die Wärmeleistung eine Funktion der Temperatur und der Stoffgrößen ist. Darüber hinaus ist der Zündvorgang ein hochgradig instationärer Vorgang, da es insbesondere kurz nach Funkendurchbruch aufgrund starker Druckgradienten zu einer Ausdehnung des Kanals kommt, wodurch konvektive Transportprozesse induziert werden, so dass es eine Zeit dauert, bis man von reiner stationärer Wärmeleitung ausgehen kann. Insbesondere im Motor hat auch die Zylinderinnenströmung einen signifikanten Einfluss auf den Wärmetransport. Für das prinzipielle Verständnis genügt es jedoch, die Vorgänge an einem stationär brennenden Funken zu betrachten, wenn auch die Absolutwerte diskutierter Plasmagrößen im Motor abweichen können. Unter der Annahme eines zylindrischen Plasmakanals und unter Berücksichtigung der Wärmeleitung in radialer Richtung lässt sich die stationäre Energiebilanz wie folgt aufstellen [61]:

$$-\frac{1}{r} \frac{dq_\lambda}{dr} + \sigma_S E_S^2 = 0 \quad \text{mit} \quad q_\lambda = -\lambda_S \frac{dT}{dr} \quad (2.13)$$

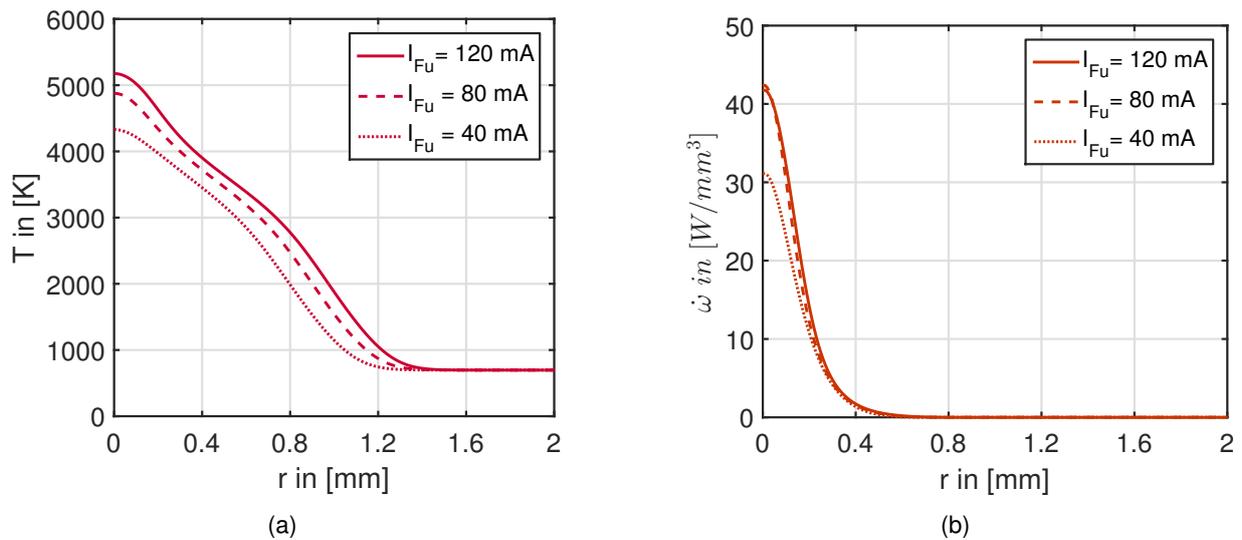


Abbildung 2.6: (a) Radiale Temperaturverteilung eines Zündfunken bei verschiedenen Funkenströmen, (b) Radiale Verteilung der Wärmequellendichte bei verschiedenen Funkenströmen

Der erste Term auf der linken Seite beschreibt den Wärmetransport vom Plasma an die Umgebung, der zweite Term ist der elektrische Quellterm $\dot{\omega}$, der die Wärmeproduktion im Plasmakanal wiedergibt. Strahlungsverluste seien vereinfachend vernachlässigt. Für einen stationär brennenden Funken steht die Wärmeproduktion im Gleichgewicht zur Wärmeabfuhr. Der Quellterm ist über die radiale Temperaturverteilung mit dem Wärmestrom gekoppelt, da die Wärmeproduktion im Plasmakanal eine Funktion der temperaturabhängigen elektrischen Leitfähigkeit $\sigma_S(T)$ und der radialen Temperaturverteilung ist. E_S ist in Gl. 2.13 a priori nicht bekannt, lässt sich jedoch mit Gl. 2.11 als Funktion des Funkenstroms und der elektrischen Leitfähigkeit ausdrücken:

$$-\frac{1}{r} \frac{d\dot{q}_\lambda}{dr} + \sigma_S \frac{I_{Fu}^2}{\left(\int_0^{r_p} \sigma_S 2\pi r dr \right)^2} = 0 \quad (2.14)$$

Die Gleichung lässt sich numerisch lösen, als Ergebnis erhält man die radiale Temperaturverteilung als Funktion des Funkenstroms, woraus sich die temperaturabhängigen Stoffgrößen und damit der Quellterm berechnen lassen. Mit der Kenntnis des Quellterms als Funktion des Funkenstroms bekommt man einen Eindruck, wie sich eine Funkenstromerhöhung auf die thermische Leistung des Funkens auswirkt. Abbildung 2.6(a) zeigt die radiale Temperaturverteilung im Plasmakanal als Funktion von r bei verschiedenen Funkenströmen. Sowohl die Maximaltemperatur in der Mitte des Zündfunken als auch die Temperaturverteilung hängen nur unwesentlich vom Funkenstrom ab. Das bedeutet, dass die Anhebung des Funkenstroms nicht, wie u.U. erwartet, zu höheren Temperaturen und damit zwangsläufig zu signifikanter Verbesserung der Entflammung führt. Der Zusammenhang zwischen Plasmatemperatur und Strom ist konsistent mit dem Standpunkt von Raizer [61], wonach die Erhöhung des Stroms nur unwesent-

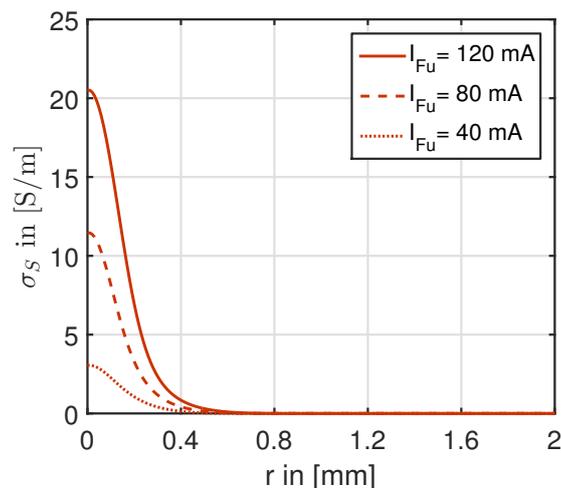


Abbildung 2.7: Radiale Verteilung der elektr. Leitfähigkeit für verschiedene Funkenströme

lich zur Temperaturerhöhung beiträgt. Die Auswirkungen der Stromerhöhung auf die thermisch freigesetzte Leistung pro Volumen (= Wärmequellendichte $\dot{\omega}$) in der Plasmasäule sind in Abb. 2.6(b) dargestellt. Zwischen $I_{Fu} = 80$ mA und $I_{Fu} = 120$ mA gibt es kaum Unterschiede. Bei $I_{Fu} = 40$ mA wird weniger Leistung pro Volumen umgesetzt. Integriert man $\dot{\omega}$ über das Zündfunkenvolumen (z.B. EA = 0.8 mm), so erhält man die Leistung, die in der Plasmasäule umgesetzt wird. Für $I_{Fu} = 120$ mA ergeben sich 4.3 W, für $I_{Fu} = 80$ mA 3.9 W und für $I_{Fu} = 40$ mA sind es 3.2 W. Obwohl der Funkenstrom von 40 mA auf 120 mA um das 3-fache erhöht wurde, ist die thermische Leistung lediglich um 25% angestiegen. Die gleiche prozentuale Änderung würde gelten, wenn man die Funkenbrenndauer jeweils erhöhen würde, da die freigesetzte Energie damit lediglich skaliert wird. Für die Praxis zeigt die Abschätzung, dass eine Funkenstromerhöhung nur bedingt zu höherer Wärmefreisetzung beiträgt. Dieses Verhalten des Plasmas unterscheidet sich deutlich von dem eines metallischen Leiters. Grund hierfür liegt in der starken Abhängigkeit der Stoffgrößen des Plasmas von der Temperatur, wie etwa der thermischen und der elektrischen Leitfähigkeit. Vor allem letztere bestimmt wegen ihrer starken Abhängigkeit von der Temperatur die thermisch freigesetzte Leistung. Abbildung 2.7 zeigt zur Vollständigkeit die radiale Verteilung der thermischen Leitfähigkeit der Plasmasäule σ_S für die beschriebenen Funkenströme. Wie beschrieben, steigt σ_S mit höherem Funkenstrom. Vereinfacht gesprochen, sinkt der ohmsche Widerstand des Plasmakanals, wenn der Funkenstrom erhöht wird, wodurch die thermische Leistung der Plasmasäule gemäß Gl. 2.12 nur mäßig ansteigt. Allerdings ist an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass das Funkenstromniveau, neben den Auswirkungen auf die thermische Wärmefreisetzung, einen signifikanten Einfluss auf das Verhalten des Zündfunken unter angeströmten Randbedingungen aufweist. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit noch gezeigt.

2.3 Flammenkernbildung

Bis auf den Funkendurchbruch, bei dem durch Stoßprozesse Radikale direkt erzeugt werden, ist die Übertragung der Energie an das Luft-Kraftstoff-Gemisch während der Funkenentladung ein thermisch bestimmter Prozess. Aufgrund der nahezu instantanen Temperaturerhöhung bis weit über die adiabate Flammentemperatur erfolgt die Umsetzung in der unmittelbaren Umgebung des Zündplasmas quasi ohne Zündverzug, wie dies etwa bei der chemischen Explosion der Fall wäre, bei der durch Kettenreaktionen zunächst Radikale erzeugt werden müssen [76, 77]. Dennoch muss auch bei der induzierten Zündung während der Funkenbrenndauer ein gewisses Gemischvolumen (Flammenkern) aktiviert werden, bis es im Motor zu einer selbständigen Flammenausbreitung bzw. Entflammung kommt. Aus diesem Grund hat sich im Ottomotor statt des Begriffs „Zündverzug“ der „Brennverzug“ eingebürgert, der die Zeitspanne (in °KW) beschreibt, in der 5 % der Brennstoffmasse ab ZZP (mfb0-5) umgesetzt worden sind [78–80]. Die Entflammung durch Zündfunken ist ein hochkomplexer Vorgang, da zum einen die elektrischen Funken-eigenschaften und zum anderen die Vorgänge bei der initialen Flammenausbreitung gleichzeitig berücksichtigt werden müssen. Hinzu kommen Effekte aufgrund der Zylinderinnenströmung, die nicht nur Auswirkungen auf die Flammenausbreitung, sondern auch auf die geometrische Ausprägung des Zündplasmas haben. Sekundäreffekte durch Wärmeabfuhr aus der Flamme an die Elektroden erschweren zusätzlich die physikalische Beschreibung des Zündvorgangs. In den folgenden Abschnitten wird ein Einblick in die wesentlichen physikalischen Vorgänge bei der Entflammung gegeben, wenn auch die vollständige physikalische Beschreibung nicht Gegenstand der Arbeit ist. Stattdessen wird an relevanten Stellen auf bereits vorhandene Modelle aus der Literatur verwiesen.

2.3.1 Minimale Zündenergie

Eine wichtige Fragestellung bei der Auslegung eines Zündsystems ist die Kenntnis über die elektrische Energie, die bereitgestellt werden muss, um eine sichere Entflammung zu gewährleisten. Diese hängt nicht nur von den Entladeparametern wie Funkenstrom, Funkenlänge oder Funkenwirkungsgrad, sondern auch von der erforderlichen Energie für die Entflammung des Gemisches selbst ab. Diese hängt im motorischen Betrieb von vielen Parametern ab, wie etwa lokaler Strömungszustand, Druck, Temperatur und lokale Gemischzusammensetzung, die sich von Zyklus zu Zyklus ändern können. Eine selektive Untersuchung des Einflusses der einzelnen Parameter auf die erforderliche Energie ist daher kaum möglich. Um die Abhängigkeiten zumindest qualitativ zu bewerten, eignet sich die Betrachtung der Mindestzündenergie. Die Mindestzündenergie wird in Laborversuchen unter fest definierten Randbedingungen bestimmt und beschreibt die unter optimalen Entladebedingungen (Funkendauer, Funkenstrom, Elektrodenabstand,...) für die Entflammung minimal notwendige elektrisch einzubringende Funkenenergie [31]. Unter idealisierten Annahmen lassen sich Modelle ableiten, die es erlauben,

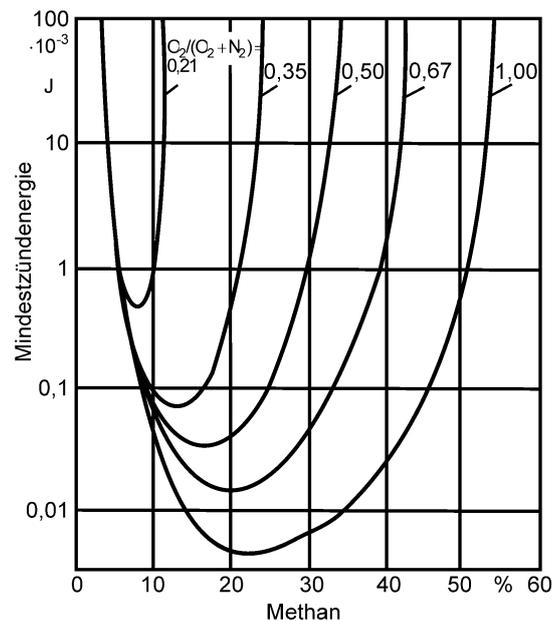


Abbildung 2.8: Mindestzündenergie von Methan für verschiedene Gemischzusammensetzungen aus N_2 und O_2 [81]

die Auswirkungen thermodynamischer Randbedingungen auf die Entflammung zumindest qualitativ zu bewerten. Das wohl bekannteste Werk zu minimaler Zündenergie sind experimentelle Untersuchungen von Lewis und von Elbe [81]. Abbildung 2.8 zeigt als Beispiel die minimale Zündenergie für verschiedene Methan-Sauerstoff-Stickstoff-Zusammensetzungen. Wie erwartet, liegt das Minimum der Zündenergie nahe des stöchiometrischen Mischungsverhältnisses. Die Versuche werden typischerweise unter stationären Randbedingungen durchgeführt, wobei der Elektrodenabstand so lange variiert wird, bis sich ein Minimum der Energie einstellt, bei dem eine selbständige Flammenausbreitung gerade noch stattfindet. Dieser Abstand wird auch Quenchingabstand genannt. Die Messungen werden typischerweise mit kurzen kapazitiven Entladungen ($< 200 \mu s$) durchgeführt [82]. Ziegler [31] stellt für kurzzeitige Bogen- und Glimmentladungen einen analytischen Zusammenhang zwischen der minimalen elektrischen Zündenergie E_{min} , den verbrennungsspezifischen Größen und der Entladecharakteristik des Zündsystems her, der es erlaubt, einige der Einflussgrößen auf die Entflammung zu analysieren.

$$E_{min} \approx \frac{a^2 \bar{\lambda}_{th}^3 (T_v - T_u)}{c_p^2 \rho_u^2 S_L^3} + \frac{\bar{\lambda}_{th}^2 (T_v - T_u) U_{AK}}{c_p \rho_u S_L^2 E_S} \quad (2.15)$$

Neben den bereits bekannten Größen bezeichnen darin a einen Faktor, der den Quenchingabstand und die laminare Flammendicke ins Verhältnis setzt, $\bar{\lambda}_{th}$ die mittlere thermische Leitfähigkeit zwischen dem Verbrannten und Unverbrannten, T_v und T_u die Temperatur im Verbrannten bzw. im Unverbrannten, c_p die mittlere spezifische Wärmekapazität, ρ_u die Dichte des Unverbrannten und S_L die laminare Brenngeschwindigkeit. Das Modell beinhaltet die Annahme, dass

für eine selbständige Flammenausbreitung die Wärmefreisetzung in der Flamme die Wärmeverluste aus der Flamme (z.B. an die Elektroden oder schlicht für die Aufheizung des Unverbrannten) ausgleichen muss. Aus dieser Forderung ergibt sich eine Abschätzung für den minimalen Flammenkernradius und die minimale thermische Energie, die zugeführt werden muss, um diesen zu erreichen [83]. Eine detaillierte Formulierung der minimalen thermischen Zündenergie kann z.B. in Williams [84] nachgelesen werden. Ziegler hat dieses Modell um die Entladeeigenschaften des Zündfunken erweitert, wie man an den bereits diskutierten Größen E_S und U_{AK} in Gl. 2.15 erkennen kann. E_{min} sinkt, wenn U_{AK} sinkt und/oder E_S steigt (vgl. Gl. 2.10). Je höher die Gasdichte zum ZZP, desto geringer ist E_{min} . Die Wärmeverluste aus dem Flammenkern werden implizit durch $\bar{\lambda}_{th}$ und T_u berücksichtigt. Je niedriger T_u , desto höher ist der Temperaturgradient zwischen Flammenzone und Umgebung. Demnach muss mehr Energie zugeführt werden, um ein Minimalvolumen zu initiieren. Rein formal kann die Temperatursenke nicht nur die Temperatur der Umgebung sein, sondern auch die Temperatur der Elektroden, womit in Gl. 2.15 qualitativ auch der Quenchingeeinfluss abgebildet wird. Anschaulich erklärt Pischinger [42] den Einfluss des Quenchings durch Erhöhung der Dichte im Verbrannten aufgrund von Temperaturabsenkung. Dadurch verringert sich das initiale Flammenkernvolumen, verglichen zum adiabaten Fall. Erst mit fortschreitender Zeit, wenn das Flammenkernvolumen an Größe zunimmt oder der Flammenkern durch äußere Strömung von den Elektroden weggetragen wird, nimmt der Einfluss durch Quenching ab [85]. Einen signifikanten Einfluss auf die Flammenkernbildung hat die laminare Brenngeschwindigkeit S_L . Auch wenn in Gl. 2.15 Reaktionskinetik nicht berücksichtigt wird, so ist der Einfluss der Chemie implizit in S_L enthalten. S_L kann z.B. durch die empirische Korrelation nach Metghalchi und Keck [86] abgeschätzt werden:

$$S_L = S_{L,0} \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{p}{p_0} \right)^\beta (1 - 2.5x_{AG}) \quad (2.16)$$

Darin bezeichnen $S_{L,0}$ die laminare Brenngeschwindigkeit, p den Druck, T_0 und p_0 die Temperatur und den Druck bei Normzustand, α und β empirische Konstanten und x_{AG} den Massenanteil von Abgas, bestehend aus CO_2 und N_2 . Das Verbrennungsluftverhältnis λ und die Kraftstoffart sind implizit in den Konstanten α und β enthalten. Ziegler schätzt mit dem Ansatz in Gl. 2.16 für ein Propan-Luftgemisch bei $\lambda = 1.4$ und $\lambda = 1.7$ minimale Zündenergien von 0.75 mJ bzw. 2.8 mJ ab, die er experimentell auch nachweisen kann. Vergleicht man die Werte mit den Zündfunkenenergien, die gegenwärtig durch Hochenergiesysteme bereitgestellt werden, so liegt man unter motorischen Randbedingungen um Faktor 50-100 höher, d.h. wie zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt, kann die minimale Zündenergie gemäß ihrer klassischen Definition nicht auf die Anforderungen im Motor übertragen werden. Dafür gibt es zahlreiche Gründe: Die minimale Zündenergie wird unter optimalen Randbedingungen ermittelt, d.h. dass etwa der Einfluss des Quenchings durch Einstellung eines optimalen Elektrodenabstands (=Quenchingabstand) minimiert wird. Als Beispiel beträgt dieser nach Swett [66] etwa 2 mm und nach Ziegler [31] 3.4 mm für ein Gemisch von $\lambda = 1.7$. Ähnliche Größenordnungen werden in Versuchen zur minimalen Zündenergie durch Shy et al. [87] bestätigt. Typische Elektrodenabstände von Serienzündker-

zen liegen jedoch deutlich unter 1 mm, so dass die Elektroden in den Flammenkern eintauchen und damit zu hohen Wärmeverlusten aus dem Flammenkern führen. So konnte in zahlreichen Untersuchungen [88–92] gezeigt werden, dass neben dem Elektrodenabstand auch die Elektrodenform die Flammenkernbildung beeinflusst. Außerdem sind im motorischen Betrieb lokale Schwankungen in der Gemischzusammensetzung zum ZZP nicht auszuschließen. Demnach muss die Zündenergie, etwa durch Verlängerung der Funkenbrenndauer, erhöht werden, um die Zündwahrscheinlichkeit zu steigern. Darüber hinaus hat die Zylinderinnenströmung einen wesentlichen Einfluss auf die initiale Flammenausbreitung und damit auf die notwendige elektrische Energie.

2.3.2 **Einfluss der Strömung**

Die Strömung stellt eine weitere Komplexität bei der Flammenkernbildung dar. Im turbulenten Feld liegt die Mindestzündenergie höher, da wegen der Struktur turbulenter Vormischflammen ein größeres Volumen auf Zündtemperatur gebracht werden muss als im laminaren Fall [93–96]. Experimentelle Arbeiten zur minimalen Zündenergie wurden 1956 von Swett [66] durchgeführt, wonach die Zündenergie mit ansteigender Strömungsgeschwindigkeit ansteigt. Ziegler [31] zeigt jedoch auch, dass die minimale Zündenergie bis ca. 5 m/s abfällt und danach wieder ansteigt. Der anfängliche Abfall wird durch Wegtragen des Flammenkerns von den Elektroden begründet, womit der Quenchingeeinfluss abnimmt. Im turbulenten Strömungsfeld werden mit steigender Turbulenzintensität Faltung- und Streckungseffekte in der Flamme verstärkt, die zu einem Anstieg der minimalen Zündenergie führen können (siehe auch [66, 97–102]). Einige Autoren geben jedoch auch an, dass Turbulenz das initiale Flammenkernwachstum sogar beschleunigen und damit einen positiven Effekt nach sich ziehen kann, wenn turbulente Längenskalen im Vergleich zur Flammenkerngröße klein sind [42, 103–105]. Abbildungen 2.9(a), 2.9(b) zeigen schematisch die Wirkung unterschiedlicher Längenskalen auf die Flammenkernbildung [104]. Herweg [43] modelliert den Einfluss der Turbulenz auf die Flammenkernbildung, indem er die zeitlichen Phasen und damit den Einfluss von Längen- und Zeitskalen auf die Flammenkernbildung unterscheidet. Für Flammenkernradien kleiner als 2 mm spielt die Turbulenz eine untergeordnete Rolle. Bis zu diesem Zeitpunkt wird das Flammenkernwachstum durch die Wärmezufuhr aus dem Zündfunken, die laminare Brenngeschwindigkeit und durch Streckungseffekte beeinflusst. Erst für Flammenkernradien oberhalb 2 mm kann sich aus dem Flammenkern eine sich selbständig ausbreitende Flamme entwickeln [43, 106]. Ting et al. [104] stellen im motorischen Betrieb fest, dass insbesondere in der Anfangsphase der Flammenkernbildung die mittlere Strömungsgeschwindigkeit eine entscheidende Rolle spielt, da der Flammenkern von den kalten Wänden weggetragen und dadurch Quenchingverluste verringert werden.

Ein weiterer Effekt, der sich aufgrund der Strömung einstellt, ist die nahezu trägheitsfreie Auslenkung des Zündplasmas, wodurch der Plasmakanal gestreckt wird [51–54, 66, 107–110]. Abbildung 2.10 veranschaulicht diesen Effekt. Durch die Auslenkung des Zündfunken steigt, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, der Energieübertragungswirkungsgrad. Weiterhin erfolgt die

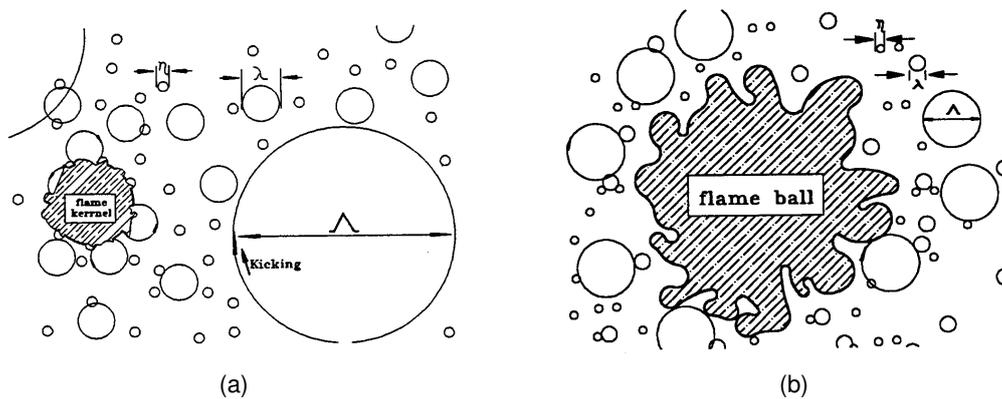


Abbildung 2.9: Auswirkungen turbulenter Längenskalen auf die Flammenkernbildung und Flammenausbreitung nach [104] (η = Kolmogorov Skala, λ = Taylor Mikrolängemaß, Λ = integrales Längemaß), (a) kleiner und (b) großer Flammenkern innerhalb grobskaliger bzw. relativ feinskaliger Turbulenzstrukturen

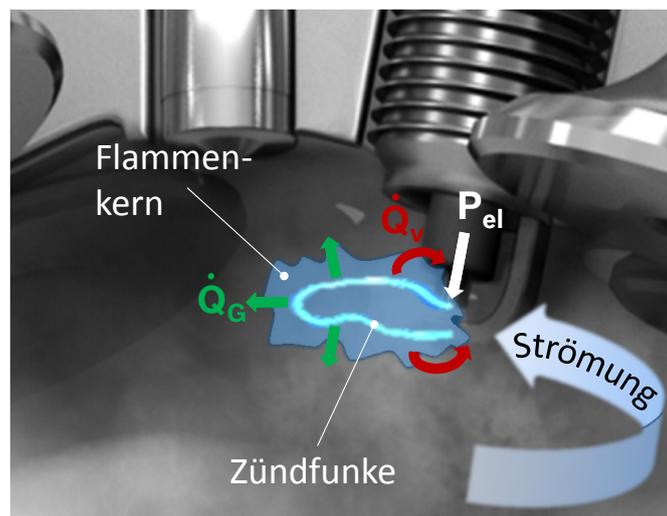


Abbildung 2.10: Zündfunkenauslenkung durch Zylinderinnenströmung und Energieströme (schematisch): P_{el} elektrisch zugeführte Funkenenergie, \dot{Q}_v Wärmeverluste aus dem Flammenkern an die Elektroden, \dot{Q}_G an das Gemisch übertragene Wärmeleistung

Flammenkernbildung fernab von den Elektroden, wodurch Wärmeverluste aus der Flamme an die Elektroden \dot{Q}_v verringert werden können [42, 43, 111]. Abd-Alla [47] gibt weiterhin an, dass durch lange Funken eine Maskierung von örtlichen Gemischinhomogenitäten erzielt werden kann und die Züandsicherheit folglich ansteigt. Neben den positiven Effekten, können bei starker Zylinderinnenströmung auch negative Effekte auf die Flammenkernbildung nicht ausgeschlossen werden. Richtungsänderungen in der Anströmrichtung während der Entladephase können dazu führen, dass nicht genügend Energie lokal eingebracht werden kann, weil das Funkenplasma permanent in unterschiedliche Zonen ausgelenkt wird. Insbesondere gegen Verdich-

tungsende steigt die Turbulenzintensität, so dass mit späterem ZZP je nach Auslegung der Motorgeometrie nicht mehr von einer gerichteten Strömung am Zündfunkenort ausgegangen werden kann. Des Weiteren wird die Auslenkung des Zündfunkens durch sog. Restrikes während der Entladedauer mehrmals unterbrochen, wobei sich der Plasmakanal verkürzt. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit noch im Detail beschrieben. Die Verkürzung kann ebenfalls dazu führen, dass nicht genügend Energie lokal eingebracht wird. Es bilden sich vor allem im stark verdünnten Betrieb durch die Restrikes kleine Flammenzonen, die von der Energiezufuhr des Zündfunkens abgetrennt werden und sich je nach Größe ggf. nicht mehr weiterentwickeln können.

2.4 Gemischverdünnung im Motor

Durch die Beimischung inerter Medien zum Frischgemisch ergeben sich Vorteile hinsichtlich Wirkungsgrad und Emissionen, sofern die Laufruhe des Motors nicht zu stark beeinträchtigt wird. Die ganzheitliche Betrachtung der Auswirkungen von Abgasrückführung und homogener Abmagerung auf den Arbeitsprozess wurde in der Vergangenheit bereits mehrfach diskutiert und kann beispielsweise in [23, 29, 44, 112, 113] im Detail nachgelesen werden. Vielmehr liegt der Fokus in diesem Abschnitt auf dem Vergleich beider Verdünnungsmedien hinsichtlich Auswirkungen auf die Flammenkernbildung und Flammenausbreitung. Durch die Definition einer einheitlichen Bezugsgröße, den sogenannten Verdünnungsgrad, lassen sich die Verdünnungsmedien Abgas und Luft bereits auf theoretischem Wege miteinander vergleichen. Nach einer Vorstellung etablierter Methoden zur Bewertung von Zündsystemen im verdünnten Motorbetrieb werden im letzten Teil dieses Abschnitts die Konzepte Abgasrückführung und homogene Abmagerung an einem konstanten Betriebspunkt miteinander verglichen.

2.4.1 Flammparkeitsgrenzen und Verdünnungsgrad

Ausgehend von einem stöchiometrischen Luft-/Kraftstoffverhältnis ist die maximale Verdünnung eines Gemisches durch physikalische Grenzen, die Flammparkeitsgrenzen, grundsätzlich begrenzt. Diese sind zunächst unabhängig von den Eigenschaften des Zündsystems, sondern geben bei gegebenem Druck und Temperatur lediglich an, bei welcher Brennstoffkonzentration sich im laminaren Fall eine selbsttragende Flamme noch ausbilden kann [114]. Abbildung 2.11 veranschaulicht die Flammparkeitsgrenzen als Funktion der Temperatur und des Verbrennungsluftverhältnisses. Außerhalb der Grenzkurven kann sich die Flamme nicht selbständig ausbreiten, was sich wie folgt erklären lässt. Mit zunehmender Verdünnung nimmt die adiabate Flammentemperatur ab, da die Beimischung inerter Medien durch ihre spezifische Wärmekapazität eine Wärmesenke darstellt. Zusätzlich führen Wärmeverluste aus der Flamme zu einer weiteren Absenkung der Temperatur, so dass die Wärmefreisetzung ab einer bestimmten Brennstoffkonzentration nicht mehr ausreicht, um reaktionskinetische Mechanismen in der Reaktionszone der

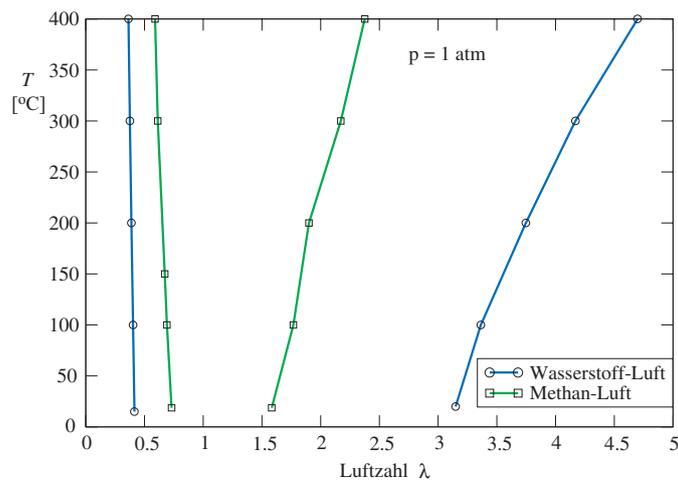


Abbildung 2.11: Flammbarkeitsgrenzen für Methan und Wasserstoff bei $p = 1$ bar als Funktion von λ und der Gemischtemperatur, entnommen aus [114] (Daten stammen aus [115])

Flamme aufrechtzuerhalten. Höhere Umgebungstemperaturen führen zu geringeren Temperaturgradienten in der Flammenfront, so dass der entflammbare Bereich mit steigender Temperatur ausgeweitet wird. Nach Peters [114] lässt sich für Kohlenwasserstoffflammen eine minimale laminare Brenngeschwindigkeit von etwa 5 cm/s abschätzen, bei der sich die Flamme gerade noch selbständig ausbreiten kann.

Je nach Verdünnungsmedium, Abgas oder zusätzliche Luft, unterscheidet sich bei identischem Betriebspunkt die maximal mögliche Verdünnung, da die Medien die physikalischen Eigenschaften der Flammenausbreitung unterschiedlich beeinflussen. Die Auswirkungen auf die laminare Brenngeschwindigkeit S_L lassen sich bereits auf theoretischem Wege diskutieren. Um die Medien miteinander vergleichen zu können, bietet es sich an, einen Verdünnungsgrad X zu definieren [29,44,116], der die Masse des Verdünnungsmediums m_{zus} (Luft oder Abgas) zur gesamten Ladungsmasse im Zylinder bestehend aus der Masse der Luft m_L , Masse des Brennstoffs m_{Br} und m_{zus} ins Verhältnis setzt:

$$X = \frac{m_{zus}}{m_L + m_{Br} + m_{zus}} \quad \text{mit } m_{zus} = m_{L,zus} \text{ od. } m_{AG} \quad (2.17)$$

Dabei sind m_L und m_{Br} die Luft bzw. Brennstoffmasse, die für ein Verbrennungsluftverhältnis von $\lambda = 1$ notwendig sind. Demnach bezieht sich die zusätzliche Masse auf die Massen für ein stöchiometrisches Verbrennungsluftverhältnis. Dieses lässt sich als Funktion der zusätzlichen Luftmasse wie folgt schreiben:

$$\lambda = \frac{m_L + m_{L,zus}}{m_{Br} L_{St}} = 1 + \frac{m_{L,zus}}{m_{Br} L_{St}} \quad (2.18)$$

Dabei bezeichnen $m_{L,zus}$ die zusätzliche Luftmasse ($\hat{=} m_{zus}$) und L_{St} den stöchiometrischen Mindestluftbedarf. Setzt man diese Gleichung in Gl. 2.17 ein, so erhält man nach Umformung

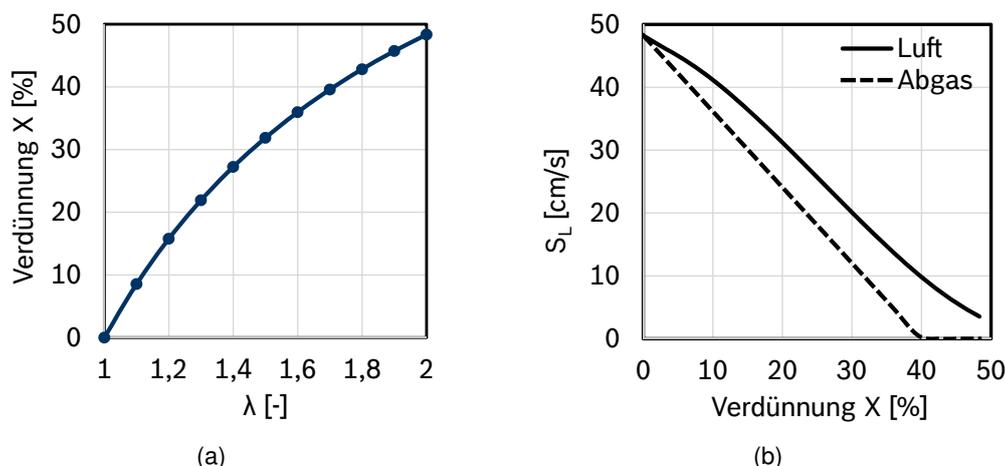


Abbildung 2.12: (a) Verdünnungsgrad X als Funktion von λ , (b) S_L als Funktion von X für Luft und Abgas als Medium (Annahme: $T = 500\text{ K}$, $p = 10\text{ bar}$)

den Verdünnungsgrad X als Funktion von λ und L_{St} .

$$X = \frac{L_{St}(\lambda - 1)}{1 + \lambda L_{St}} \quad (2.19)$$

Gleichung 2.19 lässt sich gemäß Abb. 2.12(a) grafisch darstellen, wonach bspw. eine Gemischzusammensetzung von $\lambda = 1.4$ einem Verdünnungsgrad X von etwa 27 % entspricht. Damit ist ein Vergleich mit Abgas als Verdünnungsmedium direkt möglich. Berechnet man die laminare Brenngeschwindigkeit S_L nach Gl. 2.16 als Funktion von X für Luft und Abgas, so ergibt sich der Zusammenhang in Abb. 2.12(b). Bei identischem X führt die Verdünnung durch Abgas zu geringerem S_L im Vergleich zu Luft und damit kritischeren Bedingungen hinsichtlich Flammkernbildung und Verbrennung. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass die Temperatur zum ZZZP in etwa identisch ist, was z.B. für den Fall externer AGR zutreffend ist. Dieser Zusammenhang wird im übernächsten Abschnitt exemplarisch an einem Betriebspunkt gezeigt. Bei interner AGR ist es durchaus möglich, dass die Temperatur zum ZZZP wesentlich höher ist als bei Verdünnung durch Luft und damit ebenfalls S_L höhere Werte erreicht [117].

2.4.2 Klassische Methoden zur Bewertung des Zündsystemeinflusses

Zur Bewertung der Laufruhe haben sich in der Brennverfahrensentwicklung Größen aus der Statistik etabliert. Die Standardabweichung $\sigma_{p_{mi}}$ dient als Maß für die absolute zyklische Schwankung des indizierten Mitteldrucks p_{mi} um dessen Mittelwert \bar{p}_{mi} und lässt sich wie folgt formulieren:

$$\sigma_{p_{mi}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (p_{mi}(i) - \bar{p}_{mi})^2} \quad \text{mit} \quad \bar{p}_{mi} = \sum_{i=1}^n p_{mi}(i) \quad (2.20)$$

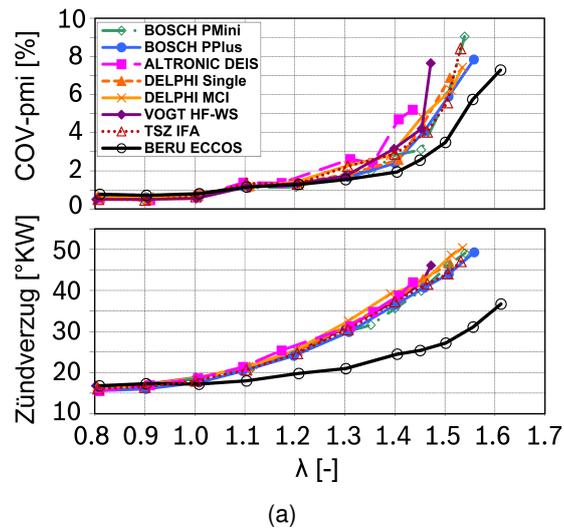


Abbildung 2.13: COV des p_{mi} (oben) und Zündverzug (unten) als Funktionen von λ für verschiedene Zündsysteme [5]

Für eine bessere Vergleichbarkeit der Laufruhe für verschiedene Lastpunkte wird, neben der absoluten Standardabweichung, häufig die relative Standardabweichung, der COV (Coefficient Of Variance), verwendet. Dieser berechnet sich nach Gleichung 2.21.

$$COV = \frac{\sigma_{p_{mi}}}{\bar{p}_{mi}} \quad (2.21)$$

Da sich der indizierte Mitteldruck aus der Hochdruck- und der Ladungswechselschleife zusammensetzt, berücksichtigen $\sigma_{p_{mi}}$ und der COV die zyklischen Schwankungen beider Anteile. Insbesondere bei niedrigen Lasten fallen die zyklischen Schwankungen des Ladungswechsels $\sigma_{p_{mi,lv}}$ stärker ins Gewicht. Für die Beurteilung der Entflammung und der Verbrennungsgüte eignet sich daher bei der Berechnung der Gleichungen 2.20 und 2.21 die Berücksichtigung des Mitteldrucks der Hochdruckschleife $p_{mi,hd} = p_{mi} - p_{mi,lv}$ und dessen Mittelwerts $\bar{p}_{mi,hd}$ [118]. Durch dieses Vorgehen werden zusätzlich die Messfehler des Zylinderdruckaufnehmers während des Ladungswechsels aus der Bewertung ausgeschlossen. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Bewertung der Laufruhe die relative Standardabweichung der Hochdruckschleife COV_{hd} als Kriterium verwendet. Eine weit verbreitete Methode zur Bewertung des Zündsystems bzw. der Zündparameter ist die Analyse der Laufruhe (COV) als Funktion der Verdünnung (λ u./o. AGR Rate) und des Betriebspunkts [5, 8, 9, 44, 50]. Abbildung 2.13(a) (oben) zeigt die Auswirkung der Abmagerung auf das COV für verschiedene Zündsysteme [5]. Mit zunehmender Verdünnung nimmt die Laufruhe für alle Zündsysteme wie erwartet ab. Das Zündsystem *BERUECCOS* [4] gehört zur Gruppe der Volumenzündverfahren (vgl. Abb. 1.3) und zeigt in dem dargestellten Betriebspunkt ($n=1500 \text{ min}^{-1}$, $p_{mi}=3 \text{ bar}$) Vorteile hinsichtlich Entflammung. Auch wenn mit diesem Bewertungsverfahren die Auswirkungen des Zündsystems auf die Lauf-

ruhe prinzipiell untersucht werden können, so werden lokale Effekte bei der Entflammung nicht aufgelöst. Desweiteren hat auch die Güte der Hauptverbrennung einen signifikanten Einfluss auf die Laufruhe, so dass Potentiale eines Zündsystems durch inadäquate Gemischbildung, lange Brenndauern durch geringe Turbulenzniveaus negativ überkompensiert werden können. Neben dem COV wird häufig auch der Brennverzug (mfb0-5) als Kriterium verwendet, der aus der Heizverlaufs- oder Druckverlaufsanalyse bestimmt wird [119]. Dieser ist im unteren Teil der Abb. 2.13(a) dargestellt (hier als Zündverzug bezeichnet). Auch wenn dieses Kriterium die frühe Phase der Verbrennung berücksichtigt, so kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Sensitivität dieses Kriteriums hinreichend ist, um den Einfluss des Zündsystems im Detail auflösen zu können [64]. Abbildung 2.13(a) (unten) zeigt, dass bis auf die Volumenzündung der Einfluss untersuchter Zündsysteme auf den Brennverzug nicht eindeutig feststellbar ist. Es bleibt jedoch ungeklärt, welche physikalischen Wirkketten zu diesem Ergebnis führen. Außerdem ist nicht ausgeschlossen, dass bei der Bestimmung des frühen Massenumsatzes, je nach Empfindlichkeit des Druckaufnehmers, Messfehler die Sensitivität zusätzlich schmälern können. Nichtsdestotrotz erlauben die Methoden (COV, mfb0-5) mit relativ geringem Aufwand eine schnelle vergleichende Bewertung von Zündsystemen am Motorprüfstand bei verschiedenen Betriebspunkten. Im Rahmen dieser Arbeit kommen neben den klassischen Bewertungskriterien optische Analyseverfahren und Methoden zur Bestimmung lokaler Strömungs- und Funkenplasmaeffekte zum Einsatz, um lokale Effekte und deren Einfluss bei der Bildung des Flammenkerns aufzulösen.

2.4.3 Externe Abgasrückführung und Abmagerung im Vergleich

Im Folgenden werden beide Verbrennungskonzepte an einem konstanten Betriebspunkt, $p_{mi} = 3.5 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, als Funktion des Verdünnungsgrads X miteinander verglichen. Dieser wurde aus der Ladungswechselanalyse für beide Medien unter Berücksichtigung interner Restgasmasse bestimmt. Für den Fall externer AGR stellt die gesamte Restgasmasse (intern + extern) zum ZZP gleichzeitig den Verdünnungsgrad dar. Für den Fall der Abmagerung wird der Verdünnungsgrad in ähnlicher Weise mit Gl. 2.19 berechnet, nur dass zur zusätzlichen Luftmasse $m_{L,zus}$ die interne Restgasmasse m_{int} hinzuaddiert wird. Für den Betrieb bei $\lambda = 1$ entspricht der Verdünnungsgrad exakt der intern verbliebenen Restgasmasse nach dem Ladungswechsel. Abbildung 2.14 (oben) stellt das COV für beide Medien als Funktion von X dar. Die Abbildungen in der Mitte und unten zeigen den ZZP und die Lage der Umsatzpunkte des Brennverlaufs. Mit zunehmender Verdünnung nehmen die zyklischen Schwankungen während der Flammenkernbildung und der Hauptverbrennung zu. Definiert man eine Laufruhegrenze von $\text{COV} \approx 5\%$, so zeigt sich, dass die Verdünnung der Zylinderladung mit Luft höhere Verdünnungsraten zulässt. Für beide Fälle sind die Auswirkungen der Verdünnung auf den Verbrennungsablauf qualitativ vergleichbar, Abb. 2.14, mitte/unten. Die Absenkung von S_L durch zunehmende Verdünnung verlangsamt die Flammenkernbildung (vgl. Lage des mfb5) und die Dauer der Hauptverbrennung (BD5-95). Zur Einhaltung der optimalen Schwerpunktlage (mfb50 \approx 6-

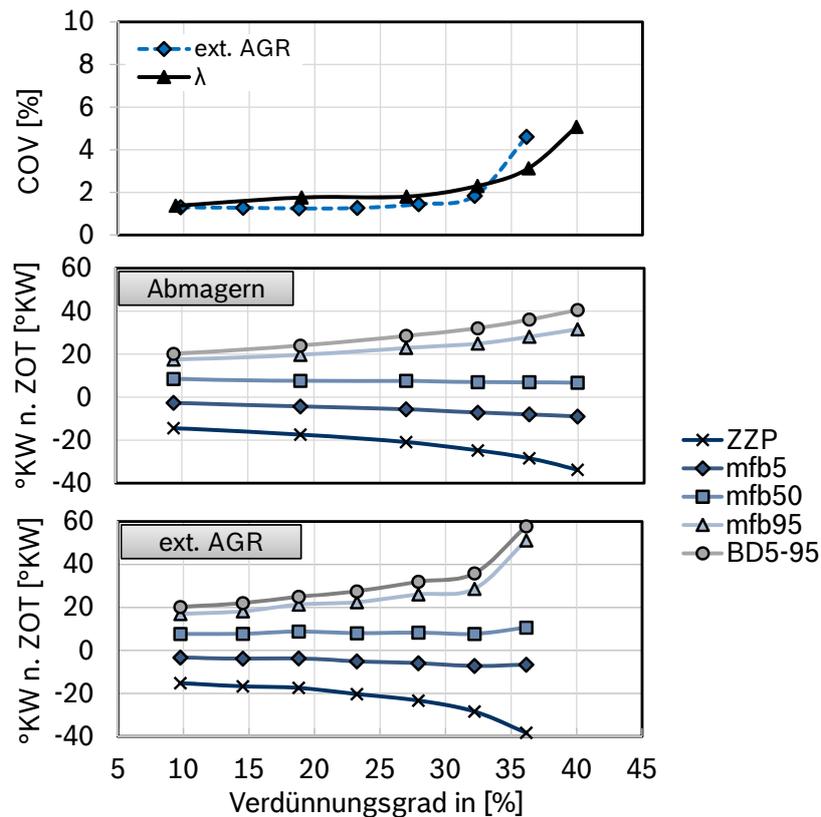


Abbildung 2.14: COV und Lage der Massenumsatzpunkte (mfb) als Funktionen von X .
 Betriebspunkt: $p_{mi} = 3.5 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$

8 °KW n. ZOT) steigt daher der Vorzündbedarf. Als Konsequenz sinken jedoch die Temperatur und die Gasdichte zum ZZP, so dass S_L noch weiter abnimmt. Der Anstieg des Saugrohrdrucks durch Entdrosselung kann den abfallenden Druck zum ZZP aufgrund des ansteigenden Vorzündbedarfs nicht kompensieren. Sowohl die niedrige Gasdichte zum ZZP als auch die Absenkung von S_L wirken sich direkt auf die erforderliche Zündenergie aus (vgl. Gl. 2.15). Wie im Rahmen dieser Arbeit noch im Detail gezeigt wird, verschiebt sich der ZZP zudem in Bereiche mit einem für die Flammenkernbildung ungünstigen Strömungszustand. Die beschriebene Wirkkette macht deutlich, warum Gemischverdünnung durch Abgas zu schwierigeren Entflammungsbedingungen führt als Verdünnung mit Luft, vorausgesetzt die Gemischtemperatur nach Schließen der Einlassventile ist in etwa identisch. Abbildung 2.15 zeigt die aus der Druckverlaufsanalyse ermittelten thermodynamischen Größen zum ZZP als Funktionen von X . S_L wurde dabei aus Gleichung 2.16 bestimmt. Bei identischem X ist S_L für den Fall mit externer AGR niedriger als für Luft, was zu erhöhtem Vorzündbedarf und damit zusätzlich zu erschwerteren Entflammungsbedingungen führt. Aufgrund ähnlicher Wirkketten und Zusammenhänge bei der Entflammung zwischen den beiden Medien lassen sich Potentiale eines Zündsystems oder Zündparametern von einem auf das andere Brennverfahren übertragen. Um den Parameterraum einzugrenzen, fokussieren sich die experimentellen Untersuchungen daher auf die Ent-

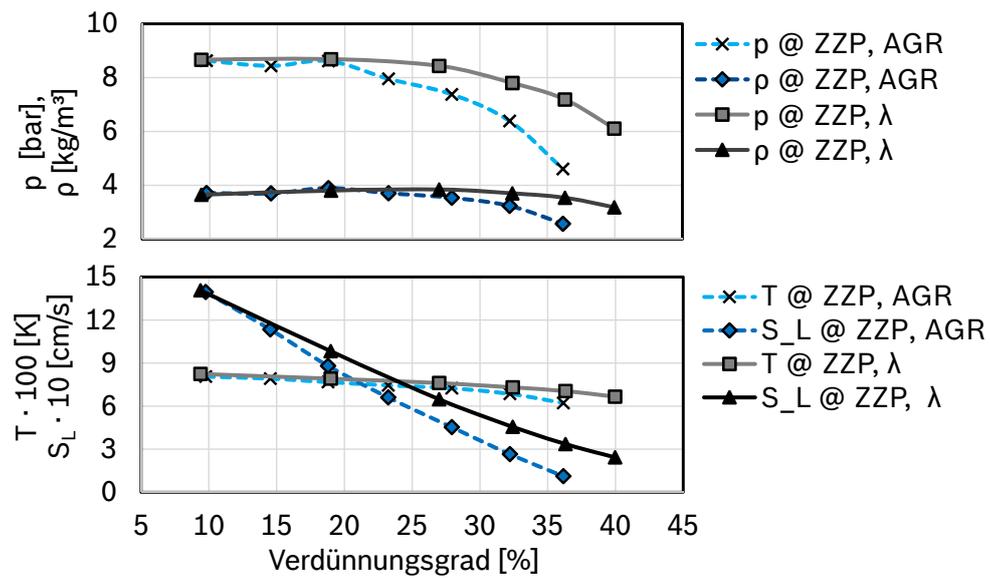


Abbildung 2.15: Thermodynamische Größen p , ρ , T und laminare Brenngeschwindigkeit S_L zum ZPP als Funktionen von X für ext. AGR und für Abmagerung(λ).
 Betriebspunkt: $p_{mi} = 3.5 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$

flammung magerer Gemische.

3 Werkzeuge und Methoden zur Untersuchung der Flammenkernbildung

Im vorangegangenen Kapitel wurde darauf hingewiesen, dass die Auflösung der Einzeleffekte bei der Flammenkernbildung durch Bewertung des COV oder des Brennverzugs (mfb0-5) kaum möglich ist. Parameterstudien hinsichtlich Einfluss elektrischer Funkenparameter, wie etwa Funkenstrom, Stromprofil oder Funkenenergie auf die Entflammung sind nur dann zielführend, wenn möglichst viele die Entflammung beeinflussender Parameter in der unmittelbaren Umgebung der Zündkerze bekannt sind. Im Motor besteht zudem die Schwierigkeit, dass alle Effekte (thermodynamische Randbedingungen, Strömung, Gemischzusammensetzung, Funken-eigenschaften,...) simultan auf die Entflammung einwirken, so dass die Separierung einzelner Einflüsse nicht gelingt. Dieses Kapitel beschreibt die eingesetzten Werkzeuge und Methoden, um die Auswirkungen genannter Effekte auf die Flammenkernbildung im Detail zu untersuchen. Neben messtechnischen Aspekten, wie etwa die Messung elektrischer Funkenparameter oder verwendeten optischen Messtechniken, werden eingesetzte Versuchsträger vorgestellt.

3.1 Messung elektrischer Kenngrößen

Die Messung elektrischer Kenngrößen eines Zündfunkens wird in der vorliegenden Arbeit über alle Messkampagnen durchgeführt. Messgrößen wie Funkenstrom, -brennspannung, -brenndauer, -energie charakterisieren wichtige Eingangsparameter bei der Bildung des Flammenkerns. Desweiteren lassen sich aus den Messgrößen Rückschlüsse auf den lokalen Strömungszustand und die geometrische Ausdehnung des Zündfunkens ziehen. Für die Beschreibung des Messaufbaus wird das in Abschnitt 2.1 gezeigte Ersatzschaltbild der TSZ (vgl. Abb. 2.1) um weitere Komponenten erweitert. Abbildung 3.1(a) zeigt das erweiterte Ersatzschaltbild, welches nun auch die elektrischen Bauteile weiterer Komponenten wie Zündkabel und Zündkerze berücksichtigt. Die Abkürzungen beschreiben mit C_{ZS} die Streukapazität der Zündspule, mit C_K die Kapazität der Zündleitungen und mit C_{ZK} die Zündkerzenkapazität und wurden bereits in Gleichung 2.2 eingeführt. Desweiteren werden in der Praxis im Sekundärkreis sogenannte Entstörwiderstände eingesetzt, um kapazitive Entladeströme während des Funkendurchbruchs und der instationären Bogenphase zu begrenzen. Diese Maßnahmen verbessern einerseits die elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) des Systems und führen andererseits zu geringerem Verschleiß an den Elektroden. Typischerweise liegt der Entstörwiderstand der Zündleitungen R_K

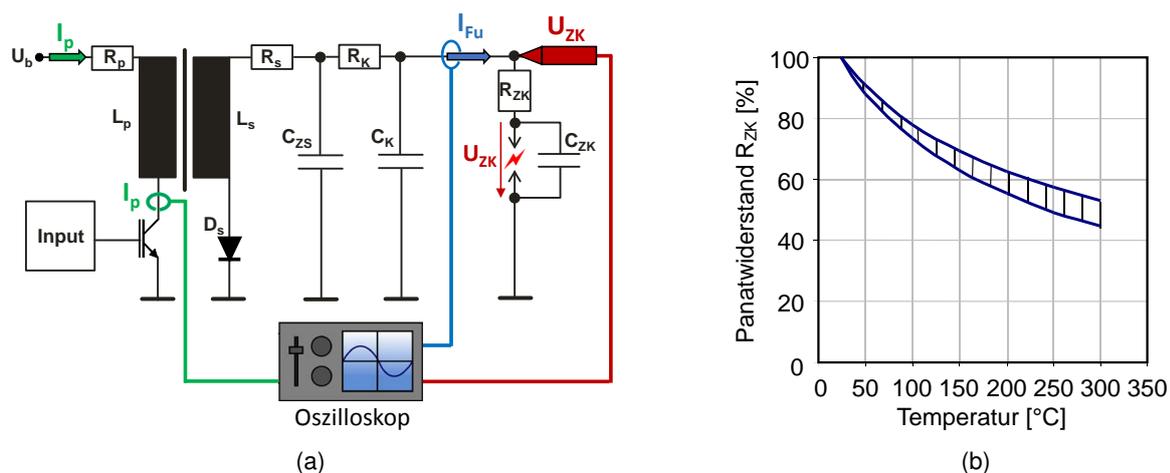


Abbildung 3.1: (a) Messaufbau am erweiterten Ersatzschaltbild der TSZ, (b) Panatwiderstand und dessen Streuband als Funktion der Temperatur

im Bereich von 1 bis 2 k Ω , der Widerstand der Zündkerze R_{ZK} , sogenannter Panatwiderstand, kann je nach Anforderung Werte von bis zu 8 k Ω annehmen. Neben den positiven Auswirkungen führen die in Reihe geschalteten Widerstände grundsätzlich zu Energieverlusten, woraus eine niedrigere Funkenenergie resultiert. Insbesondere während der relativ langen induktiven Entladephase sind ohmsche Verluste nicht unerheblich. Weiterhin muss für die Bestimmung elektrischer Messgrößen des Zündfunken die Abgriffposition des Hochspannungstastkopfs im Sekundärkreis beachtet werden. Die direkte Messung der Funkenbrennspannung U_{Fu} an der Funkenstrecke ist aus konstruktiven Gründen nicht zugänglich. Daher eignet sich die Messung der Spannung oberhalb der Zündkerze U_{ZK} , wie in Abb. 3.1(a) dargestellt. Folglich muss zur Bestimmung von U_{Fu} der Spannungsabfall am Panatwiderstand R_{ZK} berücksichtigt werden, der sich aus dem Produkt von I_{Fu} und R_{ZK} berechnet:

$$U_{Fu} = U_{ZK} - R_{ZK} I_{Fu} \quad (3.1)$$

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, dass der Panatwiderstand, wie in Abb. 3.1(b) dargestellt, stark temperaturabhängig ist. 100 % beziehen sich dabei auf den Absolutwert bei Raumtemperatur. Je nach Betriebspunkt des Motors, kann die Temperatur des Panatwiderstands stark variieren. Bei Nennleistung sind Panattemperaturen von 200-250 °C möglich, wodurch sich R_{ZK} nahezu halbiert. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkten in der Teillast bei relativ niedrigen Drehzahlen wurde die Temperatur von R_{ZK} der Motorkühlwassertemperatur von ca. 100 °C gleichgesetzt, wodurch sich eine Reduzierung von R_{ZK} von etwa 25 % ggü. dem Wert bei Raumtemperatur abschätzen lässt. Mit der gezeigten Anordnung wird die Durchbruchspannung U_{DB} ebenfalls mitgemessen. Da sich kurz vor Funkendurchbruch noch kein nennenswerter Stromfluss im Sekundärkreis eingestellt hat, gilt $U_{ZK} = U_{DB}$. Der Funkenstrom I_{Fu} kann im Prinzip an beliebiger Stelle im Sekundärkreis gemessen wer-

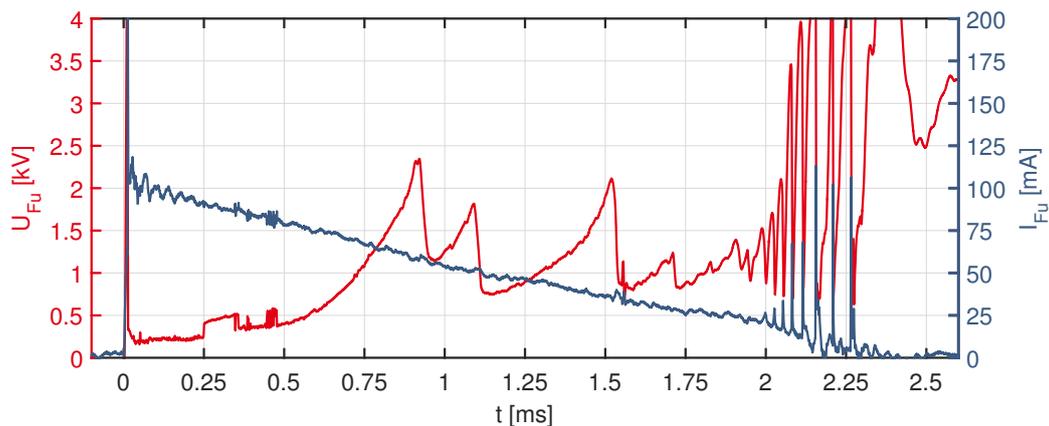


Abbildung 3.2: Funkenbrennspannung und Funkenstrom bei $p_{mi} = 2 \text{ bar}$ und $n = 2000 \text{ min}^{-1}$

den. Genauere Ergebnisse bei der Bestimmung der Funkenenergie erhält man jedoch, wenn die Messung, analog zur Funkenbrennspannung, möglichst nahe an der Zündkerze erfolgt. Dadurch können auch hochfrequente Anteile der Entladeströme aus den vorgeschalteten Kapazitäten erfasst werden [64]. Je nach Messaufgabe kann auch die Messung des Primärstroms I_p sinnvoll sein, wenn sich z.B. die Frage nach der aus dem Bordnetz eingespeisten Energie stellt und, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, der Wirkungsgrad einer TSZ zu bestimmen ist. Zur Messung der Ströme I_p und I_{Fu} wurden in der vorliegenden Arbeit Strommesszangen des Typs *Fluke AP015* eingesetzt. Die Spannung wurde mit einem Hochspannungstastkopf des Typs *Tektronix P6015A* gemessen. Die Aufzeichnung der Signale erfolgte mit einem digitalen 12 bit Speicheroszilloskop der Firma LeCroy, Typ HRO64Zi. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft die gemessenen Funkenbrennspannung und den Funkenstrom im motorischen Betrieb bei $p_{mi} = 2 \text{ bar}$ und $n = 2000 \text{ min}^{-1}$. Der Spannungs- und Strompeak bei $t = 0 \text{ ms}$ kennzeichnet den Funkendurchbruch, gefolgt von der instationären Bogenphase (vgl. Abschnitt 2.2.1). Bei ca. 0.25 ms erfolgt der Umschlag von der Bogen- in die Glimmphase (vgl. Phase V^* in Abb. 2.2). Anders als im stationären Fall, ist der Entladevorgang im Motor sehr dynamisch. Durch die Strömung wird der Zündfunke ausgelenkt, wodurch seine Gesamtlänge und damit sein Widerstand ansteigen. Folglich nimmt der Spannungsabfall zu. Der Vorgang wird durch einen sogenannten Restrike unterbrochen, was an den steilen Spannungsabfällen sehr gut zu erkennen ist. Für Zeiten größer als 2 ms , bzw. wenn der Funkenstrom ca. 20 mA unterschreitet, treten hochfrequente Spannungs- und Strompeaks auf. Bei derart niedrigen Strömen ist das Plasma kaum mehr leitfähig und der Widerstand nimmt stark zu. Hohe elektrische Feldstärken (vgl. Abb. 2.4(a)) bzw. Spannungen sind notwendig, um die Ströme zu treiben. Der Spannungsaufbau erfolgt so lange, bis ein neuer Durchbruch generiert wird, wie anhand der Strompeaks zu erkennen ist. Der Vorgang wiederholt sich mehrmals, bis die induktiv gespeicherte Energie aufgebraucht ist und der Funke erlischt.

3.2 Energiebilanz der Transistorpulenzündung

Die Betrachtung des elektrischen Wirkungsgrads der TSZ gibt Auskunft, mit welcher Effizienz die aus dem Bordnetz bzw. Batterie eingespeiste Energie an die Funkenstrecke übertragen wird. Anhand einer Energiebilanz können einzelne Verlustquellen der Spulenzündung identifiziert werden und man gewinnt einen Eindruck, wie sich etwa der Funkenstrom oder die Entladedauer auf die Verluste und auf die Funkenenergie auswirken. Typischerweise werden Wirkungsgrade der TSZ unter Laborbedingungen bestimmt. Dabei wird die Funkenstrecke durch ein elektronisches Bauelement, die Zenerdiode, ersetzt (vgl. DIN-ISO6518-2 [120]). Diese schließt den Stromkreis, sobald die induzierte Spannung einen Wert von typischerweise 1000 V überschreitet. Die Spannung bleibt anschließend während der gesamten Entladedauer konstant. Die Zenerdiode bildet gewissermaßen den Funkenwiderstand ab, indem sie einen konstanten Spannungsabfall aufprägt. Die Methode hat den Vorteil, dass TSZ-Systeme unter Laborbedingungen, reproduzierbar, untereinander verglichen werden können. Im motorischen Betrieb kann, wie beschrieben, nicht von einer konstanten Funkenbrennspannung ausgegangen werden, da sich der Funkenwiderstand während der Entladung permanent ändert. Wie gezeigt wird, hängt der elektrische Wirkungsgrad der TSZ sehr stark von den lokalen Randbedingungen an der Funkenstrecke ab, so dass die Aufstellung einer Energiebilanz unter realen Bedingungen belastbare Aussagen hinsichtlich Auslegung der TSZ liefert. Die Aufstellung einer Energiebilanz kann beliebig komplex sein, je nachdem wie detailliert einzelne Komponenten/Bauteile der TSZ modelliert werden. Die folgende Betrachtung fokussiert sich auf die ohmschen Verluste der in Abb. 3.1(a) dargestellten Komponenten. Für detailliertere Analysen sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Maier [121] verwiesen.

Verluste auf der Primärseite

Die Einspeisung elektrischer Energie aus der Batterie in das Zündsystem erfolgt durch Schließen des IGBT, wodurch der Stromfluss durch die Primärspule eingeleitet und die elektrische Energie in Form von magnetischer Energie in der Zündspule zwischengespeichert wird. Die ohmschen Verluste während dem Aufbau magnetischer Energie ergeben sich zum einen in der Primärwicklung und zum anderen im IGBT. Die im Magnetfeld gespeicherten Energie E_{mag} beim Laden der Primärspule berechnet sich aus:

$$E_{mag} = \underbrace{\int U_b \cdot I_p dt}_{E_p} - E_{p,v} \quad (3.2)$$

Darin bezeichnen U_b die Batteriespannung, I_p den Primärstrom, E_p die primärseitig eingespeiste elektrische Energie und $E_{p,v}$ die primärseitigen Verluste. Diese setzen sich aus den ohmschen Verlusten in der Primärwicklung R_p und am IGBT R_{IGBT} zusammen und berechnen sich

aus dem Integral der Verlustleistung über der Ladedauer der Primärspule:

$$E_{p,v} = \int (R_p + R_{IGBT}) I_p^2 dt \quad (3.3)$$

Der elektrische Wirkungsgrad auf der Primärseite beim Aufbau des Magnetfelds $\eta_{el,p}$ ergibt sich aus dem Verhältnis von E_{mag} zu E_p :

$$\eta_{el,p} = \frac{E_{mag}}{E_p} \cdot 100\% \quad (3.4)$$

Verluste auf der Sekundärseite

Da der Zündtransformator, bestehend aus Primärspule, Sekundärspule und Eisenkern, nicht ideal ist, entstehen Eisen-/Koppelverluste [122]. Dadurch geht bereits beim Laden der Spule ein Teil der für den Aufbau des Magnetfelds aufgewendeten Energie E_{mag} verloren. Demnach lässt sich ein magnetischer Wirkungsgrad η_m definieren, der die nutzbare magnetische Energie $E_{mag,n}$ zu E_{mag} ins Verhältnis setzt.

$$\eta_m = \frac{E_{mag,n}}{E_{mag}} \cdot 100\% \quad (3.5)$$

Die analytische Berechnung von $E_{mag,n}$ ist sehr komplex, typische Werte von η_m liegen im Bereich von 90-95 % für eine Serien-TSZ [64]. Zum ZPP schaltet der IGBT ab, wodurch es nach dem Faraday'schen Induktionsgesetz zu einer Spannungsinduktion kommt (vgl. Abschn. 2.1) und nach Funkendurchbruch zu einem Stromfluss im Sekundärkreis. Die ohmschen Verluste auf der Sekundärseite der TSZ berechnen sich unter Berücksichtigung des auf der Sekundärseite fließenden Stroms und der Widerstände in analoger Weise zu denen auf der Primärseite. Die Sekundärwicklung besteht aus einem dünnen Draht mit mehreren 1000 Windungen, woraus je nach Auslegung ein ohmscher Widerstand von mehr als 10 k Ω resultieren kann. Daher ist die Spule selbst eine wesentliche Komponente bei der Erzeugung von Verlusten. Weitere Verluste entstehen im Panatwiderstand R_{ZK} und zusätzlichen Widerständen in den Zündleitungen R_K (vgl. Abb. 3.1(a)). Die ohmschen Verluste auf der Sekundärseite $E_{s,v}$ berechnen sich zu:

$$E_{s,v} = \int (R_s + R_K + R_{ZK}) I_{Fu}^2 dt \quad (3.6)$$

Setzt man die elektrische Funkenenergie $E_{Fu,el}$, die sich aus dem kapazitiven und dem induktiven Anteil nach Gl. 2.2 bzw. Gl. 2.3 zusammensetzt, ins Verhältnis zur magnetisch nutzbaren Energie $E_{mag,n}$, so erhält man den elektrischen Wirkungsgrad des Zündsystems auf der Sekundärseite $\eta_{el,s}$.

$$\eta_{el,s} = \frac{E_{Fu,el}}{E_{mag,n}} \cdot 100\% \quad (3.7)$$

Wie Gl. 3.6 zeigt, hängen die Verluste nicht nur von der Höhe der Widerstände, sondern auch von der Entladungscharakteristik des Zündsystems ab. Demnach skalieren die Verluste quadratisch mit dem Funkenstrom und linear mit der Funkenbrenndauer. Der elektrische Gesamtwirkungsgrad der TSZ η_{TSZ} berechnet sich aus dem Verhältnis der elektrischen Funkenenergie $E_{Fu,el}$ („Nutzen“) zur gesamten primärseitig zugeführten Energie E_p („Aufwand“). Dies entspricht gleichzeitig dem Produkt der Teilwirkungsgrade:

$$\eta_{TSZ} = \frac{E_{Fu,el}}{E_p} = \eta_p \cdot \eta_m \cdot \eta_{el,s} \quad (3.8)$$

3.3 Verwendete Zündsysteme

Neben Grundlagenexperimenten zur Flammenkernbildung im verdünnten Betrieb als Funktion der Entladeparameter und des Motorbetriebspunkts fokussiert sich ein Teil der motorischen Untersuchungen auf die Ermittlung des elektrischen Wirkungsgrads konventioneller TSZ-Systeme. Aus der Energiebilanz lassen sich nicht nur Verlustquellen innerhalb der Zündsystemkomponenten ermitteln, sondern auch der Einfluss des Betriebspunkts auf die elektrisch zur Verfügung stehende Energie an der Funkenstrecke analysieren.

Für die Untersuchung der Energiebilanz wurde ein TSZ-System mit vergleichsweise hoher Energie der Fa. Bosch eingesetzt (Abb. 3.3, links). Mit dem Labormuster können im realen Motorbetrieb Funkenenergien von über 100 mJ bereitgestellt werden. Demgegenüber erreichen heutige Serien-TSZ-Systeme je nach Betriebspunkt Funkenenergien von etwa 40 - 70 mJ. Zur Bestimmung einzelner Verlustquellen (Widerstände der Spulen, Koppelverluste,...) wurde das Zündsystem vor dem Einsatz am Motor unter Laborrandbedingungen vermessen. Dabei wurde, wie in der DIN-ISO6518-2 [120] beschrieben, die Funkenstrecke durch eine Zenerdiode (1000 V Durchbruch- bzw. Zenerspannung) ersetzt und die in das Zündsystem eingespeiste Primärenergie E_p durch Variation der Schließ- bzw. Ladezeit t_s in zwei Stufen eingestellt. Auf der Sekundärseite erhält man damit zwei unterschiedliche Profile des Entladestroms an der Zenerdiode, Abb. 3.3 (rechts). Integriert man das Produkt aus der Zenerspannung (1000 V) und dem Entladestrom, so erhält man die Zenerenergie E_Z , die oft fälschlicherweise als Funkenenergie bezeichnet wird, da der Begriff „Funkenenergie“ strenggenommen die Existenz eines Zündfunken voraussetzt. Die ermittelten Schließzeiten dienen in Kap. 5.1 als Variationsparameter bei der Aufstellung der Energiebilanz als Funktion eingespeister Energie E_p am Motor. Die in Abb. 3.3 (rechts) dargestellten Entladedauern t_{Fu} an der Zenerdiode weichen von der Funkenbrenndauer im Motorbetrieb ab. Grund dafür sind zyklische Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit an der Funkenstrecke, die sich auf den Spannungsabfall und die Funkenbrenndauer auswirken. Die Funkenbrenndauer hat ihrerseits eine Rückwirkung auf die ohmschen Verluste auf der Sekundärseite, so dass auch die Funkenenergie zyklischen Schwankungen unterliegt.

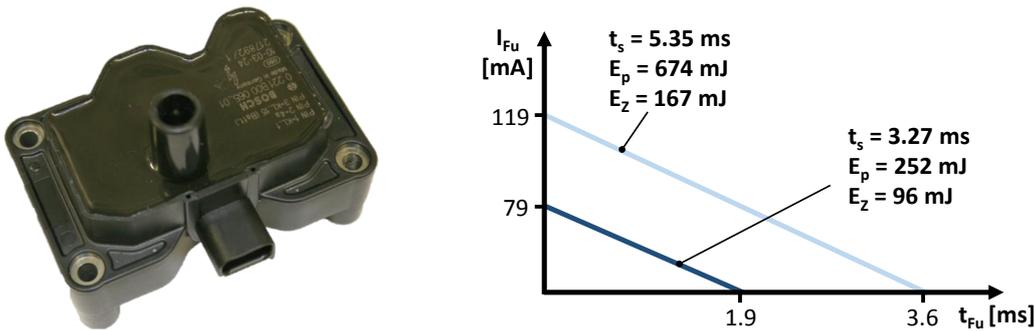


Abbildung 3.3: Hochenergie TSZ (links) und Entladeprofile des Stroms an der Zenerdiode bei verschiedenen Schließzeiten t_s

Für detaillierte Parameterstudien zur Untersuchung der Flammenkernbildung eignet sich eine konventionelle TSZ daher nur bedingt, da bei der Entladung wenigstens ein Funkenparameter konstant gehalten werden sollte. Anderenfalls lassen sich Korrelationen, etwa zwischen verschleppten Verbrennungen und der Entladecharakteristik, nur schwer ableiten. Weiterhin widmet sich ein Teil der Untersuchungen dem Einfluss des zeitlichen Funkenstromverlaufs auf die Entflammung. Das abfallende Entladeprofil einer konventionellen TSZ ist jedoch grundsätzlich fest vorgegeben. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit für Grundlagenuntersuchungen ein Laborzündsystem, Smartcoil der Fa. Apojee [123], eingesetzt (Abb. 3.4, links). Damit konnten über eine Softwareoberfläche die Entladeparameter, wie etwa Funkenbrenndauer und Funkenstromprofil frei vorgegeben werden. Außerdem verfügt das System über einen geschlossenen Regelkreis, d.h. die genannten Entladeparameter sind unabhängig vom Strömungszustand. Damit unterliegt beispielsweise die Funkenbrenndauer keinen zyklischen Schwankungen im Gegensatz zu einer konventionellen TSZ. Abbildung 3.4 veranschaulicht schematisch die Freiheitsgrade einstellbarer Stromprofile. Neben der Entladecharakteristik einer TSZ lassen sich auch Profile mit konstantem Stromniveau oder aufsteigendem Stromverlauf darstellen. Auf die Details der eingestellten Entladeparameter (Profil, Funkendauer,..) wird im Rahmen der Untersuchungen eingegangen.

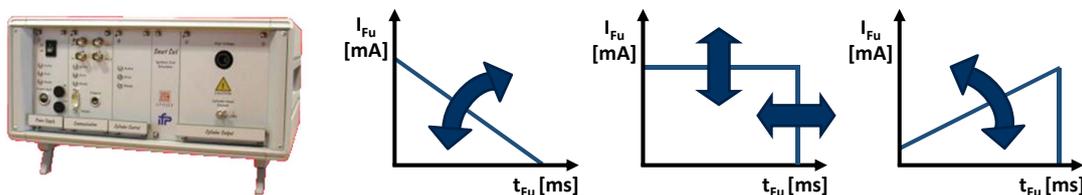


Abbildung 3.4: Laborzündsystem (links) [123] und einstellbare Funkenstromprofile. Dicke Pfeile illustrieren mögliche Freiheitsgrade

3.4 Durchströmte Brennkammer

Den Untersuchungen am Forschungsmotor gehen in der vorliegenden Arbeit Grundlagenexperimente an einer durchströmten, optisch zugänglichen Brennkammer voraus. Eine wesentliche Herausforderung bei der Untersuchung der Flammenkernbildung am Motor ist die Vielzahl an simultan einwirkenden Einflussparametern. Die elektrischen Eigenschaften des Zündfunken werden durch äußere Effekte (Strömung, Druck, Temperatur,...) im Brennraum überlagert, so dass die selektive Untersuchung einzelner Effekte im Motor praktisch unmöglich ist. Beispielsweise lässt sich der Einfluss des Brennraumdrucks auf das Verhalten des Zündfunken im Motor nur schwer zuverlässig bewerten, da dessen Änderung, etwa durch Zündwinkel- oder Betriebspunktverschiebung, eine simultane Änderung des Strömungszustands bewirkt. Außerdem kann nicht sichergestellt werden, dass aufgrund von Unzulänglichkeiten während der Gemischbildung die global eingestellte Gemischzusammensetzung auch lokal zum ZZP vorliegt. Eine weitere Herausforderung im Motorbetrieb besteht darin, dass geeignete Bewertungskriterien, wie z.B. geometrische Abmessungen des Plasmakanals, in der Regel nicht einfach zugänglich sind. Dies liegt einerseits an der eingeschränkten optischen Zugänglichkeit und andererseits an der dreidimensionalen Anströmung des Zündfunken, wodurch es zu Faltungseffekten kommt. Die durchströmte, optisch zugängliche Brennkammer bietet die Möglichkeit, die Vorgänge am Motor zu abstrahieren und die Einflussfaktoren auf das Verhalten des Zündfunken bei Anströmung sowie auf die Flammenkernbildung detailliert zu untersuchen.

3.4.1 Aufbau und Funktionsweise

Im Rahmen der Arbeit wurde ein Brennkammerprüfstand aufgebaut, Abb. 3.5. Neben reiner Luft ist auch der Betrieb auch mit brennbaren Propan-Luft Gemischen möglich. Die wichtigsten Daten der Brennkammer sind Tab. 3.1 zu entnehmen. Die Zündung kann in ein ruhendes oder strö-

Maximaler Druck zum ZZP	12 bar
Maximale Strömungsgeschwindigkeit	15 m/s
Gasgemisch	Luft/Propan
Gemischtemperatur zum ZZP	300 K

Tabelle 3.1: Spezifikation der Brennkammer

mendes Gemisch eingeleitet werden, der Staudruck wird dabei mittels einer Drossel in der Abgasleitung eingestellt. Nach jedem Zündvorgang wird die Brennkammer evakuiert, so dass vor jedem Versuch, reproduzierbar, ein homogenes Propan-Luft-Gemisch vorliegt. Die Gemischzusammensetzung wird mittels einer Gasmischanlage, bestehend aus zwei Massenstromreglern, jeweils für Luft und Propan eingestellt. Anschließend gelangt das Frischgemisch durch eine Düse in den Brennraum, wobei sich ein turbulenter Gasfreistrah [124–127] ausbildet. Mehrere optische Zugänge aus Quarzglas erlauben die Beobachtung des Zündvorgangs aus verschiedenen

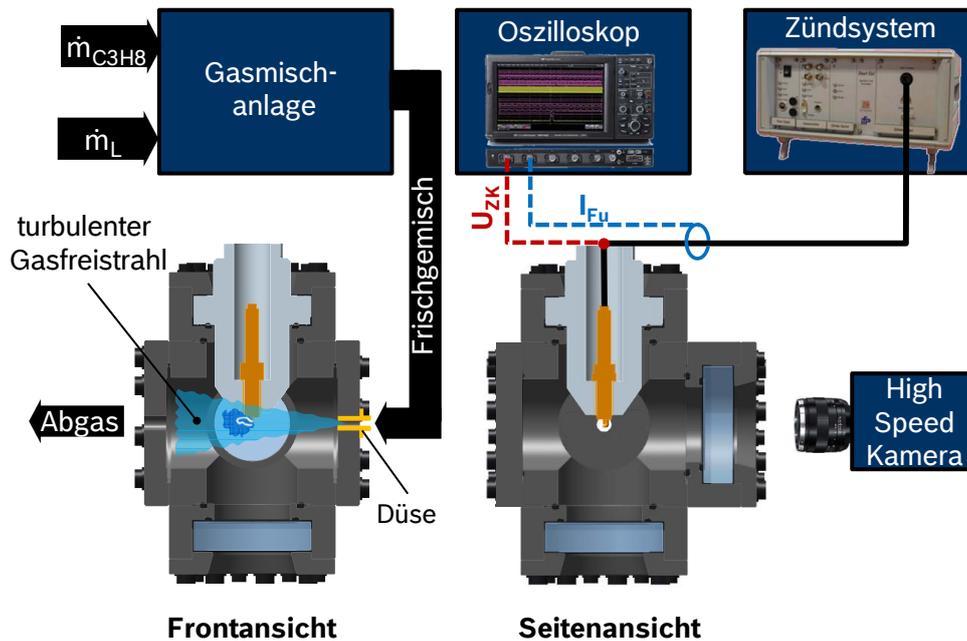


Abbildung 3.5: Brennkammerprüfstand

Perspektiven. Zur Untersuchung der Flammenkernentwicklung und der Zündfunkenauslenkung wurde eine Beobachtungsrichtung senkrecht zur Zündkerzen- und der Gasfreistrahlmittelachse gewählt. Die Einstellung der Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze erfolgte unter Berücksichtigung der in der Literatur vorhandenen Korrelationen für einen drehsymmetrischen, turbulenten Gasfreistrah, wie in Abb. 3.6(a) schematisch dargestellt. Nach Günther [124] lässt sich für einen vollausgebildeten Freistrah das Geschwindigkeitsprofil in radialer und axialer Richtung $v(x, y)$ nach Gl. 3.9 abschätzen.

$$v(x, y) = v_0 \frac{d_0}{2c_i x} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1}} \exp\left(-\frac{y^2}{2c_i^2 y^2}\right) \quad (3.9)$$

Hierbei bezeichnen d_0 den Düsendurchmesser am Austritt, c_i den von der Reynolds-Zahl abhängigen Impulsübertragungsfaktor und ρ_0/ρ_1 das Dichteverhältnis zwischen Strahl und Umgebung. Bei der Formel ist zu beachten, dass diese für ideale Düsenströmungen und nur im Ähnlichkeitsbereich ($x > 8 - 10d_0$) des Freistrahls gültig ist, d.h. wenn der Freistrah vollausgebildet ist. In der vorliegenden Konfiguration beträgt $x/d_0 \approx 8$, so dass hier eine Unschärfe der Korrelation zu erwarten ist. Weiterhin handelt es sich bei der Düse um ein kurzes Rohrstück. Bei Rohrströmungen muss nach Kremer [128] die Geschwindigkeit durch einen Faktor, der den Ungleichförmigkeitsgrad des Geschwindigkeitsprofils am Düsenaustritt beschreibt, korrigiert werden. Die Einstellung von v_0 erfolgte mittels Vorgabe des Gesamtvolumenstroms am Düsenaustritt unter Berücksichtigung des Staudrucks und der Gemischzusammensetzung. Eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung der mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze bietet die aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelte relative Änderung

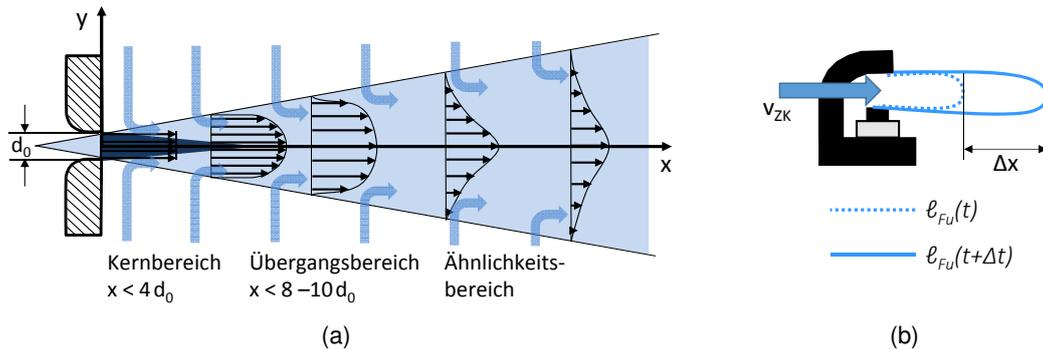


Abbildung 3.6: (a) Turbulenter, rotationssymmetrischer Gasfreistrahler nach Günther [124], (b) Schematische Darstellung der Zündfunkenauslenkung an der Zündkerze

der Funkenlänge $\Delta \ell_{Fu}$ zwischen zwei Aufnahmezeitpunkten Δt (vgl. nächster Abschnitt). Die Geschwindigkeit an der Zündkerze lässt sich dann nach Gl. 3.10 abschätzen. Die Methode liefert nur dann zuverlässige quantitative Ergebnisse, sofern keine starke Faltung des Plasmakanals auftritt und von einer zweidimensionalen, d.h. verwindungsfreien Auslenkung ausgegangen werden kann, vgl. Abb. 3.6(b) (U-Form Modell). Optische Aufnahmen bestätigten, dass für den Fall gerichteter Freistrahlerströmung beide Voraussetzungen in guter Näherung erfüllt sind.

$$v_{ZK} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} \approx \frac{\Delta \ell_{Fu}}{2\Delta t} \quad (3.10)$$

Vor der Versuchsdurchführung wurde die Strömungsgeschwindigkeit nach Gl. 3.9 eingestellt. Damit ließ sich die Geschwindigkeit an der Zündkerze abschätzen. Die Auswertung der tatsächlich vorliegenden Geschwindigkeit an der Zündkerze erfolgte im Post-Processing nach Auswertung der Gesamtlänge des Zündfunkens und Verwendung der Gl. 3.10. Die Auswertungen haben gezeigt, dass die aus der Freistrahlertheorie abgeschätzte Strömungsgeschwindigkeit ca. 10 % unter derjenigen lag, die aus dem U-Form-Modell ermittelt wurde.

3.4.2 Optische Messtechnik

Je nach Messaufgabe wurden an der Brennkammer unterschiedliche optische Messtechniken eingesetzt. Für die Untersuchung der Flammenkernentwicklung im stationären Fall, d.h. ohne aufgeprägte Freistrahlerströmung, wurde die Schlierenmesstechnik aufgebaut. Diese basiert auf dem physikalischen Prinzip, dass der Brechungsindex eines Mediums proportional ist zu dessen Dichte. Demnach wird ein in das Messgebiet eintretender Lichtstrahl durch Dichteunterschiede im Messvolumen abgelenkt. Die Dichteänderungen können in Form von Intensitätsunterschieden auf dem Kamerachip sichtbar gemacht werden. Die Messtechnik zeichnet sich durch hohe Empfindlichkeit gegenüber Dichtegradienten im Messgebiet aus und hat den Vorteil, dass die Signalintensität u.A. eine Funktion der Lichtintensität der eingesetzten Lichtquelle

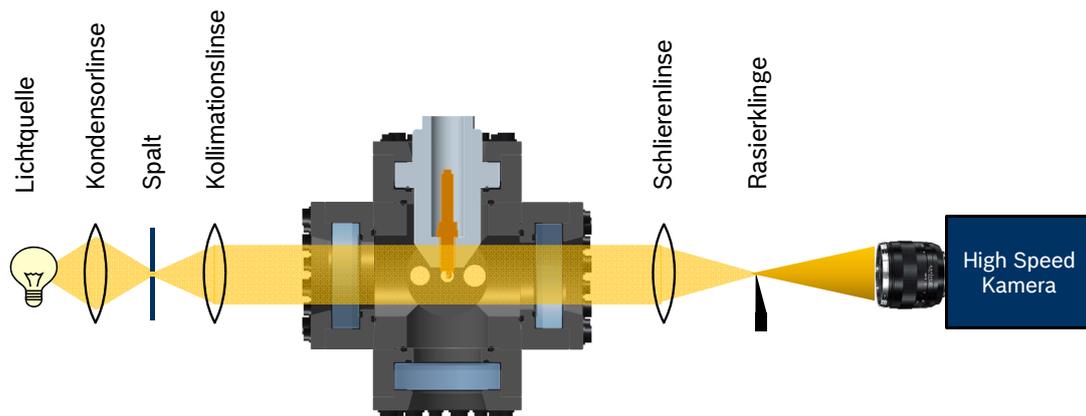


Abbildung 3.7: Schlierenaufbau

ist. Damit lassen sich sehr hohe Aufnahmefrequenzen realisieren, wodurch schnelle Vorgänge ohne Einbußen hinsichtlich Bewegungsunschärfe erfasst werden können. Für die Schlierenmessungen wurde eine Highspeed-Kamera des Typs PCO.dimax S1 eingesetzt. Die gewählte Aufnahmefrequenz betrug 20000 fps bei einer Belichtungszeit von $4\mu\text{s}$. Der Schlierenaufbau ist in Abb. 3.7 dargestellt. Details zu der Messtechnik findet man z.B. in Settles [129] oder Panigrahi [130]. Im stationären Fall breitet sich die Flamme nahezu kugelförmig aus, Abb. 3.8(a). Die Abgrenzung des Flammenkerns von der unverbrannten Zone ist deutlich zu erkennen, so dass die Auswertung der projizierten Flammenkernfläche als Funktion der Zeit relativ einfach möglich ist. Für die Bewertung der Flammenkernbildung im angeströmten Fall entstehen durch die hohe Empfindlichkeit der Messtechnik jedoch auch Nachteile. Das durch die Strömung ausgeleitete heiße Zündplasma führt zu einem Wärmeeintrag und damit zu Dichteänderungen im umgebenden Gasgemisch. Durch turbulente Mischungsvorgänge wird die Wärme im Gasfreistrahle verteilt, auch ohne, dass ein brennbares Gasgemisch vorliegen muss. Dadurch wird in brennbaren Gemischen die Unterscheidung zwischen der durch die Verbrennung hervorgerufener Dichteänderung (Flammenkern) und der Dichteänderung aufgrund des Wärmeeintrags durch den Zündfunken schwierig. Dies trifft insbesondere auf sehr magere Gemische zu, da in diesem Fall für die Einleitung einer sich selbständig ausbreitenden Flamme lokal relativ hohe Wärmemengen zugeführt werden müssen. Abbildungen 3.8(b) und 3.8(c) zeigen die Schlierenaufnahmen bei $v_{ZK} = 10\text{ m/s}$ und identischem Aufnahmezeitpunkt für ein Propan-Luft-Gemisch ($\lambda = 1.5$) bzw. reine Luft. Die Schlierenbilder für beide Fälle unterscheiden sich kaum, womit sich die Messtechnik für die Untersuchung von Parameterstudien nur bedingt eignet. Außerdem lässt sich prinzipbedingt die Kontur des Zündfunken nicht detektieren und damit sein Verhalten im Strömungsfeld nicht untersuchen.

Zur Erfassung des Zündfunken und des Flammenkerns im angeströmten Fall wurde eine weitere Messtechnik eingesetzt, die Highspeed-Funken- und Flammenchemilumineszenz. Der Messaufbau ist aus Abbildung 3.5 zu entnehmen. Zum Einsatz kam eine intensivierte Hochgeschwindigkeitskamera des Typs Photron APX I² mit einem 10 Bit CMOS-Sensor. Bei der ge-

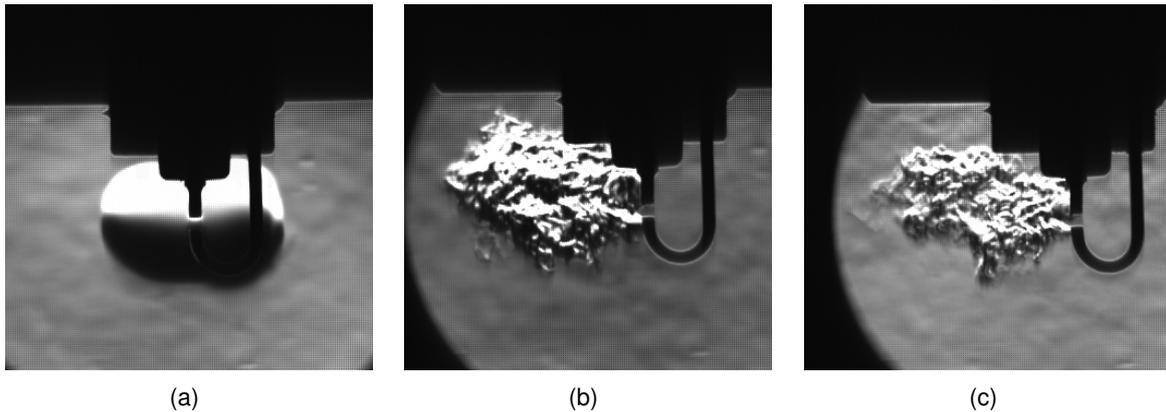


Abbildung 3.8: Schlierenaufnahmen an der Brennkammer (a) Propan-Luft, $\lambda = 1.5$, $v_{ZK} = 0 \text{ m/s}$, (b) Propan-Luft, $\lambda = 1.5$, $v_{ZK} = 10 \text{ m/s}$, (c) Zündung in Luft, $v_{ZK} = 10 \text{ m/s}$

wählten Auflösung von 256×512 Pixel konnte eine maximale Aufnahme­frequenz von 12500 fps dargestellt werden. Der Fokus der optischen Untersuchungen an der Brennkammer lag auf der Erfassung der projizierten Flammenkernfläche und der quantitativen Ermittlung der zeitlichen Entwicklung der Zündfunkenlänge, womit der Einsatz einer Line-of-Sight-Messtechnik im sichtbaren Bereich (VIS) hinreichend war. Beim Zündfunken wurde demnach die Chemilumineszenz der NH^* -, CN^* -, CH^* -Radikale aufgezeichnet [25, 131–134]. Im VIS-Bereich kann die Lichtemission aus der Flamme vorwiegend dem CH^* -, dem C_2^* -Radikal [135–138] sowie der Untergrundstrahlung des CO_2 Moleküls [135, 139, 140] zugeschrieben werden. Als Objektiv wurde ein Carl-Zeiss-Makro-Planar 50 mm / f2.0 eingesetzt. Der maximale Sichtbereich betrug $12 \times 24 \text{ mm}$. Abbildungen 3.9(a) und 3.9(b) zeigen die Flammenkernbildung zu zwei unterschiedlichen Aufnahmezeitpunkten nach Funkendurchbruch t_d in Falschfarbendarstellung. Eine wesentliche Herausforderung bei der optischen Erfassung des Flammen- und Funkeneigenleuchtens liegt in den drastischen Intensitätsunterschieden zwischen Funkeneigenleuchten und der Lichtemission aus dem Flammenkern. Die Intensität des Funkenplasmas übersteigt ein-

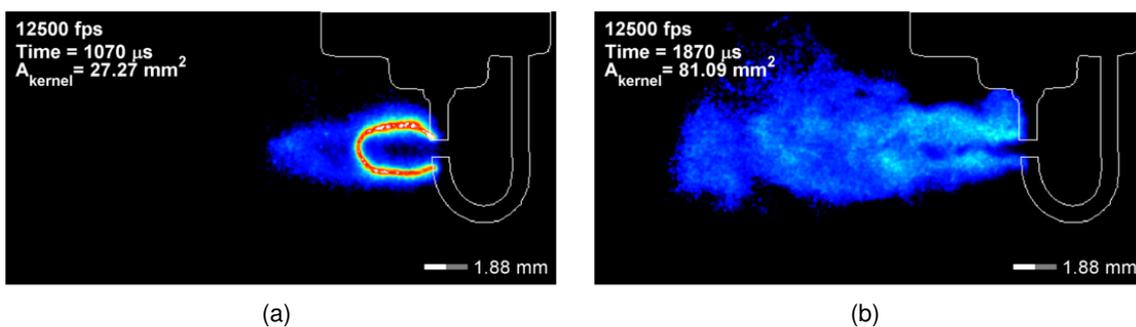


Abbildung 3.9: Zündfunken- und Flammeneigenleuchten bei Anströmung zu verschiedenen Zeitpunkten nach Funkendurchbruch (Propan-Luft, $\lambda = 1.5$): (a) $t_d = 1070 \mu\text{s}$, $t_{exp} = 0.7 \mu\text{s}$, (b) $t_d = 1870 \mu\text{s}$, $t_{exp} = 7 \mu\text{s}$

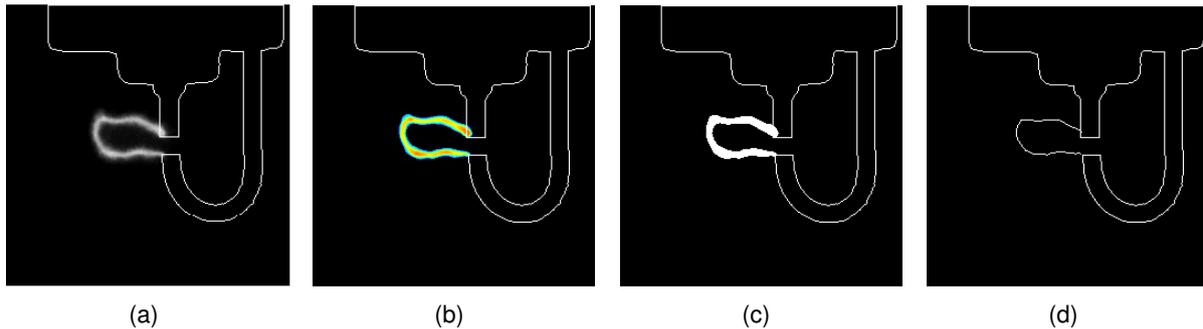


Abbildung 3.10: Bildverarbeitungsschritte zur Bestimmung der Skelettlinie eines Zündfunkens

zelne Bereiche aus der Flammenzone um mehr als eine Größenordnung (vgl. Abb. 3.9(a)). Da die Lichtemission eines Zündfunkens sehr stark vom Umgebungsdruck und von der Stromstärke abhängt, können die Unterschiede noch viel stärker in Erscheinung treten. Daher muss, solange der Funke brennt, die Belichtungszeit drastisch reduziert werden, um eine Überbelichtung des Kamerachips zu vermeiden. Die Belichtungszeit t_{exp} wurde während der Funkenbrennphase auf $0.7 \mu s$ eingestellt. Dies hatte jedoch den Nachteil, dass die umgebende Flammenzone während dieser Phase nicht vollständig optisch erfasst und damit tendenziell unterschätzt wurde. Aus diesem Grund wurde nach Abklingen des Funkeneigenleuchtens (vgl. Abb. 3.9(b)) die Belichtungszeit auf $7 \mu s$ erhöht, um die aktivierte Flammenkernfläche vollständig zu erfassen.

3.4.3 Auswertemethoden

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits angesprochen, stellt die projizierte Flammenkernfläche A_K und deren zeitliches Wachstum ein wichtiges Bewertungskriterium zur Beurteilung des Einflusses elektrischer Eigenschaften des Zündfunkens dar. Eine Rekonstruktion der gesamten Flammenoberfläche oder des Flammenvolumens, wie z.B. in [141, 142] angewendet, wurde in der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt, da das Messobjekt nur aus einer Perspektive betrachtet wurde. Es wird jedoch im Rahmen der Messergebnisse gezeigt, dass auch die projizierte Flammenfläche als qualitatives Kriterium geeignet ist. Die Ermittlung von A_K erfolgte nach Abzug des Hintergrundrauschens des Kamerachips und anschließender Binarisierung durch Schwellenwertvergleich. Die Anzahl der so ermittelten Pixel multipliziert mit der Pixelfläche und dem Abbildungsmaßstab ergibt eine Fläche in mm^2 . Neben elektrischen Kenngrößen, spielen die geometrischen Abmessungen des Zündfunkens bei Anströmung eine wichtige Rolle bei der Entflammung. Hierzu wurde die geometrische Länge des Zündfunkens ℓ_{Fu} und die Anzahl der Restrikes pro Zündevent ausgewertet. Zur Berechnung der Funkenlänge wurden die optischen Rohaufnahmen mit Hilfe eines Skelettierungsverfahrens, bestehend aus mehreren aufeinanderfolgenden morphologischen Rechenoperationen, in einer MATLAB-Routine verarbeitet. Abbildungen 3.10(a) bis 3.10(d) zeigen die einzelnen Bearbeitungsschritte vom Rohbild bis zur berechneten Skelettlinie:

a → **b**: Anwendung einer Intensitätsschwelle $I = 0$ auf alle Pixel mit $I < I_{\text{schwelle}}$, wobei $I_{\text{schwelle}} = 0.5 \cdot I_{\text{max,Fu}}$. Das Rohbild in Abb. 3.10(a) zeigt, dass die Dicke und die Intensität des Funkenplasmas in Abhängigkeit der Länge nicht konstant sind. Der Einsatz eines 4×4 Median-Filters glättet das Bild und bringt damit Vorteile bei der Bestimmung der Skelettlinie.

b → **c**: Binarisierung

c → **d**: Skelettieren des Binarbildes mittels morphologischer Operation (Erosion). Im letzten Schritt der Berechnungsroutine wurde unter Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabs und der Pixelgröße die Funkenlänge zu jedem Aufnahmezeitpunkt bestimmt.

Aus dem zeitlichen Verlauf der optisch ermittelten Funkenlänge lässt sich, neben der mittleren Strömungsgeschwindigkeit nach Gl. 3.10, auch die Anzahl der Restrikevorgänge während der Funkenbrenndauer bestimmen.

3.5 Bestimmung von Zündfunkenlänge und Strömungsgeschwindigkeit aus elektrischen Messgrößen

An der Brennkammer lassen sich die Zündfunkenlänge und die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort aufgrund des definierten Strömungszustands des turbulenten Gasfreistrahls aus optischen Aufnahmen bestimmen. Im Motor ist die Ermittlung dieser Messgrößen deutlich schwieriger, sofern nicht auf Sondermesstechniken wie etwa PIV (Particle Image Velocimetry) oder LDA (Laser Doppler Anemometry) zurückgegriffen wird. Diese Messtechniken erfordern in der Regel einen volloptischen Zugang zum Brennraum. Die Anwendung der Gl. 3.10 erfordert die Kenntnis von ℓ_{Fu} zu jedem Zeitpunkt. Diese ist aus optischen Aufnahmen mittels Endoskop nicht ohne weiteres bestimmbar, da die Strömung im Motor zum Zündzeitpunkt stark turbulent sein kann. Demnach kann der Zündfunke nicht nur senkrecht zur Betrachtungsrichtung ausgelenkt werden, sondern auch in alle anderen Richtungen. Bei hohen Turbulenzniveaus kommt es darüberhinaus zu Faltungen des Zündplasmas. Im Rahmen der Arbeit wurde ein (semi-)analytisches Modell eingesetzt, welches es erlaubt, die gesuchten Größen aus elektrischen Messgrößen des Zündfunkens zu bestimmen. Der Begriff „(semi-)analytisch“ soll an dieser Stelle implizieren, dass für die Berechnung nicht nur analytische, sondern auch empirische Zusammenhänge verwendet wurden. Die Entwicklung und Validierung des Modells erfolgte während der Promotion im Rahmen einer betreuten Masterarbeit [143]. Um den inhaltlichen Rahmen dieser Arbeit einzugrenzen, werden im Folgenden nur die prinzipiellen und für das Verständnis dieser Methode notwendigen Zusammenhänge aufgezeigt. Die Methode basiert auf dem 1983 von Maly et. al. vorgestellten Messverfahren der „Zündfunkenanemometrie“ zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit aus elektrischen Messgrößen des Zündfunkens [52]. Dabei wird die Abhängigkeit zwischen der zeitlichen Änderung der Funkenbrennspannung und der Strömungsgeschwindigkeit am Zündort ausgenutzt. Im Rahmen dieser Arbeit wird darüberhinaus die Gesamtlänge des Zündfunkens bestimmt.

3.5.1 Ansatz

Wie im Grundlagenkapitel 2 beschrieben, setzt sich der Spannungsabfall an den Elektroden (= Funkenbrennspannung U_{Fu}) aus der Säulenspannung U_S und dem Spannungsabfall an der Anode U_A und der Kathode U_K zusammen (vgl. Abb. 2.3(a) und Gl. 2.6). Weiterhin gilt die Beziehung in Gl. 2.9, so dass für die Zündfunkenlänge als Funktion der Kathodenfallspannungen, der elektrischen Säulenfeldstärke und der Funkenbrennspannung gilt:

$$\ell_{Fu} = \frac{U_{Fu} - U_A - U_K}{E_S} = \frac{U_{Fu} - U_{AK}}{E_S} \quad (3.11)$$

Die Summe aus U_A und U_K wird im Folgenden mit U_{AK} bezeichnet, da wie später gezeigt wird, nur die Summe aus beiden Anteilen messtechnisch relativ einfach bestimmt werden kann. Wenn zusätzlich E_S bekannt ist, so lässt sich ℓ_{Fu} durch Messung der Funkenbrennspannung U_{Fu} direkt berechnen. Differenziert man Gl. 3.11 nach der Zeit und nimmt zusätzlich an, dass sich U_{AK} während der Entladung nicht ändert [56], so folgt für die zeitliche Änderung der Zündfunkenlänge:

$$\frac{d\ell_{Fu}}{dt} = \frac{1}{E_S} \left(\frac{dU_{Fu}}{dt} - \ell_{Fu} \frac{dE_S}{dt} \right) \quad (3.12)$$

Bei der Differentiation wurde strenggenommen berücksichtigt, dass sich die Säulenfeldstärke E_S mit der Zeit ändert. Dies hängt damit zusammen, dass durch elektrische Energiezufuhr der ohmsche Widerstand des Plasmakanals abnimmt und folglich E_S . Nach Kim und Anderson [107] ist diese Änderung im Vergleich zur Änderung der Funkenbrennspannung dU_{Fu}/dt vernachlässigbar. Demnach kann der zweite Term auf der rechten Seite der Gl. 3.12 vernachlässigt werden. Die Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze v_{ZK} lässt sich schließlich durch Einsetzen der Gl. 3.10 in Gl. 3.12 abschätzen, womit gilt [52, 107]:

$$v_{ZK} \approx \frac{1}{2E_S} \frac{dU_{Fu}}{dt} \quad (3.13)$$

Für die Abschätzung der Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze benötigt man die zeitliche Änderung der Funkenbrennspannung (vgl. Abb. 3.2), die sich messtechnisch relativ einfach bestimmen lässt, und die elektrische Säulenfeldstärke E_S . Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die nach Gl. 3.13 berechnete Geschwindigkeit einen Betrag darstellt, der sich sowohl aus einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit als auch aus den fluktuierenden turbulenten Anteilen in die drei Raumrichtungen zusammensetzt.

3.5.2 Bestimmung des Anoden und Kathodenfalls

Für die Berechnung der Zündfunkenlänge nach Gl. 3.11 ist der Anoden- und Kathodenfall U_{AK} zu bestimmen. Dieser hängt im Wesentlichen vom Elektrodenmaterial und vom Funkenstrom ab. Eine direkte Messung des Spannungsabfalls in den elektrodennahen Randschichten (vgl.

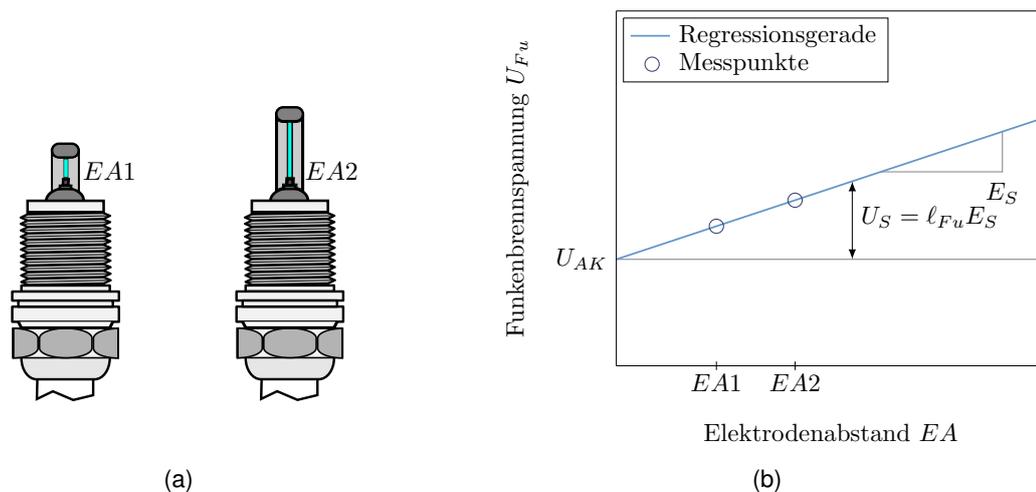


Abbildung 3.11: Bestimmung der Fallspannung U_{AK} durch Auftragung von U_{Fu} bei unterschiedlichen EA 's. y -Achsenabschnitt der Regressionsgerade durch die Messpunkte ist U_{AK} , die Steigung der Gerade ist E_S

Kap. 2.2.2) ist messtechnisch nicht möglich, da nur der gesamte Spannungsabfall an der Funkenstrecke $U_{Fu} = U_{AK} + \ell_{Fu} E_S$ bekannt ist. Da jedoch die Gleichung einen linearen Zusammenhang aufweist, lässt sich U_{AK} indirekt durch Messung von U_{Fu} bei mindestens zwei unterschiedlichen ℓ_{Fu} bestimmen. Praktisch wird dabei unter stationären Randbedingungen der Elektrodenabstand (EA) variiert und die Funkenbrennspannung auf der Ordinate aufgetragen [31]. Das Verfahren lässt sich grafisch in Abb. 3.11(b) verdeutlichen. U_{AK} lässt sich grafisch als Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der Ordinate ablesen. Die elektrische Säulenfeldstärke E_S wird durch die Steigung der Geraden wiedergegeben. Um höhere Genauigkeiten bei der Bildung der Regressionsgerade zu erzielen, wird der EA typischerweise in mehreren Schritten erhöht und damit die Anzahl der Messpunkte. Je nach Gasdichte stößt dieses Verfahren jedoch schnell an seine Grenzen, da die Durchbruchspannung gemäß Paschen-Gesetz [144] mit dem EA linear ansteigt, so dass bei etwa $EA = 2-3$ mm aufgrund des hohen Zündspannungsbedarfs die Messung nicht mehr durchgeführt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein alternatives Verfahren zur Bestimmung von U_{AK} eingesetzt, das sich die an der Brennkammer bestimmte Skelettlinie des Zündfunken (vgl. Abb. 3.10(d)) im angeströmten Fall zu Nutze macht. Dabei wird zu jedem Zeitpunkt die gemessene Funkenbrennspannung U_{Fu} als Funktion der Zündfunkenlänge ℓ_{Fu} aufgetragen und die Regressionsgerade, wie im Fall der EA -Variation, bestimmt. Abb. 3.12(a) zeigt die Auswertung exemplarisch für einen konstanten Funkenstrom ($I_{Fu} = 85$ mA). Das in dieser Arbeit eingesetzte Verfahren hat mehrere Vorteile: Durch die hohe Anzahl an Messpunkten wird die Genauigkeit bei der Bestimmung der Regressionsgeraden erhöht. Desweiteren werden sowohl U_{AK} als auch E_S unter angeströmten Randbedingungen bestimmt, so dass Quereinflüsse auf die beiden Größen, wie z.B. Wärmetransport durch Konvektion, implizit berücksichtigt werden. Die Größen wurden für unterschiedli-

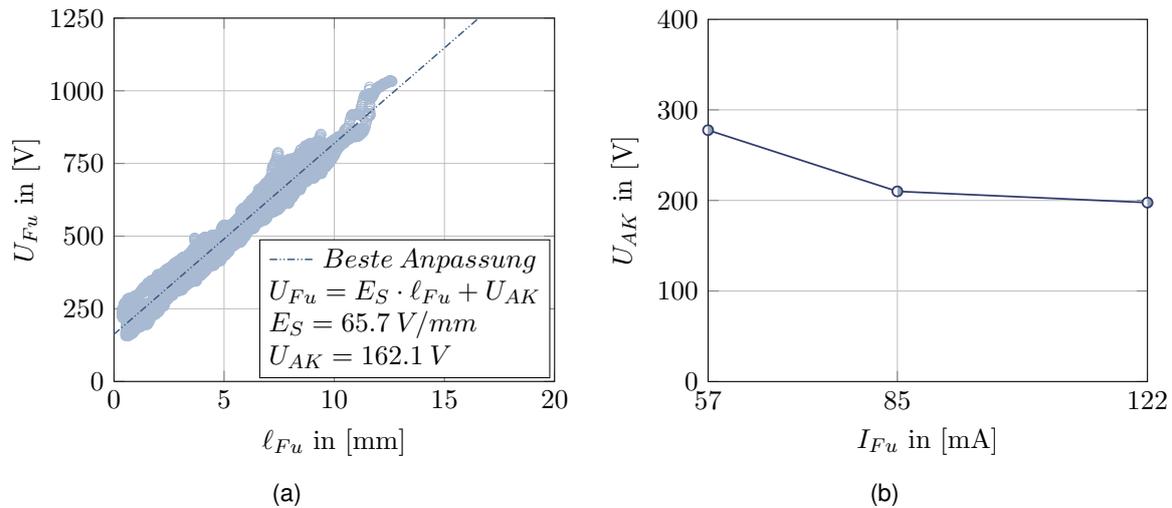


Abbildung 3.12: (a) Experimentelle Methode zur Bestimmung von U_{AK} und E_S ($I_{Fu} = 85 \text{ mA}$, $v_{ZK} = 4 \text{ m/s}$, $p = 4 \text{ bar}$, Gemisch: Luft), (b) U_{AK} als $f(I_{Fu})$

che Randbedingungen (Funkenstrom, Strömungsgeschwindigkeit, Gemischzusammensetzung, Druck,...) empirisch bestimmt. U_{AK} zeigt die größte Abhängigkeit vom Funkenstrom (vgl. Abb. 3.12(b)) und eine leichte Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung. Ein signifikanter Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf U_{AK} konnte im untersuchten Bereich von 4–14 m/s nicht nachgewiesen werden. Der Einfluss des Umgebungsdrucks auf U_{AK} kann vernachlässigt werden, was konsistent mit der Aussage von Ziegler [31] ist. Details zu den einzelnen Abhängigkeiten können in der Masterarbeit von Rack [143] nachgelesen werden. Im Gegensatz zu U_{AK} hängt die Säulenfeldstärke E_S nicht nur vom Funkenstrom und vom Druck ab, sondern implizit auch von der Anströmgeschwindigkeit v_{ZK} , also der gesuchten Größe. Dieser Umstand bedingt, dass die Auswertung der Gl. 3.11 und 3.13 nicht direkt möglich ist. Ein möglicher Ausweg wäre ein iterativer Ansatz, bei dem E_S zunächst geschätzt und anschließend aus Gl. 3.13 v_{ZK} bestimmt wird. Mit dieser Geschwindigkeit wird grafisch (Abb. 3.12(a)) eine neue E_S bestimmt (usw.), bis sich beide Größen nicht mehr ändern. Alternativ zur iterativen Vorgehensweise lässt sich E_S als Funktion der Einflussgrößen empirisch modellieren, was der Handhabbarkeit der Methode im motorischen Betrieb zuträglich wird. Maly et. al. [52] und Kim et. al. [107] leiten hierfür aus Brennkammermessungen empirische Zusammenhänge für E_S als Funktion des Funkenstroms, des Umgebungsdrucks und der Strömungsgeschwindigkeit ab, wobei für I_{Fu} Messwerte bis 50 mA berücksichtigt wurden. Bei höheren Funkenströmen stellt sich die Frage, inwieweit die Anwendbarkeit dieser Modelle zulässig ist. Beide Vorgehensweisen erfordern einen enormen Messaufwand, da E_S für alle Kombinationen aus Druck, I_{Fu} und v_{ZK} experimentell bestimmt werden muss. Um in der vorliegenden Arbeit den Messaufwand an der Brennkammer einzugrenzen, wurde die elektrische Säulenfeldstärke E_S mithilfe einer Strömungssimulation des Plasmakanals für Funkenströme von 20-120 mA (20 mA Schrittweite) und typische Drücke zum ZKP zwischen 5 und 20 bar (5 bar Schrittweite) berechnet und die

Ergebnisse in einer Look-Up-Tabelle (LUT) für die spätere Anwendung am Motor abgelegt. Die an der Brennkammer experimentell ermittelten Werte E_S ($\hat{=}$ Steigung der Geraden) wurden an diskreten Punkten zur Validierung der Simulationsergebnisse verwendet. Weiterhin wurde die simulativ ermittelte Säulenfeldstärke um einen geschwindigkeitsabhängigen Anteil, wie später gezeigt wird, korrigiert. Die für die Funkenlängenbestimmung notwendige Größe U_{AK} nach Gl. 3.11 stützte sich ausschließlich auf die empirisch gewonnenen Ergebnisse an der Brennkammer. Die beschriebene Vorgehensweise verdeutlicht den zu Beginn dieses Abschnitts eingeführten Begriff *(semi-)analytischer Ansatz*.

3.5.3 Simulation der Säulenfeldstärke

Unter der Annahme eines zylindrischen Plasmakanals und konstanter elektrischer Leitfähigkeit der Plasmasäule σ_S in Längsrichtung lässt sich aus der im Grundlagenkapitel eingeführten Gl. 2.11 die Säulenfeldstärke E_S als Funktion des Funkenstroms berechnen. Für diesen Schritt muss jedoch die radiale Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit σ_S bekannt sein. Diese ist eine Funktion des Drucks und der radialen Temperaturverteilung des Plasmakanals. Wie in den Grundlagen erklärt, dehnt sich das Plasma aufgrund hoher Druckgradienten kurz nach Funkendurchbruch aus, so dass neben diffusiven Effekten auch konvektive Prozesse durch gasdynamische Vorgänge initiiert werden. Demnach handelt es sich bei der Fragestellung um ein instationäres thermofluidodynamisches Problem, welches sich mit den Methoden der numerischen Strömungsmechanik behandeln lässt. Die physikalische Beschreibung und Simulation des Funkenplasmas ist an sich nicht neu, lediglich der Detailgrad und die Zielsetzung bei der Behandlung einer bestimmten Problemstellung können sich unterscheiden. Häufig wird die Simulation zur Erklärung der Phänomene bei der initialen Flammenausbreitung eingesetzt [32–34, 145], wobei besonderer Fokus auf die Vorgänge kurz nach Funkendurchbruch, wie etwa die Ablösung der Schockwelle oder die Kanalausdehnung als Funktion der Durchbruchenergie, gelegt wird. Einige Autoren beschäftigen sich im Detail mit den Prozessen bei der Bildung des Plasmakanals kurz vor und während des Funkendurchbruchs [37, 146–148]. In der vorliegenden Arbeit liegt der Fokus der Simulation auf der Bestimmung thermoelektrischer Eigenschaften des Plasmakanals für praxisrelevante Funkenströme und Umgebungsdrücke für einen bereits ausgebildeten Zündfunken. Die Simulationsergebnisse wurden anschließend als Eingangsgrößen für die Berechnung weiterer Größen (v_{ZK} , ℓ_{Fu}) verwendet. Soweit dem Autor bekannt, ist diese Vorgehensweise in der Art noch nicht veröffentlicht worden.

Die physikalische Beschreibung des Plasmakanals erfolgt mittels kompressibler Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, den sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen. Die Erhaltungsgleichungen lassen sich in ihrer allgemeinen Erhaltungsform wie folgt formulieren:

$$U_t + \nabla \cdot F_C(U) + \nabla \cdot F_D(\nabla U) = S(U) \quad (3.14)$$

Hierbei ist U_t die zeitliche Änderung des Zustandsvektors, $F_C(U)$ der konvektive Fluss, $F_D(\nabla U)$ der diffusive Fluss und $S(U)$ der Quelltermeinfluss. Für die Formulierung der einzelnen Terme und anschließende Simulation werden folgende physikalische Modellannahmen gemacht:

- Die Simulation wird für zeitlich konstante Funkenströme von 20-120 mA (20 mA Schrittweite) und typische Drücke zum ZZP zwischen 5 und 20 bar (5 bar Schrittweite) berechnet. Die Umgebungstemperatur beträgt konstant 700 K. In Voruntersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass für typische Temperaturen der Zylinderladung (500-800K) zum ZZP, die Umgebungstemperatur keinen nennenswerten Einfluss auf die Entwicklung der Zündplasmaeigenschaften aufzeigt.
- Die Simulation erfolgt in einer ruhenden Umgebung, d.h konvektiver Wärmetransport wird ausschließlich aufgrund der Ausdehnung des Plasmas kurz nach Funkendurchbruch hervorgerufen. Nach der Ausdehnung des Plasmakanals erfolgt der Wärmetransport nur durch Wärmeleitung. Dies ist eine sehr starke Vereinfachung ggü. dem konvektiven Wärmetransport bei aufgeprägter Außenströmung, die jedoch notwendig ist, um den Berechnungsaufwand einzugrenzen.
- Die Simulation beginnt kurz nach Funkendurchbruch (≈ 100 ns). Zu diesem Zeitpunkt hat sich bereits ein vollständiges thermisches Gleichgewicht der Spezies eingestellt [30, 57]. Die Anfangsbedingungen, wie etwa die Temperatur- und Druckverteilung im Plasma, werden durch semiempirische Approximationen, basierend auf der Arbeit nach Schäfer [33], angenähert.
- Es werden nur die Prozesse in der Plasmasäule berücksichtigt. Temperaturgradienten und die damit verbundenen Wärmeverluste in den elektrodennahen Randschichten werden implizit durch U_{AK} berücksichtigt [31, 149] (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Plasmasäule ist damit energetisch von den Elektroden entkoppelt.
- Der Plasmakanal wird, wie in der Arbeit von Schäfer [33], als Zylinder angenommen, wobei die Ausdehnung in axialer Richtung deutlich größer ist als in radialer Richtung. Aus dieser Vereinfachung und den vorhergehenden Annahmen werden Gradienten der Stoff- und Zustandsgrößen in axialer Richtung nicht berücksichtigt, womit eine 1D-Simulation in Zylinderkoordinaten gerechtfertigt wird [33].
- Der elektrische Strom fließt nur in axialer Richtung, wodurch die radiale Komponente der elektrischen Feldstärke vernachlässigbar ist [33, 34, 145, 150].
- Der Einfluss des magnetischen Feldes ist gering und wird daher nicht berücksichtigt [145, 150].
- Aufgrund seiner geringen Ausdehnung ist der Plasmakanal gegenüber seiner eigenen Strahlung transparent, womit der Energieeintrag in das Plasma durch Strahlungsabsorption nicht berücksichtigt werden muss [145]. Kravchik, Thiele und Schäfer berücksichtigen in ihren Simulationen zwar die Wärmeverluste durch Strahlung, geben jedoch an,

dass diese verglichen mit den Energieströmen durch Wärmeleitung vernachlässigbar sind [32, 145, 151]. Die Ergebnisse sind konsistent mit experimentellen Ergebnissen von Maly, wonach Strahlungsverluste etwa 5% bezogen auf die insgesamt zugeführte Energie ausmachen. Im Folgenden wird der Einfluss der Strahlung in der Energiegleichung nicht berücksichtigt, wenngleich zu beachten ist, dass bei höheren Drücken ($p > 10$ bar) die Strahlungsintensität zunimmt [61].

- Die Simulation erfolgt für ein Plasma in Luft. Der Einfluss des Kraftstoffs auf die Vorgänge im Plasmakanal wird vernachlässigt, da, wie auch in [145] postuliert, der Massenanteil gängiger Kohlenwasserstoffe für stöchiometrische Gemische ca. 7% beträgt. Die spezifischen Stoffwerte und kalorischen Eigenschaften bei hohen Temperaturen und Drücken wurden aus der Arbeit von Angola et. al entnommen [152].

Mit diesen Annahmen ergeben sich folgende Vektoren in Polarkoordinaten für das System der Erhaltungsgleichungen in konservativer Form [153].

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v \\ e \end{pmatrix} \quad (3.15) \quad F_C(U) = \begin{pmatrix} (\rho v) \\ (\rho v^2 + p) \\ v(e + p) \end{pmatrix} \quad (3.16) \quad F_D(U) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{4}{3}\mu v_r \\ -v\frac{4}{3}\mu v_r - \lambda_{th}T_r \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

$$S(U) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{r} \cdot (\rho v) \\ -\frac{1}{r} \cdot (\rho v^2 - (\frac{2}{3}\mu(2v_r - \frac{1}{r}v)) + (\frac{2}{3}\mu(-v_r + \frac{2}{r}v))) \\ -\frac{1}{r} \cdot (v(e + p) - \lambda_{th}T_r - v(\frac{2}{3}\mu(2v_r - \frac{1}{r}v))) + \dot{\omega} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

$$\dot{\omega} = \sigma_S \frac{I_{Fu}^2}{\left(\int_0^{r_p} \sigma_S 2\pi r dr \right)^2} \quad (3.19)$$

Dabei beschreibt der Vektor U die konservativen Variablen mit der Massendichte ρ , der Impulsdichte ρv und der Energiedichte e . Die Vektoren $F_C(U)$ und $F_D(U)$ stehen für den konvektiven und diffusiven Fluss. Der diffusive Fluss wird von den Reibungstermen und der Wärmeleitung bestimmt. Dabei beschreibt μ die dynamische Viskosität und λ_{th} die thermische Leitfähigkeit. Der Quellterm $S(U)$ enthält neben der Wärmequellendichte $\dot{\omega}$ (Gl. 3.19) die Gradienten, welche sich zusätzlich aufgrund der Beschreibung in Polarkoordinaten mit dem Radius r ergeben. Da es sich bei der Beschreibung um ein 1-D-Problem handelt, gilt weiterhin: $v = v_r$. Für die Bestimmung der vier Unbekannten, Massendichte ρ , Geschwindigkeit v , Druck p und Energiedichte e ist eine weitere Beziehung, die thermische Zustandsgleichung, notwendig, die den Druck p , die Dichte ρ und die Temperatur T miteinander verknüpft. Die Implementierung der Gleichungen und der Rand- bzw. Anfangsbedingungen erfolgte am Institut für Aero- und Gasdynamik an der Universität Stuttgart. Detaillierte Informationen bezüglich numerischer Umsetzung können

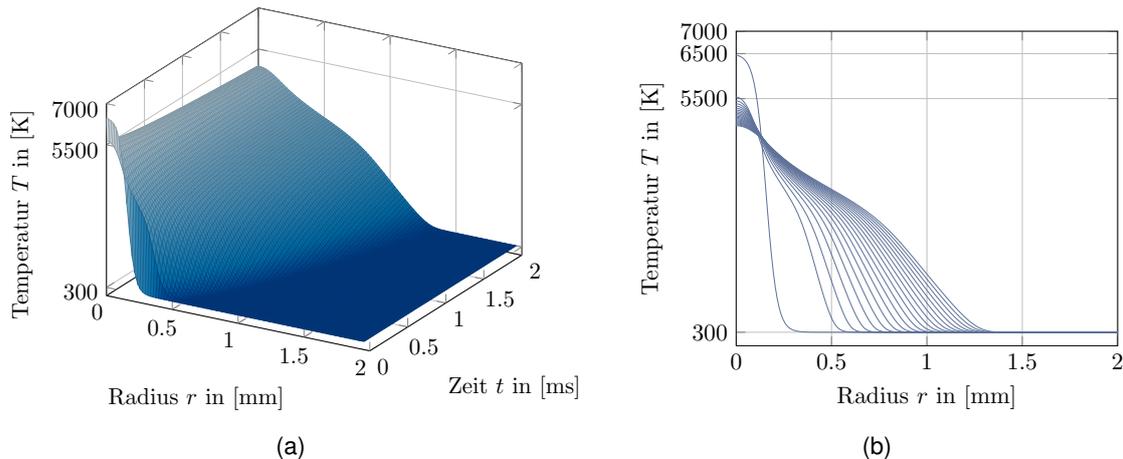


Abbildung 3.13: Zeitliche Entwicklung der radialen Temperaturverteilung für $I_{Fu} = 100 \text{ mA}$, $t_{Fu} = 2 \text{ ms}$, $T_u = 300 \text{ K}$, $p_u = 4 \text{ bar}$: (a) Temperatur als $f(r,t)$, (b) Schnittdarstellungen für verschiedene Zeitpunkte ($\Delta t = 100 \mu\text{s}$). Initiale Temperaturverteilung $T(t=0, r=0) = 6500 \text{ K}$.

in [154] nachgelesen werden.

Im Folgenden wird auf die wichtigsten Simulationsergebnisse eingegangen. Details zu den physikalischen Effekten kurz nach Funkendurchbruch, wie etwa Ausbreitung der Schockwelle oder radiale Expansion des Kanals, können in der Masterarbeit von Rack [143] nachgelesen werden. Abbildung 3.13(a) zeigt die radiale Temperaturentwicklung des Funkenplasmas als Funktion der Zeit und des Ortes, beispielhaft für eine Umgebungstemperatur von 300 K und einen Umgebungsdruck von 4 bar. In Abb. 3.13(b) ist eine entsprechende Schnittdarstellung der Temperatur dargestellt. Die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung ist durch konvektive und diffusive Transportprozesse geprägt. Zu frühen Zeiten führt der Drucksprung zu einer Ausdehnung des Plasmakanals, wodurch sich die Wärme konvektiv relativ schnell ausbreitet. Dies erschließt sich aus Abb. 3.13(b) anhand der relativ schnellen Temperaturentwicklung zu frühen Zeiten. Mit fortschreitender Zeit stellt sich im Plasma ein Druckgleichgewicht mit der Umgebung ein. Die Wärmeausbreitung wird durch den diffusiven Wärmetransport und den Energieeintrag durch den Quellterm $\dot{\omega}$ bestimmt (Gl. 3.19). Im stationären Gleichgewicht stabilisiert sich die maximale Temperatur ($r=0$) bei ca. 4500 K. Die für die Bestimmung der Säulenfeldstärke E_S notwendige Größe σ_S ist eine von der Temperatur und vom Druck abhängige Größe und somit ein Teil der Lösung des physikalischen Problems. Abbildung 3.14(a) zeigt für identische Randbedingungen wie zuvor die radiale Entwicklung von σ_S im zeitlichen Abstand von $\Delta t = 100 \mu\text{s}$. σ_S sinkt relativ schnell von hohen zu niedrigen Werten, was mit der starken Abhängigkeit von der Temperatur zusammenhängt. Diese Abhängigkeit spiegelt sich nicht nur durch den Maximalwert, sondern auch durch die radiale Verteilung von σ_S wider, wonach das Plasma ab $r \approx 0.3 \text{ mm}$ praktisch nicht mehr leitfähig ist, obwohl die Temperatur an diesem Ort 4000 K noch deutlich übersteigt. D.h., dass der Hauptanteil des Funkenstroms in einem sehr dünnen Bereich innerhalb des Plasmas fließt. Ist die radiale Verteilung der Leitfähigkeit bekannt, so lässt sich die el. Feldstärke

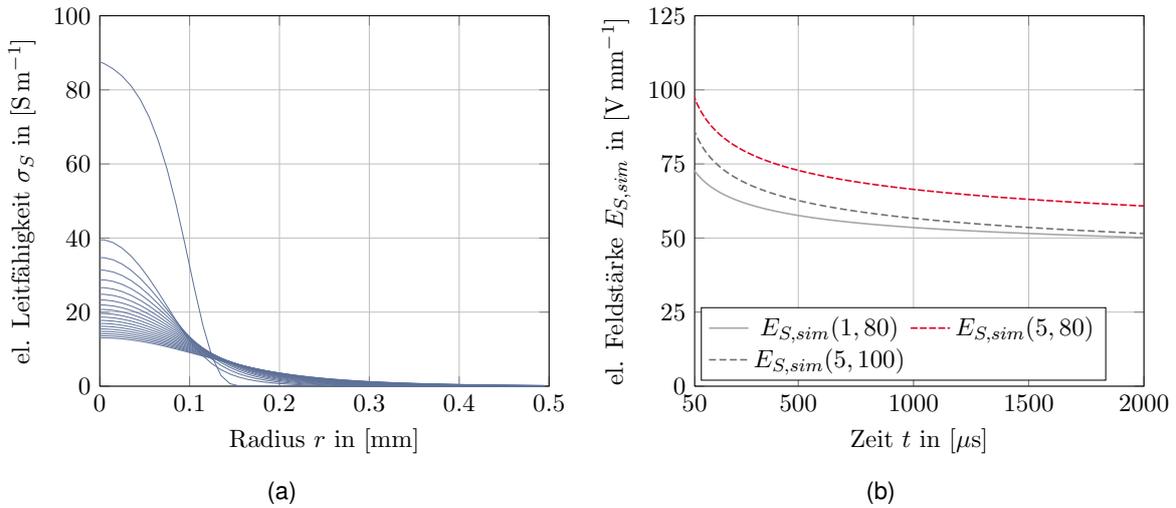


Abbildung 3.14: (a) Radiale Verteilung von σ_S für $I_{Fu} = 100 \text{ mA}$, $t_{Fu} = 2 \text{ ms}$, $T_u = 300 \text{ K}$, $p_u = 4 \text{ bar}$ und verschiedene Zeitpunkte ($\Delta t = 100 \mu\text{s}$), (b) Zeitliche Entwicklung der simulierten Säulenfeldstärke $E_{S,sim}(p_u \text{ in } [\text{bar}], I_{Fu} \text{ in } [\text{mA}])$

zu jedem Zeitpunkt nach Gl. 2.11 berechnen. Dies ist beispielhaft für unterschiedliche Randbedingungen in Abb. 3.14(b) dargestellt. $E_{S,sim}$ sinkt mit fortschreitender Zeit, was zunächst widersprüchlich erscheint, da die Leitfähigkeit nach Abb. 3.14(a) mit der Zeit abnimmt. Damit könnte man annehmen, dass der Widerstand ansteigt und folglich höhere Feldstärken notwendig sind, um den Stromfluss aufrechtzuerhalten. Allerdings ist nach Gl. 2.11 zu beachten, dass neben σ_S auch der Radius r im Integral enthalten ist. Dieser steigt mit der Zeit an, in anderen Worten, die stromleitende Fläche nimmt mit der Zeit zu und damit sinkt $E_{S,sim}$. Das Ergebnis ist konsistent mit experimentellen Untersuchungen von Maly et. al. [52]. Die Auswirkungen eines höheren Funkenstroms werden durch die Simulation auch korrekt wiedergegeben, wonach aufgrund des höheren Wärmeeintrags und des damit verbundenen Anstiegs von σ_S und des Anstiegs der wärmeleitenden Fläche, das Niveau von $E_{S,sim}$ insgesamt niedriger liegt. Für die Bestimmung von v_{zk} und ℓ_{Fu} ist die Berücksichtigung des zeitlichen Verlaufs von $E_{S,sim}$ jedoch nicht zweckmäßig, da, wie im nächsten Abschnitt anhand von Messergebnissen an der Brennkammer gezeigt wird, die el. Feldstärke durch konvektiven Wärmetransport aufgrund von Außenströmung ohnehin beeinflusst wird und folglich empirisch korrigiert werden muss. Für die Erstellung der LUT ($E_{S,sim}$ als $f(I_{Fu}, p_u)$) wird $E_{S,sim}$ $500 \mu\text{s}$ nach Beginn der Simulation entnommen. Damit wird angenommen, dass bis zu diesem Zeitpunkt noch keine signifikante Längenänderung des Zündfunken stattgefunden hat und der Einfluss der Strömung durch konvektiven Wärmetransport noch gering ist. Die simulierte elektrische Feldstärke ist Tab. 3.2 zu entnehmen.

el. Feldstärke $E_{S,sim}$ in [V/mm]		Funkenstrom I_{Fu} in [mA]					
		20	40	60	80	100	120
Druck p_u in [bar]	5	197.0	119.6	89.0	72.8	62.7	55.6
	10	211.5	129.9	98.0	80.9	70.1	62.4
	15	218.4	135.6	103.1	85.6	74.3	66.5
	20	221.7	138.9	106.2	88.5	77.1	69.1

Tabelle 3.2: Lookup-Tabelle der simulierten elektrischen Feldstärke $E_{S,sim}$ für eine konstante Temperatur $T_u = 700$ K und zum Zeitpunkt $t = 500 \mu\text{s}$. Variation p_u und I_{Fu}

3.5.4 Berechnungsgleichungen zur Bestimmung von ℓ_{Fu} und v_{zk}

Eine wesentliche Vereinfachung bei der numerischen Berechnung der Säulenfeldstärke ist die Voraussetzung eines stationären Funkens in einer ruhenden Umgebung, womit konvektive Effekte durch Außenströmung nicht berücksichtigt werden müssen. Die Außenströmung führt jedoch zu einem erhöhten Wärmestrom vom Plasma an die Umgebung [61], so dass die Plasmatemperatur in der Realität niedriger sein kann als numerisch berechnet. Vergleicht man in Abb. 3.15(a) die simulierte Feldstärke $E_{S,sim}$ mit der experimentell ermittelten $E_{S,exp}$ für verschiedene Funkenströme, so stellt man fest, dass die $E_{S,exp}$ höher liegt als $E_{S,sim}$. Der Grund liegt,

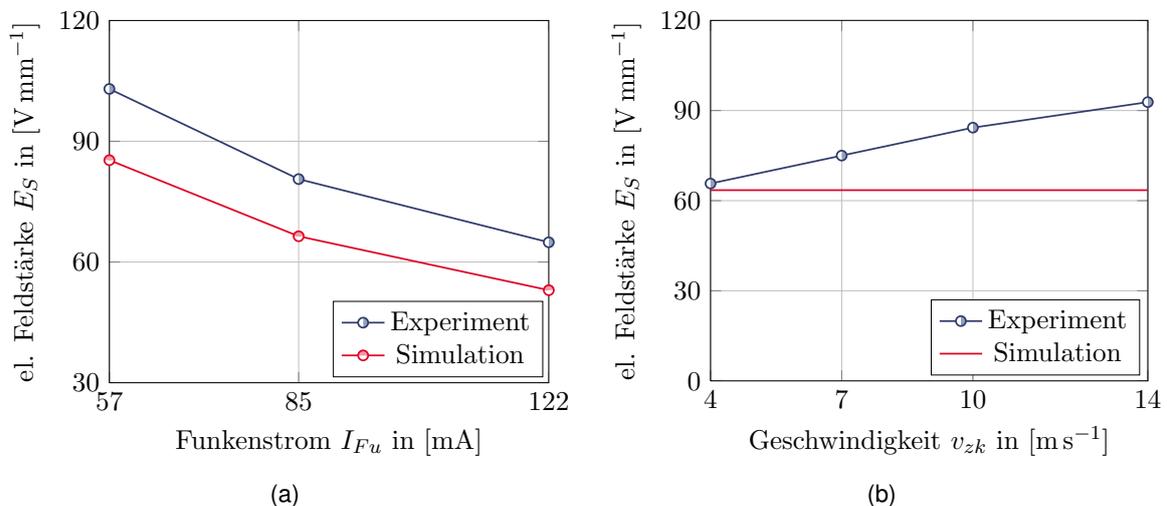


Abbildung 3.15: (a) Variation von I_{Fu} bei $T_u = 300$ K, $p_u = 4$ bar, $v_{zk} = 10$ m/s, (b) Variation von v_{zk} an der Brennkammer bei $I_{Fu} = 85$ mA, Gemisch = Luft, $p_u = 4$ bar

wie zuvor beschrieben, an dem konvektiven Wärmetransport vom Plasma an das umgebende Gas, womit die Temperatur und damit die elektrische Leitfähigkeit des Plasmakanals abnehmen. Demnach sind bei identischem Funkenstrom höhere Feldstärken notwendig, um den Stromfluss aufrechtzuerhalten. Aus Abb. 3.15(b) lässt sich der Geschwindigkeitseinfluss entnehmen. Die Messungen an der Brennkammer zeigen, dass die elektrische Feldstärke in der Plasmasäule

mit höherer Geschwindigkeit nahezu linear ansteigt, was sich auf den zunehmenden Einfluss konvektiver Effekte zurückführen lässt. Die Abweichung zu der simulierten el. Feldstärke (rote Linie) nimmt demnach mit höherer Geschwindigkeit zu. Die Differenz muss daher in der Berechnung um den geschwindigkeitsabhängigen Anteil $\Delta E_{S,v_{ZK}} = m v_{ZK}$ (mit $m = 2700 \text{ Vs} \cdot \text{m}^{-2}$) korrigiert werden, woraus folgt:

$$E_S(v_{ZK}) = \Delta E_{S,v} + E_{S,sim} = m v_{ZK} + E_{S,sim} \quad (3.20)$$

m ist dabei die Steigung der Geraden in Abb. 3.15(b). Setzt man $E_S(v_{ZK})$ in Gl. 3.13 für E_S ein, so erhält man eine quadratische Gleichung, die sich nach v_{ZK} auflösen lässt. Dabei erhält man zwei Lösungen, wobei nur eine Lösung (v_{ZK} positiv) physikalisch sinnvoll ist. Für die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit mittels elektrischer Messgrößen erhält man schließlich:

$$v_{ZK} = \frac{-E_{S,sim}}{2m} + \frac{\sqrt{E_{S,sim}^2 + 2m \frac{dU_{Fu}}{dt}}}{2m} \quad (3.21)$$

Mit der berechneten Geschwindigkeit lässt sich die Zündfunkenlänge ℓ_{Fu} durch Einsetzen der Gl. 3.20 in Gl. 3.11 nun ebenfalls berechnen, womit gilt:

$$\ell_{Fu} = \frac{U_{Fu} - U_{AK}}{E_S} = \frac{U_{Fu} - U_{AK}}{m v_{ZK} + E_{S,sim}} \quad (3.22)$$

Für die praktische Anwendung der Methode am Motor lässt sich die Vorgehensweise wie folgt zusammenfassen:

1. Messung des Funkenstroms I_{Fu} und Bestimmung des Gradienten der gemessenen Funkenbrennspannung U_{Fu} (vgl. Abb. 3.2).
2. Bestimmung des Brennraumdrucks p_u zum ZKP. Mit p_u und I_{Fu} lässt sich aus der LUT 3.2 die simulierte Säulenfeldstärke berechnen.
3. Berechnung von v_{ZK} mit Gl. 3.21
4. Die Berechnung von ℓ_{Fu} erfolgt anschließend nach Gl. 3.22. Der Spannungsabfall an der Anode und Kathode U_{AK} kann als Funktion des Funkenstroms I_{Fu} aus experimentellen Untersuchungen in Abb. 3.12(b) entnommen werden. U_{AK} ist zudem eine Funktion des Elektrodenmaterials. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Serienzündkerze mit edelmetalvergüteten Massen- und Mittelelektroden (PtNi-Legierung) eingesetzt. Für die Berechnung von v_{ZK} ist der Elektrodentyp irrelevant, da nur der Gradient von U_{Fu} und nicht das Absolutniveau verwendet wird.

Mit der beschriebenen Vorgehensweise lassen sich zwei wichtige Einflussgrößen zur Beurteilung der Entflammung bestimmen.

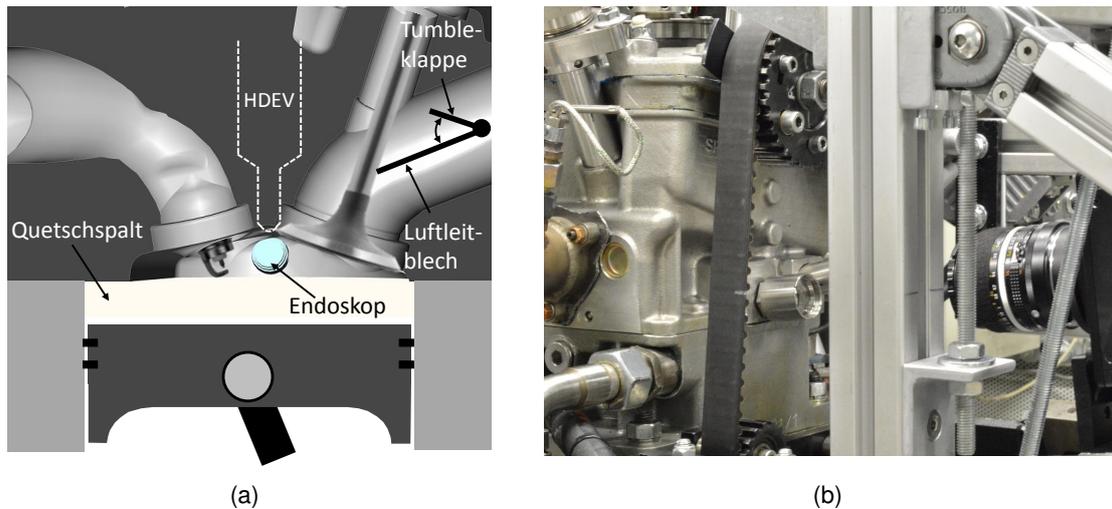


Abbildung 3.16: (a) Schnitt durch den Motorbrennraum (b) Optischer Aufbau: Einschraubendoskop und High-Speed-Kamera

3.6 Einzylinder Forschungsmotor

Die Motorversuche wurden am Einzylinder-Forschungsmotor mit Benzindirekteinspritzung und zentraler Einbaulage des Injektors durchgeführt. Technische Daten des Aggregats können Tab. 3.3 entnommen werden. Die Einspritzung erfolgte mit 200 bar Einspritzdruck 280 °KW v. ZOT in

Bohrung	82 mm
Hub	85 mm
Verdichtungsverhältnis	12.3
Hubvolumen	449 cm ³
Kraftstoff	EuroSuper 95 ROZ
Injektor	Bosch HDEV 5.2

Tabelle 3.3: Technische Daten des Versuchsmotors

den Saughub. Die Variation der Ladungsbewegung erfolgte mittels eingebauter Tumbleklappen in beiden Einlasskanälen, die durch Tumble-Bleche jeweils mittig bis zum Schaft der Einlassventile getrennt wurden. Durch Schließen der oberen Hälfte beider Einlasskanäle wird die Strömung in die untere Kanalhälfte umgeleitet, wodurch sich beim Einströmen in den Motorbrennraum eine walzenförmige Strömungsbewegung, die sogenannte Tumble-Strömung, ausbildet. Abbildung 3.16(a) veranschaulicht die Einlasskanalgeometrie inkl. der beschriebenen Komponenten. Eine charakteristische Eigenschaft der Brennraumgeometrie ist die Quetschfläche (auch Quetschspalt) auf der Auslassseite, die zwischen dem Zylinderkopf und dem Kolben entsteht, wenn sich dieser dem oberen Totpunkt nähert. Die dadurch entstehende Quetschströmung beeinflusst signifikant den lokalen Strömungszustand an der Zündkerze und damit die Flammen-

kernbildung. Dies wird im Ergebnisteil der Arbeit noch im Detail diskutiert. Die Zündung des Gemisches erfolgte mit einer konventionellen Serienzündkerze mit einer Hakenelektrode (EA = 0.73 mm) und einem aufgeschweißten Pin (PtNi veredelt) auf der Mittelelektrode.

3.6.1 Optischer Aufbau

Eine besondere Herausforderung bei der optischen Erfassung des Flammeneigenleuchtens im motorischen Betrieb ist die schwache Lichtemission vorgemischter Flammen, insbesondere während der Initialphase der Verbrennung. An der Brennkammer in Abschnitt 3.4.2 wurde daher eine intensivierete Kamera eingesetzt. Viele Autoren benutzen für derartige Untersuchungen am Motor Messtechniken im UV-Bereich, wie etwa die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF), um gezielt die Fluoreszenz des OH- oder CH-Radikals anzuregen [137, 155–157] oder etwa die Verwendung von lichtleiterbasierten Messtechniken in Kombination mit Photomultipliern [141, 158]. Mit beiden Messtechniken lässt sich der Flammenfortschritt detektieren. Allerdings ist die Komplexität derartiger Messtechniken deutlich größer und oft nur an optisch voll zugänglichen Versuchsträgern einsetzbar. Endoskopiesysteme sind einfacher zu implementieren, sammeln jedoch im Vergleich zu Vollobjektiven aufgrund der kleinen Apertur a priori weniger Licht. Untersuchungen an thermodynamischen Versuchsträgern widmen sich – insbesondere bei Diesel- und BDE-Motoren – daher meist auf die Detektierung thermischer Rußstrahlung [159–164]. Das Intensitätsniveau derartiger Flammen ist im Vergleich zu vorgemischten Flammen, zumindest im sichtbaren Wellenlängenbereich, deutlich höher und daher der Einsatz eines Endoskops möglich. Bei zusätzlicher Verdünnung wird das Eigenleuchten einer vorgemischten Flamme noch einmal deutlich abgeschwächt. Des Weiteren hängt die Lichtintensität vorgemischter Flammen auch von äußeren Randbedingungen, insbesondere von der Gemischtemperatur ab [140]. Mit steigender Verdünnung steigt auch der Vorzündbedarf an, so dass deutlich vor ZOT gezündet werden muss und damit die Gemischtemperatur zum Zündzeitpunkt geringer ist. Trotz genannter Herausforderungen wurde auf den Einsatz bildverstärkter Optiken im UV-Bereich im Rahmen der Motoruntersuchungen verzichtet, auch wenn mit UV-Messtechnik eine u.U. höhere Genauigkeit bei der Flächenbestimmung des Flammenkerns erzielbar wäre. Fokus der Untersuchungen war jedoch nicht eine detaillierte Auflösung der exakten Position oder Form der Flammenfront, sondern die Detektion und der relative Vergleich aktivierter Flammenkernfläche bei unterschiedlichen Parametern. Da aufgrund der projizierten Bildinformation ein Rückschluss auf das exakte Flammenkernvolumen ohnehin nicht ohne Weiteres möglich ist, war der Mehrwert einer UV-Messtechnik am Motor, zumindest für die Fragestellung in dieser Arbeit, nicht offensichtlich. Für die motorischen Untersuchungen wurde daher eine Photron-AX100-SW-Kamera eingesetzt in Kombination mit einem lichtstarken Endoskop der Firma LaVision [165]. Die Position des Endoskops im Brennraum ist Abb. 3.16(a) zu entnehmen. Bei einem Zylinderbohrungsdurchmesser von 82 mm und einem Blickwinkel von 50° konnte ein Sichtbereich von ca. 40×40 mm erfasst werden. Das Endoskop ist mechanisch von der High-Speed-Kamera entkoppelt (vgl. Abb. 3.16(b)), wodurch sich u.A. Freiheitsgrade hinsichtlich Einstellung des Nahbereichs er-

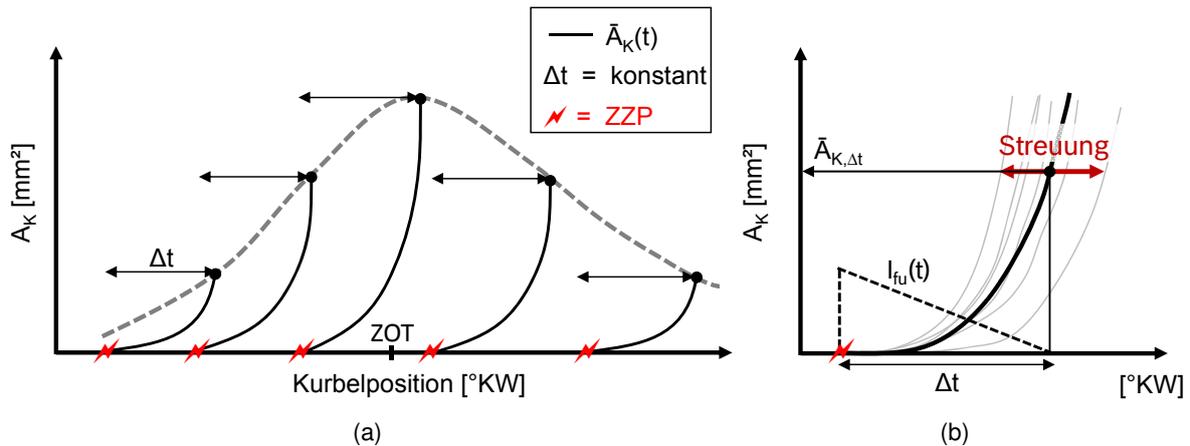


Abbildung 3.17: (a) Zeitliche Entwicklung der Flammenkernfläche $\bar{A}_K(t)$ (Ensemblemittelwert) für verschiedene ZKP. Einhüllende (gestrichelt) um die erreichten Flammenkernflächen $\bar{A}_{K,\Delta t}$ nach einer Zeitspanne von Δt ms nach ZKP, (b) Zeitliche Streuung (zyklische Schwankung) der Flammenkernflächen (dünne Linien) um $\bar{A}_{K,\Delta t}$

geben. Als Objektiv wurde ein Nikon 50 mm/f1.4 eingesetzt. Die Bilder wurden mit 15000 fps und einer Auflösung von 512×384 Pixel bei einer Belichtungszeit von $66 \mu\text{s}$ aufgenommen. Die Messsysteme Indizierung, Oszilloskop und Kamera wurden synchronisiert und die zeitbasierten Messgrößen im Postprocessing auf °KW-Basis umgerechnet.

3.6.2 Versuchs- und Analysemethoden

Mit Hilfe vorgestellter Werkzeuge lassen sich nun wichtige, die Flammenkernbildung beeinflussende Parameter ermitteln. Neben elektrischen Eigenschaften des Zündfunken wird die Flammenkernbildung vom lokalen Strömungsfeld und thermodynamischen Randbedingungen zum ZKP beeinflusst. Diese sind sowohl eine Funktion der Motorkonfiguration (Einlasskanal- und Brennraumgeometrie, Verdichtung, Brennverfahren) als auch eine Funktion der Betriebsbedingungen (Drehzahl, Last, Tumbelniveau). Der optimale ZKP resultiert aus der Forderung nach möglichst hohem Hochdruckwirkungsgrad bei akzeptabler Laufruhe (COV). Der ZKP kann bei identischem Betriebspunkt und identischen Zündparametern motorspezifisch variieren, je nachdem wie schnell die Flammenkernbildung und die Hauptverbrennung ablaufen. Um möglichst allgemeingültige Aussagen hinsichtlich Flammenkernbildung zu generieren, wird im Rahmen der Motorversuche an jedem Betriebspunkt zusätzlich der ZKP variiert. Durch dieses Vorgehen werden implizit auch der lokale Strömungszustand und die thermodynamischen Randbedingungen zum ZKP beeinflusst. Die Auswirkungen dieser Vorgehensweise auf die Flammenkernentwicklung sind schematisch in Abb. 3.17(a) dargestellt. Die durchgezogenen Linien beschreiben schematisch die zeitliche Entwicklung der Flammenkernfläche $\bar{A}_K(t)$ (Ensemblemittelwert aus 200 Zyklen) für verschiedene ZKP. Als Bewertungskriterium für die Flammenkernbildung wird

eine Zeitspanne Δt ab ZZP definiert und der nach dieser Zeitspanne erreichte Absolutwert der Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ abgelesen. Die Zeitspanne Δt umfasst mindestens die gesamte Funkenbrenndauer t_{Fu} , so dass bei Gegenüberstellung der Zündperformance unterschiedlicher Stromprofile jeweils die gesamte Energie freigesetzt wird, d.h., dass bei Vergleich von zwei Stromprofilen mit unterschiedlichen Funkenbrenndauern das Δt grundsätzlich der längeren Funkenbrenndauer entspricht. Damit wird für die Flammenkernbildung immer eine identische Zeitspanne eingeräumt. Die gestrichelte Linie stellt die Einhüllende erreichter Flammenkernflächen $\bar{A}_{K,\Delta t}$ und impliziert bereits die Abhängigkeit der Flammenkernbildung vom ZZP. Beim Vergleich der Flammenkernbildung bei Betriebspunkten mit unterschiedlichen Motordrehzahlen muss beachtet werden, dass der verstrichene Bereich in °KW bei identischer Zeitspanne Δt in ms variiert. In diesem Fall wird für den Vergleich der Flammenkernbildung der in °KW verstrichene Bereich ($\hat{=}$ Zeitspanne in °KW) bezogen auf die höchste untersuchte Drehzahl definiert. Damit wird implizit hingenommen, dass bei geringeren Drehzahlen der Flammenkernbildung auf Zeitbasis mehr Zeit eingeräumt wird.

Neben der Höhe des erreichten Mittelwerts $\bar{A}_K(t)$, sind auch die zyklischen Schwankung bei der A_K -Bildung ein weiterer wesentlicher Faktor, der die zyklischen Schwankungen während der Verbrennung bzw. das COV beeinflusst. Daher wurde, wie in Abb. 3.17(b) dargestellt, auch die zeitliche Streuung von A_K um $\bar{A}_{K,\Delta t}$ bewertet. Demnach existieren Zyklen mit besonders schneller Flammenkernentwicklung und Zyklen, in denen diese verschleppt abläuft. Durch Verschiebung des ZZP aus dem optimalen Bereich heraus nehmen die zyklischen Schwankungen zu und bei unveränderter Luft- und eingespritzter Kraftstoffmasse die Last absinken. Daher ist die Bewertung der Laufruhe nur in einem für den jeweiligen Betriebspunkt typischen ZZP-Bereich sinnvoll. Für den Verständnisaufbau der Effekte bei der Flammenkernbildung macht es jedoch durchaus Sinn, auch ZZPe zu wählen, die nicht einer serientypischen Bedatung im verdünnten Betrieb entsprechen.

Weiterhin muss definiert werden, bei welchem Verdünnungsgrad die beschriebene Methode angewendet werden soll. Dieser ist einer der wichtigsten Einflussfaktoren auf die zyklischen Schwankungen während der Entflammungsphase und der nachfolgenden Verbrennung. Eine belastbare Korrelation zwischen Zündparametern und Flammenkernbildung lässt sich nur dann ableiten, wenn die Anzahl an verschleppten Verbrennungen ausreichend hoch ist. Folglich muss der Verdünnungsgrad ausreichend hoch eingestellt werden. Allerdings ist zu beachten, dass eine zu starke Verdünnung zwar viele verschleppte Verbrennungen oder gar Aussetzer generiert, dadurch jedoch die Gemischzusammensetzung in den jeweils folgenden Arbeitsspielen signifikant beeinflusst werden kann [166–169]. Die Beurteilung der Zündfunkenparameter ist dann kaum möglich, da andere Effekte dominieren. In der vorliegenden Arbeit wurde daher die maximale Verdünnung so eingestellt, dass im jeweiligen Betriebspunkt (BP) und bei optimalem ZZP (COV und b_i minimal) der Anteil verschleppter Verbrennungen und Aussetzer etwa 5-10 % an der gesamten Anzahl gemessener Zyklen (600) beträgt. Anschließend wurde die eingespritzte Kraftstoffmasse und die Drosselklappenposition fixiert und der ZZP, wie oben beschrieben, variiert. Bei der Bewertung der Entflammungsphase und der anschließenden Verbrennung standen

neben dem COV, der die Höhe der zyklischen Schwankungen als Ganzes beschreibt, vor allem Einzelarbeitsspiele im Fokus, deren indizierte Last eine zuvor definierte Schwelle unterschreitet. Anhand dieser Zyklen wird untersucht, ob und welche Effekte während der Flammenkernbildung für die geringe erreichte Last verantwortlich sind. Zur Gruppe der verschleppten Verbrennungen und Aussetzer („schwache“ Zyklen) werden alle Zyklen gezählt, deren indizierter Mitteldruck der Hochdruckschleife $p_{mi,hd}$ kleiner als 70-80% der eingestellten Last entspricht. Das bedeutet, dass bei einer mittleren Last von bspw. $\bar{p}_{mi,hd} = 2.8$ bar alle Zyklen mit einem $p_{mi,hd} < 2$ bar zur Gruppe der schwachen Zyklen zugeordnet sind. Abbildung 3.18 veranschaulicht die Definiton. Die Definiton der Lastschwelle erscheint etwas willkürlich und entledigt sich eines wissenschaftlichen Nachweises. Prinzipiell kann die Schwelle auch höher gesetzt werden, was die Anzahl der schwachen Zyklen vergrößern würde. Allerdings entsteht dadurch die Schwierigkeit, dass die Korrelation zwischen dem erreichten Mitteldruck und den Effekten während der Flammenkernbildung abnimmt, da die Gesamtverbrennung und damit der Mitteldruck auch von vielen weiteren Quereffekten (Gemischhomogenisierung, Strömungsfeld, Ladungswechsel,...) beeinflusst wird [170], [167], [171]. Da die Klärung aller die Zyklenschwankungen beeinflussenden Faktoren nicht im Fokus dieser Arbeit steht und im Anbetracht der hier vorgestellten Methoden und Messtechniken auch nicht möglich ist, wird die Definition akzeptiert.

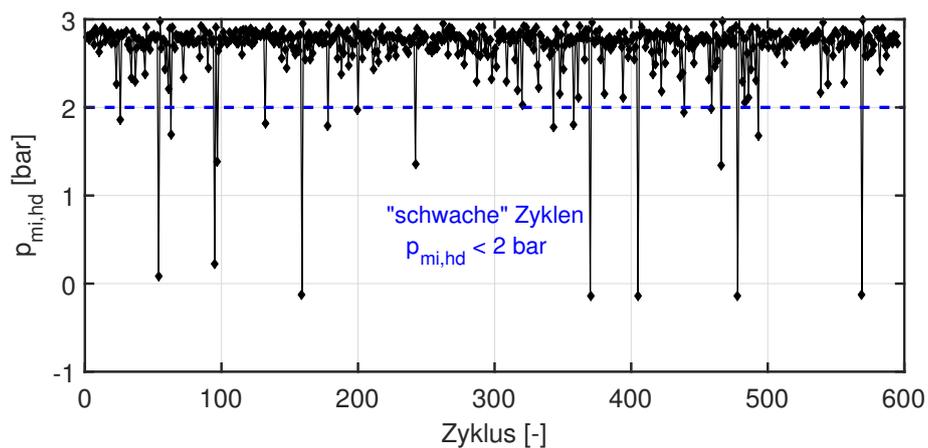


Abbildung 3.18: $p_{mi,hd}$ von Einzelzyklen, BP: $\bar{p}_{mi,hd} = 2.8$ bar, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$

4 Grundlagenuntersuchungen an der Brennkammer

Die Brennkammer bietet gegenüber dem Motor wesentliche Vorteile bei der optischen Zugänglichkeit und der Einstellung konstanter Randbedingungen zum ZZP. Auch wenn die Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse auf den Motor nicht vollständig erzielt werden kann, so lassen sich grundlegende Zusammenhänge für den Verständnisgewinn physikalischer Effekte bei der Flammenkernbildung ableiten. Die Versuche gliedern sich in 3 Teile: Im ersten Abschnitt liegt der Fokus auf der Flammenkernbildung in ruhender Umgebung (stationärer Fall). Obwohl im motorischen Betrieb global gesehen die Brennraumströmung grundsätzlich vorliegt, ist nicht ausgeschlossen, dass zum ZZP und während der Funkenbrenndauer lokal an der Zündkerze ruhendes Gemisch vorliegen kann. Daher eignet sich der stationäre Versuch an der Brennkammer, um den Einfluss der Entladeparameter auf die zeitliche Flammenkernentwicklung näher zu beleuchten. Im zweiten Teil der Versuche wird das Verhalten des Zündfunken im Strömungsfeld im Detail untersucht. Die Zündfunkenauslenkung spielt, wie im Rahmen der Motorversuche gezeigt wird, eine zentrale Rolle bei der Entflammung. Ziel der Grundlagenexperimente ist die Klärung der Zusammenhänge zwischen der Zündfunkenauslenkung und elektrischen Funkenparametern (Stromprofil, Stromniveau), sowie thermofluidodynamischer Randbedingungen (p_u , v_{ZK}) zum Zündzeitpunkt. Im dritten Teil des Abschnitts wird die Flammenkernbildung im angeströmten Fall beleuchtet. Obgleich der Strömungszustand im Motorbrennraum, wie etwa turbulente Skalen oder Turbulenzintensität, an der Brennkammer nicht abgebildet werden kann, so lässt sich dennoch nachvollziehen, wie etwa die Funkenauslenkung und damit die örtliche Verteilung thermischer Leistung die Flammenkernbildung beeinflusst.

4.1 Flammenkernbildung im stationären Fall

Die Flammenkernbildung in ruhender Umgebung wird zunächst für zwei magere Gemische ($\lambda = 1.3$ und $\lambda = 1.5$) bei sonst identischen Umgebungsbedingungen ($p_u = 4 \text{ bar}$, $T_u = 300 \text{ K}$) und identischem Stromprofil ($I_{Fu} = 70 \text{ mA}$, $t_{Fu} = 2 \text{ ms}$, konstant) untersucht. Um statistische Aussagen ableiten zu können, wird jede Messung ($\hat{=}$ Zündzyklus) 30 mal wiederholt. Ein Luftverhältnis von $\lambda = 1.5$ stellte an der Brennkammer den Grenzfall dar, bei dem eine Entflammung des Gemisches gerade noch eingeleitet werden konnte. Abbildungen 4.1(a) und 4.1(b) zeigen den zeitlichen Verlauf der optisch ermittelten Flammenkernfläche für 30 Zündzyklen und den

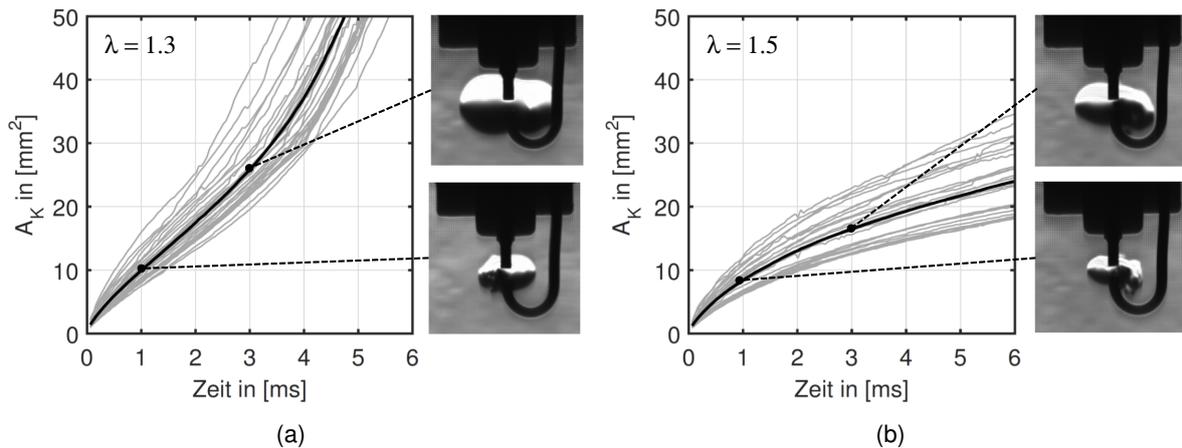


Abbildung 4.1: $A_K(t)$ für 30 Zündzyklen (dünne Linien) bei $p_u = 4$ bar, $I_{Fu} = 70$ mA konstant, $t_{Fu} = 2$ ms, $v_{ZK} = 0$ m/s. Dicke Linie beschreibt den Mittelwert zu jedem Zeitpunkt, (a) $\lambda = 1.3$, (b) $\lambda = 1.5$

daraus berechneten Mittelwert zu jedem Zeitpunkt (dicke Linie). Die Flammenkernentwicklung läuft für $\lambda = 1.3$ deutlich schneller ab als für $\lambda = 1.5$. Bereits 1 ms nach Funkendurchbruch ist der Einfluss der höheren laminaren Brenngeschwindigkeit erkennbar. Zwischen 2 ms und 3 ms nimmt die Flammenkernentwicklung für $\lambda = 1.3$ einen progressiven Verlauf an. Übersteigt der Flammenkernradius einen gewissen Durchmesser (minimaler Flammenkernradius), so nehmen die Wärmeverluste an die Elektroden stetig ab und es kommt zu einer Beschleunigung der Flammenausbreitung. Wird das Gemisch zunehmend abgemagert, so sinkt die Wärmefreisetzung innerhalb der Flammenzone. Zusammen mit den Wärmeverlusten führt dies zunächst zu einem degressiven Verlauf der Flammenausbreitung. Erst wenn der minimale Flammenkernradius überschritten wird (Durchmesser ca. 25-30 mm), kann sich der Flammenkern selbständig ohne Zufuhr von Fremdenergie entwickeln. Gelingt dies nicht, so kommt die Flammenkernentwicklung vollständig zum Erliegen. Im Folgenden wird der Einfluss der elektrischen Entladeparameter auf das Flammenkernwachstum für das Gemisch an der Entflammungsgrenze ($\lambda = 1.5$) untersucht. Hierbei wurde zwischen denjenigen Zündzyklen unterschieden, die zu einer erfolgreichen Entflammung geführt haben und Zyklen, in denen die Flammenkernbildung zwar stattgefunden hat, jedoch der Flammenkern die Mindestgröße für eine selbständige Flammenausbreitung nicht erreicht hat (vgl. Kap. 2.3.1). Im letzteren Fall konnte in der Brennkammer kein merklicher Druckanstieg festgestellt werden. Abbildungen 4.2(a) - 4.2(c) zeigen $A_K(t)$ für verschiedene Entladeparameter. Die entflammten Zyklen sind in rot dargestellt, die nicht entflammten in grau. Für beide Gruppen ist zusätzlich der mittlere Verlauf von A_K gezeigt (dicke Linien). Abbildungen 4.2(a) und 4.2(b) zeigen den Einfluss des Funkenstromniveaus und der Funkenbrenndauer bei nahezu identisch eingebrachter elektrischer Funkenenergie E_{Fu} . In beiden Fällen ergibt sich ein ähnlicher Verlauf von A_K . Ein signifikanter Einfluss der Entladeparameter, sowohl auf die zeitliche Entwicklung als auch auf die Entflammungswahrscheinlichkeit, ist

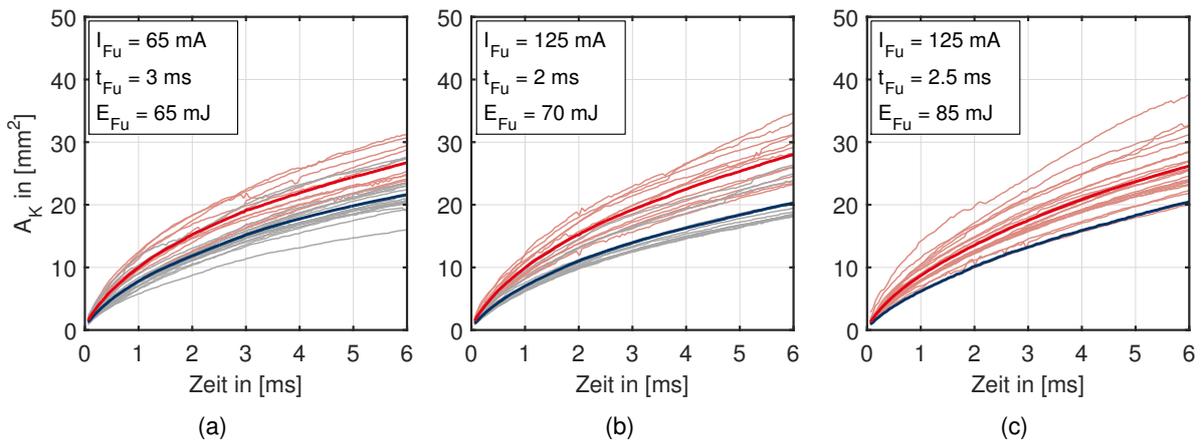


Abbildung 4.2: $A_K(t)$ für 30 Zündzyklen (dünne Linien) als $f(\text{Funkenparameter})$ bei $\lambda = 1.5$, $p_u = 4 \text{ bar}$, I_{Fu} jeweils konstant, $v_{ZK} = 0 \text{ m/s}$. „Entflammte“ und „nicht entflammte“ Zyklen in rot bzw. grau, dicke Linien stellen jeweils die Mittelwerte dar. (a) Anteil entflammt 38 %, (b) Anteil entflammt 43 %, (c) Anteil entflammt 97 %

im stationären Fall nicht festzustellen. Als Erklärung für dieses Ergebnis können die im Grundlagenkapitel (vgl. Abschnitt 2.2.4) diskutierten Zusammenhänge zwischen Funkenstrom und der im Funkenplasma erzeugten Wärmeleistung (vgl. Wärmequellendichte $\dot{\omega}$) herangezogen werden. Demnach führt die Erhöhung des Funkenstroms nicht proportional zu einer höheren Wärmeleistung in der Plasmasäule, da eine Funkenstromerhöhung gleichzeitig eine Steigerung der elektrischen Leitfähigkeit zur Folge hat. Erhöht man, wie in Abb. 4.2(c) dargestellt, die Funkenbrenndauer (2 ms \rightarrow 2.5 ms), so lässt sich die Entflammungswahrscheinlichkeit (97 %) signifikant verbessern. Grund dafür liegt in der höheren zugeführten elektrischen Energie, die die Wärmeverluste aus dem Flammenkern bei nahezu jedem Zündvorgang vollständig kompensiert. Aber auch in diesem Fall ist eine Beschleunigung der Flammenkernbildung nicht erkennbar. Weiterhin ist für alle drei Versuche eine statistische Schwankung von $A_K(t)$ festzustellen, obwohl die elektrischen Parameter während der stationären Entladung für jeden Zündvorgang identisch sind. Das bedeutet, dass ein weiterer Effekt bei der Flammenkernbildung eine Rolle spielen muss. Es handelt sich um die Durchbruchspannung U_{DB} , die naturgemäß statistisch schwankt und sich auf die Flammenkernbildung auswirkt. Dies lässt sich leicht nachweisen, indem man U_{DB} als Funktion der aktivierten A_K kurz nach Funkendurchbruch (50 μs) aufträgt, Abb. 4.3(a). Die Korrelation zwischen U_{DB} und A_K ist offensichtlich, wonach eine hohe Durchbruchspannung zu einer großen Flammenkernfläche führt. Darüberhinaus geht aus der Abbildung hervor, dass die verbrannten Zyklen (rote Markierungen) tendentiell mit hohen Durchbruchspannungen korrelieren. Der Einfluss des Funkendurchbruchs auf die Flammenkernfläche bleibt unter stationären Randbedingungen über lange Zeit erhalten, wie aus Abb. 4.3(b) anhand des für jeden Zeitpunkt ermittelten Bestimmtheitsmaßes R^2 hervorgeht. Mit höherer Durchbruchspannung steigt die Durchbruchenergie E_{DB} überproportional an (vgl. $E_{DB} = 0.5CU_{DB}^2$). Viele Autoren bestätigen den starken Einfluss von E_{DB} auf die A_K -Bildung [30, 74, 75, 172–175].

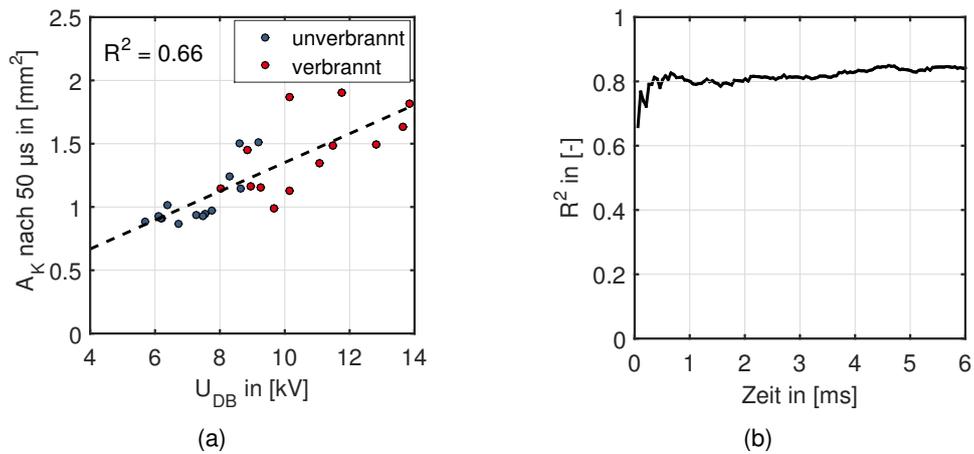


Abbildung 4.3: Korrelation zwischen U_{DB} und A_K bei $p_u = 4 \text{ bar}$, $I_{Fu} = 125 \text{ mA}$ konstant, $t_{Fu} = 3 \text{ ms}$. (a) A_K $50 \mu\text{s}$ nach Funkendurchbruch, (b) Bestimmtheitsmaß R^2 für die Korrelation links als Funktion der Zeit

Kalorimetrische Untersuchungen von Saggau [74] und Teets [75] weisen nach, dass die Energieübertragung vom Plasma an das Gemisch während dieser Phase besonders effizient abläuft. Gründe dafür sind zum einen eine sehr schnelle Einbringung der Energie in das Plasmavolumen, wodurch die Wärmeverluste an die Elektroden abnehmen, und zum anderen die Initiierung der Druckwelle, die dazu führt, dass selbst in ruhender Umgebung Strömungsprozesse in der Nähe der Elektroden initiiert werden [30, 41] und die anfängliche Flammenausbreitung begünstigen. Abbildungen 4.4(a) und 4.4(b) zeigen zum Vergleich Schlierenbilder für einen Zyklus mit $U_{DB} = 13.8 \text{ kV}$ und einen Zyklus mit $U_{DB} = 6.3 \text{ kV}$ für verschiedene Zeitpunkte nach dem Funkendurchbruch. Bereits $50 \mu\text{s}$ nach Funkendurchbruch unterscheiden sich die Schlierenbilder der beiden Zündzyklen, einerseits durch die Größe von A_K und andererseits durch die „Welligkeit“ der Flammenoberfläche, die für $U_{DB} = 13.8 \text{ kV}$ besonders stark ausgeprägt ist. Es lässt

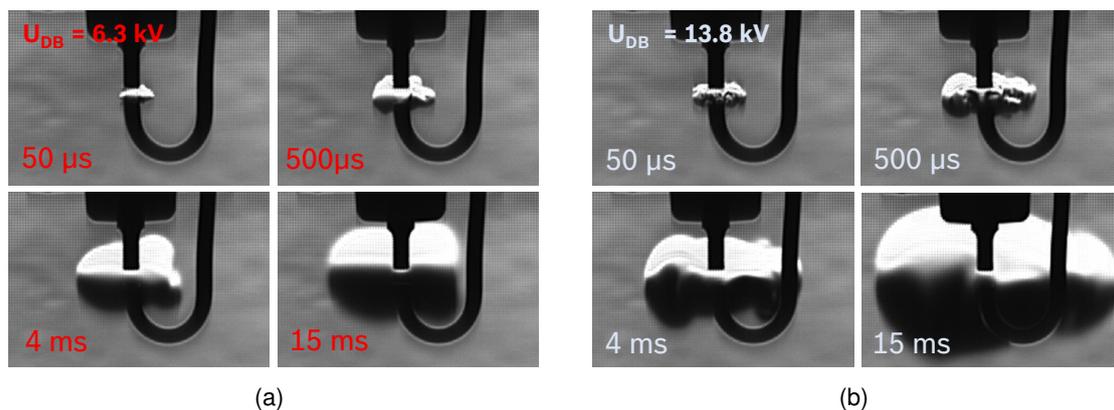


Abbildung 4.4: Einfluss der Durchbruchspannung U_{DB} auf die A_K -Bildung. (a) $U_{DB} = 6.3 \text{ kV}$, (b) $U_{DB} = 13.8 \text{ kV}$

sich daher annehmen, dass für diesen Fall intensivere Strömungsprozesse initiiert werden, die zu einer Verformung der Flammenkernoberfläche führen. Bei 15 ms kommt für $U_{DB} = 6.3 \text{ kV}$ die Flammenausbreitung vollständig zum Erliegen.

Die Ergebnisse an der Brennkammer in ruhender Umgebung haben gezeigt, dass die elektrischen Eigenschaften des Funkenplasmas die Flammenkernbildung zwar beeinflussen können, jedoch die Frage bleibt, welche Schlüsse sich aus den gewonnenen Erkenntnissen für die Entflammung im Motor ziehen lassen. Im Rahmen des Abschnitts wurde bereits auf die Geschwindigkeit der Flammenausbreitung in der Initialphase hingewiesen, die insbesondere im verdünnten Motorbetrieb eine wesentliche Rolle spielt. Hierbei konnte keine signifikante Verbesserung durch höheren Funkenstrom oder höhere Funkenenergie festgestellt werden, wengleich der Einfluss der Funkenenergie auf die Entflammungswahrscheinlichkeit deutlich erkennbar war. Die Durchbruchspannung bzw. die Durchbruchenergie kann die Flammenkernentwicklung deutlich forcieren. Aufgrund der relativ kurzen Dauer dieser Phase ist jedoch nicht auszuschließen, dass im motorischen Betrieb zu diesem Zeitpunkt ein nicht entflammbares Gemisch an der Zündkerze vorliegt.

4.2 Verhalten des Zündfunken bei Anströmung

Die Funkenauslenkung spielt hinsichtlich der Energieübertragung an das umgebende Gemisch eine wichtige Rolle. In diesem Abschnitt werden die Wechselwirkungen des Funkenplasmas mit der umliegenden Strömung aufgezeigt. Zunächst werden anhand von High-Speed-Aufnahmen die Funkenauslenkung und der sogenannte Funkenrestrike phänomenologisch untersucht. Anschließend erfolgt eine detaillierte Parameterstudie für die Klärung der Frage, wie die Funkenauslenkung von elektrischen Funkenparametern und den äußeren Randbedingungen während der Entladung beeinflusst wird. Der Abschnitt schließt mit einem physikalischen Erklärungsansatz für das Auftreten eines Restrikes.

4.2.1 Phänomenologie der Funkenauslenkung

Die maximale Auslenkung des Zündplasmas bei Anströmung unterliegt physikalischen Grenzen und führt ab Erreichen einer bestimmten Funkenlänge zur Bildung eines Kurzschlussbogens, auch Restrike genannt, zwischen den Plasmakanälen. Der Vorgang geschieht im μs -Bereich, so dass Aufnahmefrequenzen $> 100 \text{ kHz}$ notwendig sind, um den zeitlichen Ablauf hinreichend schnell zu erfassen. Hierzu wurde eine schwarz-weiß Kamera des Typs Photron SA 1.1 eingesetzt. Abbildung 4.5 a-f zeigt die zeitliche Entwicklung des Restrikevorgangs in Falschfarben, aufgenommen mit einer Bildfrequenz von 180 kHz . Beim Erreichen einer bestimmten Länge bildet sich am unteren Teil des Plasmakanals ein sogenannter Streamer, der sich in Richtung des gegenüberliegenden Plasmakanals ausbreitet (Abb. 4.5 a-d). Nachdem der Kanal kurzgeschlossen wurde (Abb. 4.5 d), kühlt der alte Kanal aus und erlischt schließlich. Der Abkühlvor-

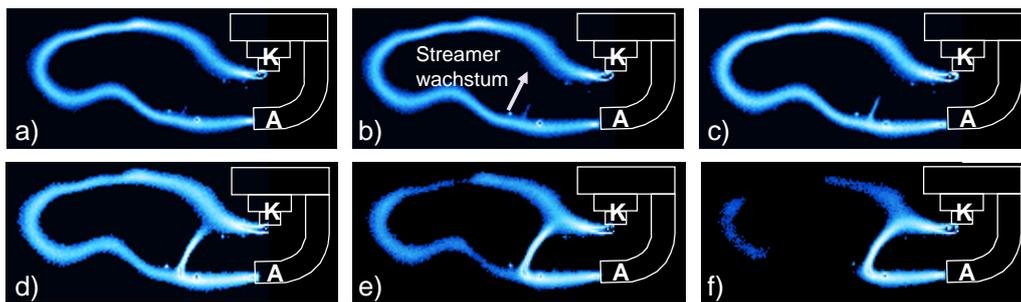


Abbildung 4.5: Zeitliche Entwicklung des Restrike Vorgangs, Aufnahme Frequenz: 180 kHz

gang ist durch die abklingende thermische Leuchterscheinung des Gases (Abb. 4.5 e-f) gut zu beobachten. Begleitet wird der Restrikevorgang von einem schnellen Spannungsabfall an der Funkenstrecke. Grund dafür ist der von der Länge des Plasmakanals abhängige Gesamtwiderstand. Nach dem Restrike beginnt die Auslenkung des Kanals erneut, bis die kritische Länge erreicht wird und sich der Vorgang wiederholt.

4.2.2 Parametervariation

Die Untersuchung der Auslenkung des Plasmakanals erfolgte durch Variation der Parameter Funkenstromniveau, Funkenstromverlauf, Strömungsgeschwindigkeit, Kammerdruck und Gemischzusammensetzung. Hierfür kommt das in Abschnitt 3.4.3 vorgestellte Auswerteverfahren zur Berechnung der Skelettlinie des Zündfunken zum Einsatz. Die maximale Auslenkung und die Anzahl der Restrikes unterliegen statistischen Schwankungen, so dass jede Messung 50 mal wiederholt wurde. Tabelle 4.1 fasst die untersuchten Parameter bei entsprechenden Randbedingungen zusammen.

Parameter	p [bar]	λ [-]	$I_{Fu} - Niveau$ [mA]	$I_{Fu} - Profil$	v_{ZK} [m/s]
p	4, 6	∞	100	konstant	7.5
λ	4	1.2, 1.5, ∞	100	konstant	10
$I_{Fu} - Niveau$	7	∞	70, 140	konstant	7.5
$I_{Fu} - Profil$	4	∞	120*, 90* 90	abfallend, aufsteigend	10
v_{ZK}	4	∞	100	konstant	14, 7.5

Tabelle 4.1: Parametervariation an der Brennkammer, *Funkenanfangsstrom

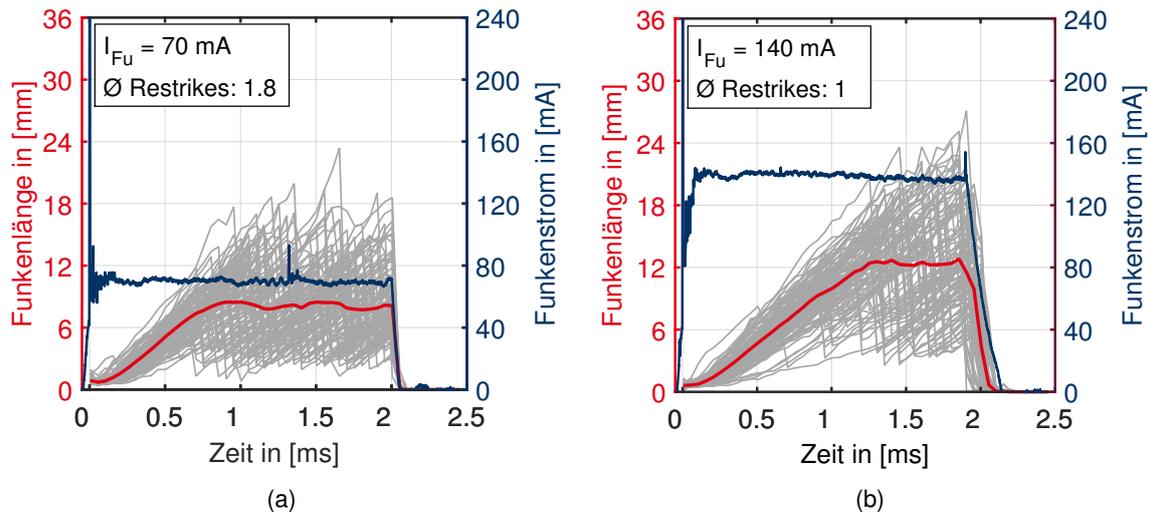


Abbildung 4.6: Einfluss des Funkenstromniveaus I_{Fu} auf die Funkenauslenkung und Restrikes. $v_{ZK} = 7.5 \text{ m/s}$, $p = 7 \text{ bar}$, Luft

Einfluss des Funkenstromniveaus, I_{Fu} - Niveau

Aktuelle Entwicklungsschwerpunkte von Funkenzündsystemen [9, 10, 50] fokussieren sich auf Systeme mit applizierbarem konstanten Funkenstromniveau über eine applizierbare Funkenbrenndauer. Der positive Einfluss des Funkenstromniveaus auf die zyklischen Schwankungen im verdünnten Motorbetrieb konnte in zahlreichen Studien [48, 50, 176, 177] bestätigt werden, wonach ein höheres Funkenstromniveau die Initialphase der Verbrennung begünstigt und die Verbrennung stabilisiert. Auf die physikalischen Ursachen wird dabei nicht im Detail eingegangen. Abbildungen 4.6(a) und 4.6(b) zeigen den Einfluss des Funkenstromniveaus auf die Auslenkung des Zündfunken bei einer Funkenbrenndauer von 2 ms. Die grauen Linien stellen dabei die ermittelten Funkenlängen für 50 aufeinanderfolgende Zündsequenzen dar. Einzelne Restrikes sind anhand steiler negativer Gradienten im Verlauf zu erkennen. Der zu jedem Zeitpunkt ermittelte Mittelwert (rote Kurve) aus allen Zündsequenzen der Funkenlänge macht deutlich, dass ab einem bestimmten Zeitpunkt aufgrund von Restrikes ein Plateau erreicht wird. Das bedeutet, dass ab diesem Zeitpunkt Restrikes verstärkt einsetzen und der Plasmakanal somit nicht länger ausgelenkt werden kann. Bei einem Funkenstrom von 140 mA ist dies ab ca. 1.3 ms der Fall, wobei Funkenlängen in einzelnen Zündvorgängen von bis zu 24 mm erreicht werden. Wird der Funkenstrom wie in Abb. 4.6(a) annähernd halbiert, so setzen Restrikes bereits nach 0.8 ms ein, wodurch die maximal erreichbare Funkenlänge auf maximal 18 mm begrenzt wird.

Einfluss des Funkenstromprofils, I_{Fu} - Profil

Neben positiven Aspekten auf die Entflammung, wie etwa der Erfassung größtmöglicher Gemischvolumina durch lange Funken, führt hoher Funkenstrom über die gesamte Funkenbrenndauer zu ausgeprägten Verschleißerscheinungen an den Zündkerzenelektroden [69, 70, 178]. Dadurch wird die Lebensdauer verringert. Darüber hinaus müssen für die Aufrechterhaltung ho-

4.2 Verhalten des Zündfunken bei Anströmung

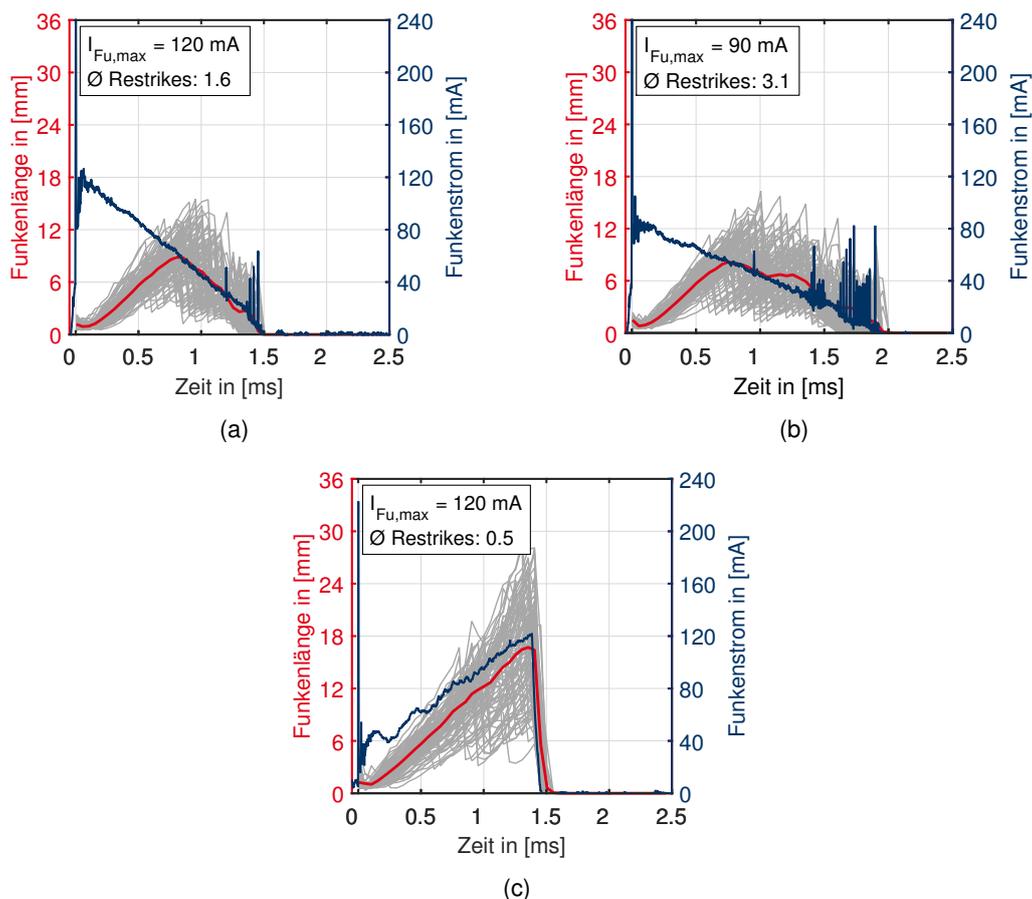


Abbildung 4.7: Einfluss des Funkenstromprofils auf die Funkenauslenkung und Restrikeres. $v_{ZK} = 10 \text{ m/s}$, $p = 7 \text{ bar}$, Luft

her Funkenströme auch hohe Energiemengen durch das Zündsystem bereitgestellt werden. Da ohmsche Verluste quadratisch mit dem Funkenstrom zunehmen, steigt dadurch der notwendige Energiebedarf aus dem Bordnetz eines Fahrzeugs überproportional an [64]. Es stellt sich daher die Frage, wie man den teilweise kontroversen Anforderungen begegnen kann. Das in Ottomotoren am weitesten verbreitete konventionelle induktive Zündsystem weist einen charakteristischen abfallenden Stromverlauf über der Zeit auf. Je nach eingespeicherter Spulenenergie sind Funkenbrenndauern von 1.5 - 2.5 ms typisch. Außerdem stellt sich bei der Auslegung des Zündsystems die Frage, ob bei identischer eingespeicherter Spulenenergie eher hoher Funkenstrom und kurze Funkenbrenndauer oder umgekehrt bezüglich Entflammungsgüte von Vorteil ist. Der Funkenanfangsstrom variiert dabei je nach Auslegung der Spuleninduktivitäten üblicherweise in einem Bereich von 90 - 120 mA. Abbildung 4.7(a) zeigt den Einfluss des abfallenden Stromprofils auf die Funkenlänge. Sowohl die Einzelzyklen als auch der Mittelwert zeigen, dass ab einem Stromniveau von ca. 50 mA die Funkenlänge stetig abnimmt. Grund dafür ist die stetig zunehmende Anzahl der Restrikeres mit abfallendem Funkenstrom. Im Hinblick auf die Entflammung im

motorischen Betrieb ist daher davon auszugehen, dass bei Unterschreitung eines bestimmten Stromniveaus das Funkenplasma in der Nähe der Zündkerzenelektroden verbleibt, wodurch die Erfassung von Frischgemisch gehemmt wird. Darüber hinaus sind höhere Wärmeverluste vom Flammenkern an die relativ kalten Elektroden wahrscheinlich. Wählt man bei der Auslegung des Zündsystems einen niedrigeren Funkenanfangsstrom von beispielsweise 90 mA, ergibt sich ein ähnliches Verhalten, Abb. 4.7(b). Allerdings steigt die Anzahl an Restrikes auf fast das Doppelte an, obwohl die Funkenbrenndauer von 1.5 ms auf 2.0 ms um ca. 1/3 erhöht wurde. Grund dafür ist das im Mittel niedrigere Stromniveau über eine längere Zeitdauer und daher eine höhere Anzahl an Restrikes. Um die Restrikeeignung bei unterschiedlichen Funkenbrenndauern zu bewerten, ist es daher zweckmäßiger, die absolute Anzahl an Restrikes auf die Funkenbrenndauer zu beziehen. Im Fall 4.7(a) ergeben sich damit 1.1 Restrikes pro ms und im Fall 4.7(b) 1.6 Restrikes pro ms. Hinsichtlich Restrikeeignung ist das Stromprofil in Abb. 4.7(a) daher nur leicht im Vorteil, obwohl das Stromniveau in der Anfangsphase der Entladung auf einem höheren Niveau liegt. Eine Möglichkeit, das Funkenplasma zu stabilisieren und damit die Restrikehäufigkeit zu verringern, wäre ein aufsteigendes Stromprofil, Abb. 4.7(c). Im Vergleich zu einem konstanten Funkenstrom über die gesamte Funkenbrenndauer hätte dieses Vorteile hinsichtlich Elektrodenverschleiß. Dessen praktische Umsetzung ließe sich etwa mit Hilfe eines leistungsgeregelten Zündsystems realisieren. Solange der Zündfunke zu Beginn der Entladung noch relativ kurz ist, ist es nicht notwendig, diesen durch hohe Funkenströme zu stabilisieren. Erst mit fortschreitender Zeit und dem stetigen Zuwachs der Funkenlänge wird der Funkenstrom erhöht und damit der Restrike verzögert. Mit diesem Verfahren bestünde die Möglichkeit, lange Zündplasmen zu generieren, ohne den Funkenstrom auf einem konstant hohen Niveau halten zu müssen. Zählt man die Anzahl an Restrikes, so lässt sich eindeutig feststellen, dass im Vergleich zur konventionellen Entladecharakteristik (vgl. Abb. 4.7(a)) mit einer durchschnittlichen Anzahl an Restrikes von 1.1 pro ms lediglich 0.3 Restrikes pro ms auftreten. Für den letzteren Fall mit einer absoluten durchschnittlichen Anzahl von 0.5 Restrikes pro Entladung bedeutet dies, dass in ca. 50 % aller Zündzyklen kein einziger Restrike auftritt.

Einfluss des Strömungsgeschwindigkeit, v_{ZK}

Je nach Motorlast, Drehzahl, ZKP sowie Brennraum- und Einlasskanalgeometrie kann die Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze sehr stark variieren. Die Kenntnis über das Verhalten des Zündplasmas bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten gibt Aufschluss über mögliche Auswirkungen bei der Entflammung. Abb. 4.8(a) und 4.8(b) zeigen die Auslenkung des Zündfunkens für 14 m/s bzw. 7.5 m/s bei sonst identischen Randbedingungen. Der Versuch wurde bei einem zeitlich konstanten Funkenstromniveau von 100 mA durchgeführt. Wie in Abb. 4.8(a) dargestellt, wird mit höherer Strömungsgeschwindigkeit eine größere Funkenlänge erreicht als im rechten Fall, obwohl die mittlere Anzahl an Restrikes pro Zündevent für 14 m/s 4.1 und für 7.5 m/s 2.5 beträgt. Durch den schnelleren Längenzuwachs ist der erreichte Endwert größer, bevor der Restrike einsetzt. Ähnliche Ergebnisse konnten aus den Untersuchungen nach [9, 53] abgeleitet werden.

4.2 Verhalten des Zündfunken bei Anströmung

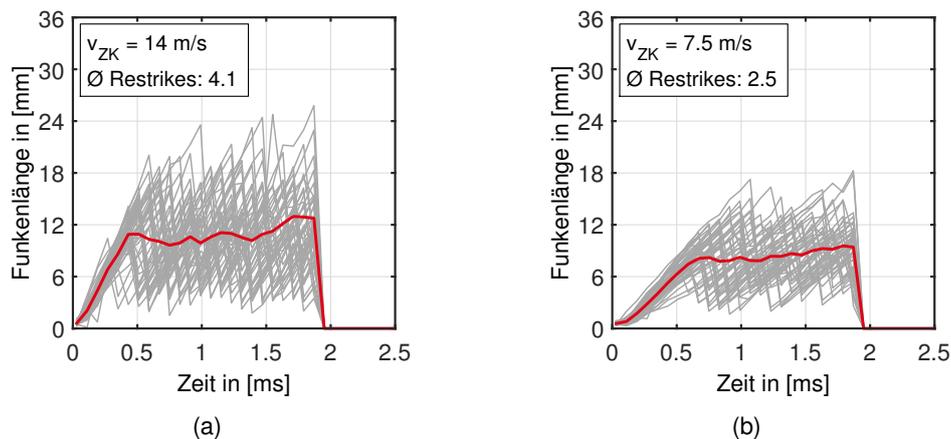


Abbildung 4.8: Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit v_{ZK} auf die Funkenauslenkung und Restrikes. $I_{Fu} = 100 \text{ mA}$ konstant, $p = 4 \text{ bar}$, Luft

Einfluss der Gemischzusammensetzung, λ

Der Einfluss der Gemischzusammensetzung auf die Auslenkung des Zündplasmas wird bei drei Gemischzusammensetzungen, $\lambda = \infty$, $\lambda = 1.5$ und $\lambda = 1.2$, untersucht. Zur Einhaltung identischer Strömungsgeschwindigkeiten wurde der Gesamtvolumenstrom des Gemisches für alle drei Fälle gleichgestellt. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9(a) - 4.9(c) dargestellt. Bei sonst identischen äußeren Randbedingungen führen fettere Gemische zur Destabilisierung des Plasmakanals und folglich zu mehr Restrikes. Bei identischer Strömungsgeschwindigkeit resultieren daraus längere Zündfunken für magere Gemische. Ein Erklärungsansatz für diesen Zusammenhang wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

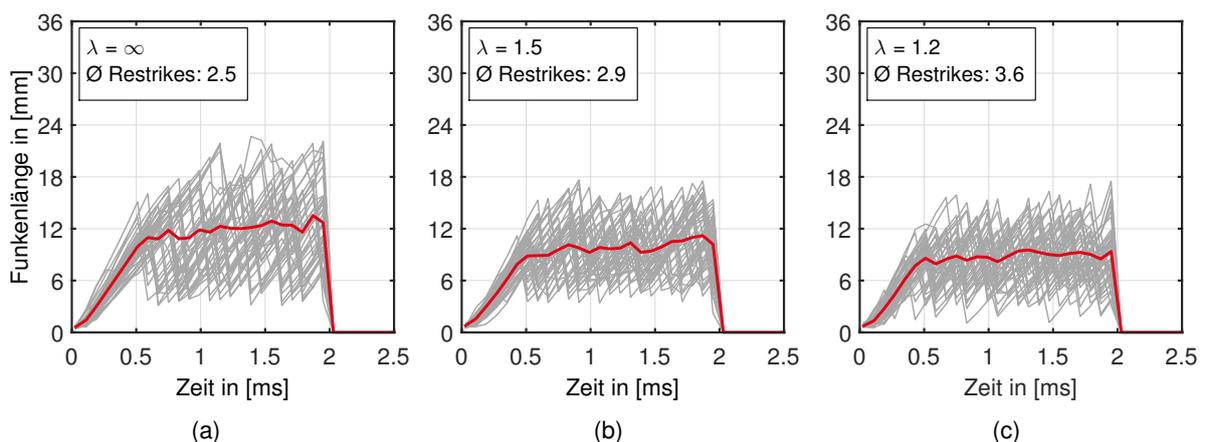


Abbildung 4.9: Einfluss der Gemischzusammensetzung auf die Funkenauslenkung und Restrikes. $v_{ZK} = 10 \text{ m/s}$, $p = 4 \text{ bar}$, $I_{Fu} = 100 \text{ mA}$ konstant

Einfluss des Umgebungsdrucks, p

Der Einfluss des Umgebungsdrucks auf die Auslenkung des Plasmakanals wird bei 4 und 6 bar analysiert. Die Drücke zum ZZP im motorischen Betrieb umfassen je nach Betriebspunkt einen weiten Wertebereich. Je nach Motorauslegung können an der Vollast Drücke größer als 50 bar zum ZZP vorliegen. Der an der Brennkammer untersuchte Druckbereich liegt demnach deutlich darunter und ist auf den ersten Blick eher für den Niedriglastbereich (z.B. Leerlauf) relevant. Allerdings ist zu beachten, dass die Brennkammer bei Umgebungstemperatur betrieben wird. Der Vergleich der Dichte zum ZZP bestätigte daher, dass der an der Brennkammer untersuchte Druckbereich die motorische Teillast hinsichtlich Dichte zum ZZP weitestgehend abdeckt. Abbildungen 4.10(a) und 4.10(b) zeigen den Einfluss des Drucks bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 7.5 m/s. Mit höherem Druck wird der Plasmakanal stabilisiert und die maximale Zündfunkenlänge nimmt zu. Untersuchungen nach Sackmann et al. [9] zeigen ähnliches Verhalten in einem Druckbereich von 1 - 10 bar. Die Autoren zeigen jedoch auch, dass die Auslenkung für noch höhere Drücke konstant bleibt oder sogar wieder leicht abnimmt.

4.2.3 Physikalischer Erklärungsansatz für den Restrike

Für das Verständnis des Restrikes müssen die im Grundlagenkapitel 2.2 vorgestellten Zusammenhänge zwischen Plasmatemperatur, Leitfähigkeit und elektrische Feldstärke in der Plasmasäule herangezogen werden. Die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas wird sehr stark von dessen Temperatur bestimmt. Die Änderung des Funkenstroms bewirkt eine relativ geringe Änderung der Plasmatemperatur (vgl. Abb. 2.6(a)), jedoch eine signifikante Änderung der Leitfähigkeit (vgl. Abb. 2.7) und damit nach Gl. 2.11 der elektrischen Säulenfeldstärke (vgl. Abb. 2.4(a)). Eine Abkühlung des Funkenplasmas, etwa durch Konvektion, führt im Umkehrschluss

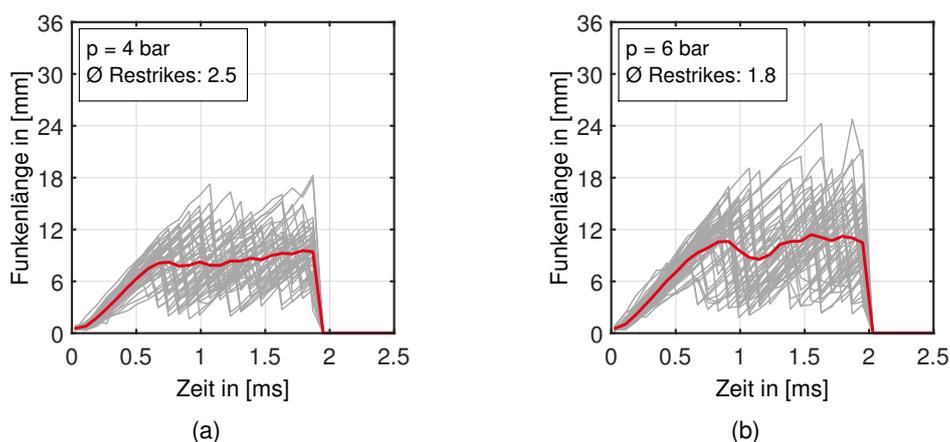


Abbildung 4.10: Einfluss des Umgebungsdrucks p auf die Funkenauslenkung und Restrikes, bei $I_{Fu} = 100$ mA konstant, $v_{ZK} = 7.5$ m/s, Luft

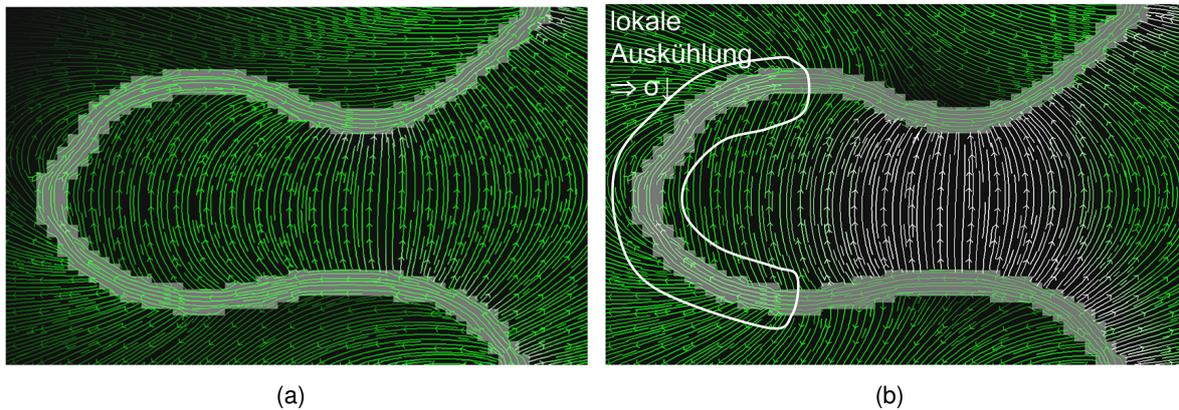


Abbildung 4.11: Elektrische Feldstärke innerhalb und außerhalb des Plasmakanals. (a) konstante Leitfähigkeit des Plasmakanals, (b) lokale Auskühlung des Plasmakanals

zu einer Absenkung der Leitfähigkeit. Weiterhin steigt mit zunehmender Zündfunkenlänge die Spannung zwischen den Elektroden an, da sich diese aus $U_{Fu} = \ell \cdot E_s$ berechnen lässt. Nimmt man eine hypothetische Plasmakanalgeometrie an und setzt zusätzlich voraus, dass die Leitfähigkeit in radialer Richtung über den Kanalquerschnitt konstant ist, so lässt sich bei Anlegen eines Potentials der Feldlinienverlauf innerhalb und außerhalb des Plasmakanals mittels einer elektrostatischen Feldsimulation [179] beschreiben, Abb. 4.11(a). Die Helligkeit der Feldvektoren stellt dabei qualitativ die Höhe der elektrischen Feldstärke dar. Es überrascht nicht, dass die Feldlinien nicht nur entlang des stromleitenden Kanals, sondern auch außerhalb verlaufen und damit auch eine Kraft auf die Ladungsträger, z.B. quer zum Kanal, ausüben. Ist die elektrische Feldstärke ausreichend groß, so kann das Gas zwischen den beiden Kanälen, ähnlich wie im Funkendurchbruch, ionisiert werden und damit den ursprünglichen Kanal durch einen neuen kurzschließen. Die elektrische Feldstärke quer zu den Kanälen ist eine Funktion der Kanallänge und dessen Leitfähigkeit. Wie beschrieben, ist die Leitfähigkeit eines Gleichgewichtsplasmas eine steile Funktion der Temperatur. Bei Anströmung ist nicht auszuschließen, dass der Plasmakanal lokal stärker ausgekühlt wird als an anderen Stellen, wodurch die Leitfähigkeit σ lokal abfällt. Abbildung 4.11(b) veranschaulicht diesen Effekt. Die elektrische Feldstärke zwischen den Plasmabögen steigt dabei an (weiße Pfeile zwischen den Plasmabögen). Der Stabilisierungseffekt des Plasmakanals durch höhere Funkenströme kann damit wie folgt erklärt werden: Mit höherem Funkenstrom steigen die Plasmatemperatur und die Leitfähigkeit des Kanals an. Dadurch sinkt die Feldstärke zwischen den Kanälen, eine notwendige Bedingung für die Bildung eines Kurzschlussbogens. Der bestehende Plasmakanal kann dadurch länger der Strömung folgen. Mit abfallendem Funkenstrom, wie etwa bei konventionellen Zündsystemen, sinkt a priori die Leitfähigkeit des Kanals mit der Zeit. Damit verschärfen sich während der Entladung die Bedingungen für die Bildung eines Kurzschlussbogens, was auch die steigende Anzahl an Restrikes mit der Zeit erklärt (vgl. Abb. 4.7(a), 4.7(b)). Der Einfluss der Gemischzusammensetzung auf den Restrike kann dadurch erklärt werden, dass die Bildung des Kurzschlussbogens durch

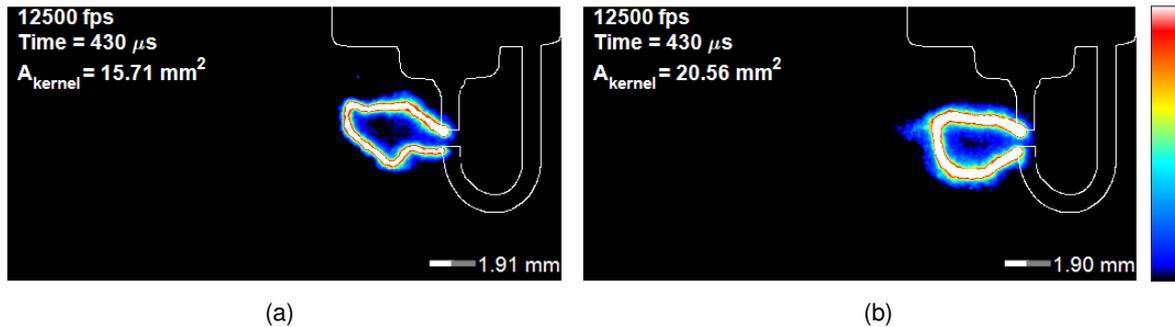


Abbildung 4.12: Lichtemission als Funktion von λ . (a) Luft, (b) $\lambda = 1.2$

freie Ladungsträger [30] zwischen den Plasmabögen forciert wird. Im Übrigen ist dies auch der Grund dafür, warum der Restrike typischerweise bei einer geringeren Spannung einsetzt ($\ll 10$ kV) als die Zündspannung beim Funkendurchbruch bei identischer Gasdichte. Elektronen und Ionen liegen nämlich bereits vor und müssen nicht, wie im letzteren Fall, erst gebildet werden. Freie Ladungsträger können z.B. durch die Aufheizung des Gases in unmittelbarer Umgebung des stromleitenden Kanals erzeugt werden. Die Annahme wird anhand eines Vergleichs der Lichtemission ausserhalb des stromleitenden Kanals für Luft und Gasgemisch ($\lambda = 1.2$) bekräftigt, wie Abb. 4.12(a), 4.12(b) zeigen. Beide Bilder repräsentieren einen identischen Aufnahmezeitpunkt, $430 \mu\text{s}$ nach Funkendurchbruch. Aufgrund hoher Intensitätsunterschiede zwischen Funkenplasma und dem umgebenden Gas (Faktor 20!) wurde den Rohbildern eine Farbpalette zugewiesen, um Unterschiede zu verdeutlichen. Erwartungsgemäß ist die Temperatur in der Umgebung des Plasmakanals durch die einsetzende Verbrennung bei $\lambda = 1.2$ (Abb. 4.12(b)) höher als im Fall für Luft (Abb. 4.12(a)), was sich anhand der intensiveren Leuchterscheinung innerhalb des Plasmakanals und ringsum annehmen lässt. Darüber hinaus sind unter den Reaktionszwischenprodukten auch Ionen vertreten [37, 140, 180, 181]. Aus diesem Grund sind die Bedingungen für die Bildung eines Kurzschlussbogens für brennfähige und insbesondere für fettere Gemische vorteilhafter als für verdünnte Gemische.

4.3 Flammenkernbildung im angeströmten Fall

Im angeströmten Fall wird die Zündung in ein brennfähiges Propan/Luftgemisch eingeleitet. Gewählt wurde ein mageres Gemisch ($\lambda = 1.5$), um die Sensitivität der Zündparameter auf den Flammenkernbildungsprozess stärker hervorzuheben. Anders als im stationären Fall, wird bei Anströmung in ein offenes System gezündet. Das verbrannte Gemisch verlässt die Brennkammer durch die Auslassöffnung, wodurch es u.U. nicht zur vollständigen Umsetzung des gesamten Kammervolumens und damit zum signifikanten Druckaufbau kommt. Daher ist die Definition einer gelungenen Verbrennung – im Sinne von Überschreitung einer Druckschwelle – nicht zielführend. Außerdem besteht bei Anströmung die Schwierigkeit, dass der Flammenkern je nach

Strömungsgeschwindigkeit den Sichtbereich noch vor Ende der Funkenentladung verlassen kann. Aus diesem Grund erfolgte die Bewertung der Flammenkernfläche bei einer maximalen Anströmgeschwindigkeit von $v_{ZK} = 10 \text{ m/s}$. Aufgezeichnet wurde das Flammeneigenleuchten (Abschnitt 3.4.2) mit anschließender Auswertung der projizierten Flammenkernfläche (vgl. Abb. 3.9(b)) analog zu der Auswertemethode in ruhendem Gemisch. Die Flammenkernentwicklung unter angeströmten Randbedingungen unterliegt, analog zum stationären Fall, zyklischen Schwankungen, wenngleich auch hierbei das Gemisch perfekt homogenisiert ist. In ruhender Umgebung wurde bereits gezeigt, dass sich zyklische Schwankungen der Durchbruchspannung direkt auf die Flammenkernbildung auswirken. Bei Anströmung haben zusätzlich das turbulente Strömungsfeld und die Interaktion des Zündfunken mit der Strömung einen signifikanten Einfluss auf die Entwicklung des Flammenkerns. Die Zündfunkenauslenkung wird durch den Restrike unterbrochen, wodurch die Verteilung der thermischen Energie im Gemisch beeinflusst wird. Ausserdem hängt bei konstanter Entladedauer die eingetragene Energie direkt mit der Auslenkung des Zündfunken zusammen, so dass auch diese zyklisch schwankt. Um Stromprofile miteinander vergleichen zu können, ist es daher sinnvoll die Zündfunkenenergie wenigstens im statistischen Mittel aus den 50 aufeinanderfolgenden Messungen gleichzustellen. Für die Entflammungsuntersuchungen im angeströmten Fall wurden zwei vollkommen unterschiedliche Stromprofile gewählt, ein abfallendes Stromprofil mit 120 mA Funkenanfangsstrom und 1.65 ms Funkenbrenndauer und ein aufsteigendes Stromprofil, wobei der Strom innerhalb von 1.3 ms von 10 mA auf 120 mA hochgerampft wird. Die Entladedauer beider Profile wurde so gewählt, dass sich im statistischen Mittel eine elektrische Funkenenergie von 90 mJ einstellt. Abbildungen 4.13(a) und 4.13(b) zeigen exemplarisch ausgewählte Bildsequenzen bei der Bildung des Flammenkerns für beide Stromprofile in Falschfarbendarstellung (Farbskala identisch). Während der Funkenbrennphase (Zeitpunkte „a“ und „b“) sind die Unterschiede beider Profile anhand der Lichtemission des Lichtbogens deutlich sichtbar. Beim aufsteigenden Stromprofil nimmt diese mit der Zeit zu und beim abfallenden Stromprofil mit der Zeit ab. Grund dafür ist die Erhöhung bzw. Absenkung der Ladungsträgerdichte und die damit einhergehende höhere bzw. niedrigere Anzahl an Stoßprozessen innerhalb des stromleitenden Kanals. Wie bereits beschrieben, muss die Belichtungszeit während der Funkenbrennphase aufgrund hoher Intensitätsunterschiede zwischen dem Plasmakanal und der Flamme (vgl. Abb. 4.13(b), Zeitpunkt „b“) reduziert werden, um eine Überbelichtung des Kamerachips zu vermeiden. Erst kurz nach Erlöschen des Zündfunken (Zeitpunkt „c“) wird die Belichtungszeit erhöht und die aktivierte Flammenkerfläche vollständig sichtbar. Auffällig ist, dass nach der Funkenbrennphase (Zeitpunkt „c“) der Flammenkern beim aufsteigenden Profil eine kompaktere Form aufweist (Abb. 4.13(a)) als beim abfallenden Stromprofil (Abb. 4.13(b)). Der Grund dafür ist die stetige Stabilisierung des Zündplasmas durch den ansteigenden Funkenstrom, wodurch der Restrike verhindert wird. Der Plasmafaden bleibt folglich intakt und die Freisetzung der Energie erfolgt lokal um das Plasma herum. Beim abfallenden Stromprofil wird das Zündplasma mit fortschreitender Zeit instabiler und führt zu häufigem Abreißen des Zündfunken. Folglich wird die Energie auf lokal unterschiedliche Zonen im turbulenten Freistrahle verteilt, wodurch der Flam-

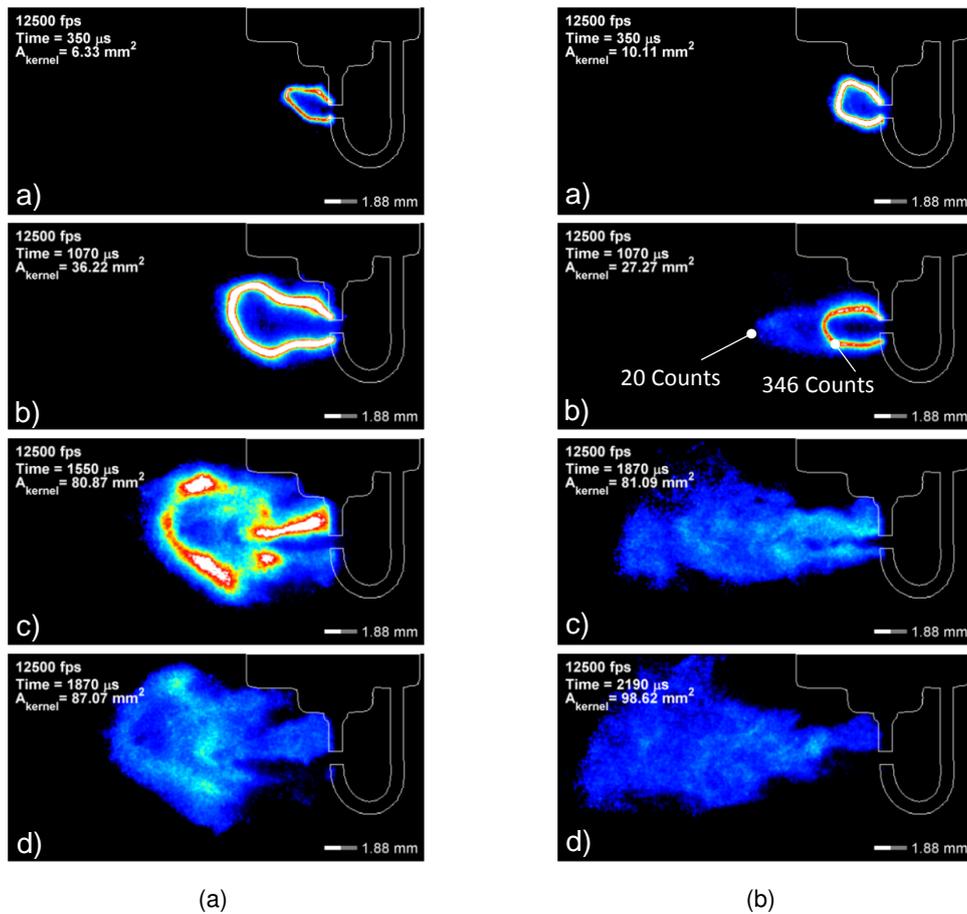


Abbildung 4.13: Flammenkernbildung für verschiedene Zeitpunkte (a-d) bei $p = 4 \text{ bar}$, $v_{ZK} = 10 \text{ m/s}$, $\lambda = 1.5$, $E_{Fu,el} = 90 \text{ mJ}$. (a) aufsteigendes Stromprofil, (b) abfallendes Stromprofil

menkern zerklüftet wird. Die Auswertung der Flammenkernfläche beider Stromprofile ist in Abb. 4.14(a) und 4.14(b) dargestellt. Die dünnen Linien beschreiben den Verlauf einzelner Sequenzen und die dicke Linie den Mittelwert zu jedem Zeitpunkt. Wie angemerkt, kann A_K während der Funkenbrennphase unterschätzt werden (gestrichelt umrandetes Dreieck), je nachdem wie hoch das Funkenstromniveau ist. Während der Funkenbrennphase sinkt die Lichtemission des Zündfunken beim abfallenden Stromprofil mit der Zeit ab, da diese vom Absolutniveau des Funkenstroms abhängt. Dies erklärt die vermeintliche Abnahme von A_K mit der Zeit. Nach Brenne des Zündfunken wird die Belichtungszeit erhöht, wodurch ein Knick im zeitlichen Verlauf entsteht. Vergleicht man die erreichten Flammenkernflächen kurz nach Brenne des Zündfunken $A_{K,\Delta t}$, so sind die Unterschiede beider Profile moderat. Allerdings stellt man beim abfallenden Stromprofil zu späteren Zeiten fest, dass es im Scheitelpunkt des Verlaufs von A_K einige Zyklen gibt, in denen sich der Flammenkern weiterentwickelt und teilweise Flächen über 100 mm^2 erreicht werden. Außerdem ist die Streuung der Flächenverläufe deutlich größer als für das aufsteigende Profil. Mit fortschreitender Zeit ($t > 2 \text{ ms}$) wird der Flammenkern aus dem

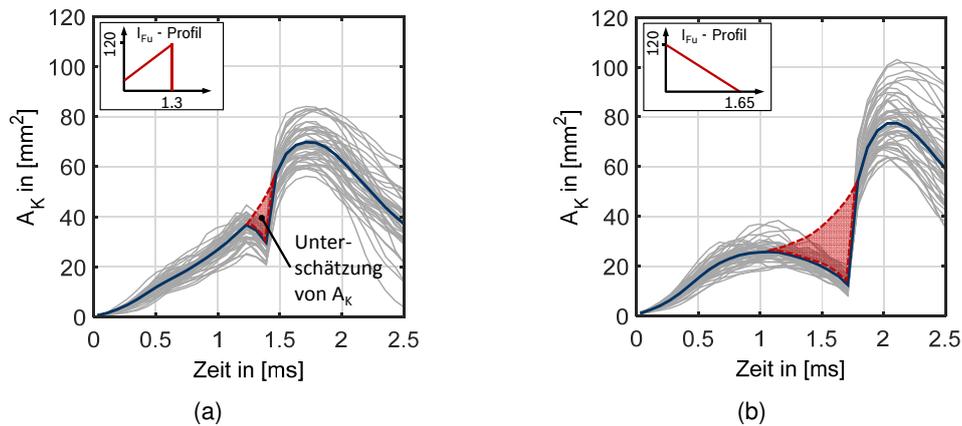


Abbildung 4.14: $A_K(t)$ für 50 Zündzyklen (dünne Linien) bei $p = 4$ bar, $v_{ZK} = 10$ m/s, $\lambda = 1.5$, $E_{Fu,el} = 90$ mJ. Dicke Linie beschreibt den Mittelwert zu jedem Zeitpunkt, (a) aufsteigendes Stromprofil, (b) abfallendes Stromprofil

Sichtbereich weggetragen, womit die detektierte Fläche wieder abnimmt. Aus den optischen Beobachtungen und der Auswertung lassen sich folgende Hypothesen ableiten: Höhere Anzahl an Restrikes führt zur lokalen Verteilung der thermischen Energie im Gemisch. Die gebildeten Flammenzonen können während der Funkenbrenndauer und danach mit der turbulenten Strömung des Freistrahls interagieren und die Wärme in unverbrannte Zonen abtransportieren. Stromprofile mit wenig Neigung zu Restrikes, bilden bei identischer Energie eher kompakte Flammenkerne.

4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

In ruhenden Gemischen ist die Flammenkernbildung sehr stark von den Vorgängen in der Durchbruchphase geprägt. Hierbei beschleunigen hohe Durchbruchspannungen und damit hohe Durchbruchenergien die Flammenkernentwicklung, da einerseits der Energieübertragungswirkungsgrad vom Plasma an das umgebende Gemisch in dieser Phase besonders hoch ist, und andererseits durch den schnellen Energieeintrag und der damit einhergehenden lokalen Druckerhöhung eine schnelle Ausdehnung des Flammenkerns resultiert (vgl. Abb. 4.4(a) und 4.4(b)). Eine starke Korrelation zwischen der Flammenkerngröße und der Durchbruchspannung konnte auch für Zeiten weit nach Ende der Funkenentladung eindeutig festgestellt werden (vgl. Abb.4.3(b)). Die Erhöhung der gesamten Zündfunkenenergie, etwa durch Erhöhung des Funkenstroms oder der Entladedauer, bringt im stationären Fall kaum Vorteile hinsichtlich Beschleunigung der Flammenkernbildung, wenn auch die Entflammungswahrscheinlichkeit magerer Gemische erhöht werden kann. Eine schnelle Flammenkernbildung ist im motorischen Betrieb jedoch essentiell, um das gesamte Gemisch in einer angemessenen Zeit umsetzen und damit die Laufruhe des Motors positiv beeinflussen zu können.

Im zweiten Schritt wurde die Zündfunkenauslenkung in strömenden Gemischen untersucht. Die maximale Auslenkung des Plasmakanals unterliegt physikalischen Grenzen und führt ab Erreichen einer bestimmten Länge des Zündfunken zu einem Restrike, d.h. einer Verkürzung des Kanals durch Bildung eines Kurzschlussbogens (vgl. Abb. 4.5). Das Einsetzen des Restrikes und damit die Funkenlänge hängen sowohl von äußeren Randbedingungen (Druck, Strömungsgeschwindigkeit, Gemisch,...) als auch von den elektrischen Eigenschaften des Plasmakanals ab. Hoher Funkenstrom stabilisiert den Zündfunken, d.h. führt zu weniger Restrikes und hilft damit lange Plasmabögen darzustellen. Das abfallende Stromprofil konventioneller Funkenzündsysteme führt ab Erreichen einer Stromschwelle von etwa 40-50 mA zu einem signifikanten Anstieg an Restrikes (vgl. Abb. 4.7(a), 4.7(b)), wodurch der Funke in der Nähe der relativ kalten Elektroden verbleibt und hohe Quenchingverluste nicht auszuschließen sind. Mittels einer elektrostatischen Simulation der elektrischen Feldstärke und Berücksichtigung thermoelektrischer Zusammenhänge des stromleitenden Plasmakanals konnten die empirisch gewonnenen Ergebnisse bei der Bildung des Restrikes physikalisch erklärt werden.

Im dritten Teil der Brennkammeruntersuchungen wurde die Bildung des Flammenkerns in einem strömenden Gemisch ($\lambda = 1.5$) untersucht. Der Eintrag elektrischer Energie erfolgte mittels zwei unterschiedlicher Stromprofile, einem abfallenden Funkenstromverlauf und einem mit der Zeit ansteigendem Funkenstrom, beide mit nahezu identischer Funkenenergie. Auch wenn im Rahmen der Untersuchungen nicht der Anspruch erhoben werden soll, die Ergebnisse uneingeschränkt auf die Randbedingungen im Motor (v.A. Strömungszustand, Turbulenz) übertragen zu können, so lassen sich grundlegende Zusammenhänge dennoch sehr gut nachvollziehen. Das abfallende Stromprofil führt durch die hohe Anzahl an Restrikes zu einer Zerklüftung des Flammenkerns, während das ansteigende Stromprofil durch die deutlich geringere Anzahl an Restrikes tendenziell kompakte Flammenkerne herbeiführt (vgl. Abb. 4.13(a), 4.13(b)). Die Auswertung der projizierten Flammenkernflächen konnte hingegen keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Stromprofilen aufzeigen.

5 Untersuchungen am Einzylinder-Forschungsmotor

Die Untersuchungen am EZ- Forschungsmotor adressieren im ersten Abschnitt die Auswirkungen des Betriebspunkts und der eingespeisten Primärenergie auf die ohmschen Verluste konventioneller Spulenzündsysteme durch Aufstellung einer elektrischen Energiebilanz. Der zweite Abschnitt widmet sich optischen Untersuchungen zur Flammenkernbildung im homogen mageren Betrieb bei verschiedenen Betriebspunkten und der Variation elektrischer Eigenschaften des Zündfunken. Zur Analyse der zyklischen Schwankungen in der Flammenkernbildung werden die in Kap. 3 beschriebenen Methoden und Werkzeuge eingesetzt.

5.1 Elektrische Verlustteilung der Transistorspulenzündung

Die Aufstellung der Energiebilanz erfolgte für das in Kap. 3.3 vorgestellte TSZ-System der Fa. Bosch. Im ersten Schritt wurde bei konstantem Betriebspunkt ($p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 1300 \text{ min}^{-1}$) die eingespeiste Primärenergie durch Einstellung der Schließzeit variiert. Bei konventionellen TSZ-Systemen resultiert daraus näherungsweise eine Parallelverschiebung des Sekundärstroms (vgl. Abb. 3.3). Abbildungen 5.1(a) und 5.1(b) zeigen für 200 Zyklen ein Streudiagramm für die ermittelte elektrische Funkenenergie und Funkenbrenndauer für verschiedene Schließzeiten von 3.27 ms bzw. 5.35 ms. Die Abbildungen zeigen, dass die Funkenbrenndauer t_{Fu} und die elektrische Funkenenergie $E_{Fu,el}$ zyklisch schwanken. Grund dafür liegt in der Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit am Zündort, wodurch die Funkenauslenkung und damit der Spannungsabfall an der Funkenstrecke beeinflusst wird. Weiterhin lässt sich eine Korrelation zwischen t_{Fu} und $E_{Fu,el}$ feststellen. Funken mit kurzer Brenndauer setzen tendentiell mehr Energie frei als die mit langer Funkenbrenndauer, obwohl die eingespeiste Primärenergie zyklusindividuell konstant ist. Dieser Zusammenhang lässt sich auf ohmsche Verluste im Sekundärkreis zurückführen. Da bei einer konstanten Schließzeit der Funkenanfangsstrom für jedes Zündevent näherungsweise konstant bleibt, hängen die ohmschen Verluste direkt mit der Entladedauer zusammen (vgl. Gl. 3.6). Demnach wird mehr Energie dissipiert, je länger der Funke brennt bzw. je niedriger die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort und damit die Funkenbrennspannung sind. Für beide Schließzeiten lässt sich nun die elektrische Energiebilanz, bezogen auf den Mittelwert aus den gemessenen elektrischen Messgrößen für 200 Arbeitsspiele, aufstellen. Beim Laden der Spule geht ein Teil der elektrischen Energie in der Primärwicklung und

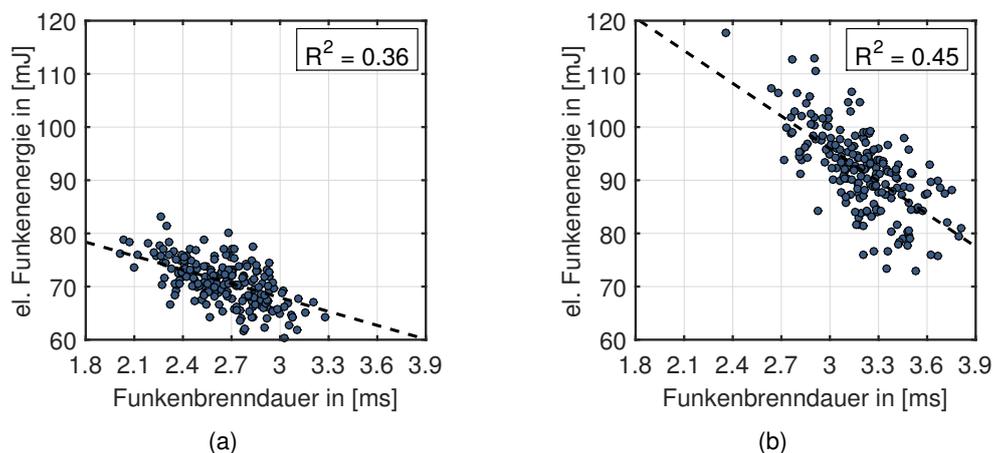


Abbildung 5.1: Funkenenergie und Funkenbrenndauer für 200 Zyklen bei $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 1300 \text{ min}^{-1}$. (a) Schließzeit $t_s = 3.27 \text{ ms}$, (b) Schließzeit $t_s = 5.35 \text{ ms}$

am IGBT verloren. Die Verluste auf der Primärseite $E_{p,v}$ steigen mit längerer Schließzeit von ca. 12 % auf 20 % an, Abb. 5.2(a) und 5.2(b). Weitere Verluste¹ von bis zu 33 % entstehen beim Aufbau des Magnetfelds durch Eisenverluste $E_{mag,v}$ im Zündtrafo. Hier sei angemerkt, dass der hier ermittelte Anteil der Eisenverluste den von Seriensystemen (ca. 2-5 %) deutlich übersteigt, was auf das Design des eingesetzten Entwicklungsmusters zurückzuführen ist. Die beschriebenen Abhängigkeiten der ohmschen Verluste auf der Primär- und Sekundärseite sind jedoch in

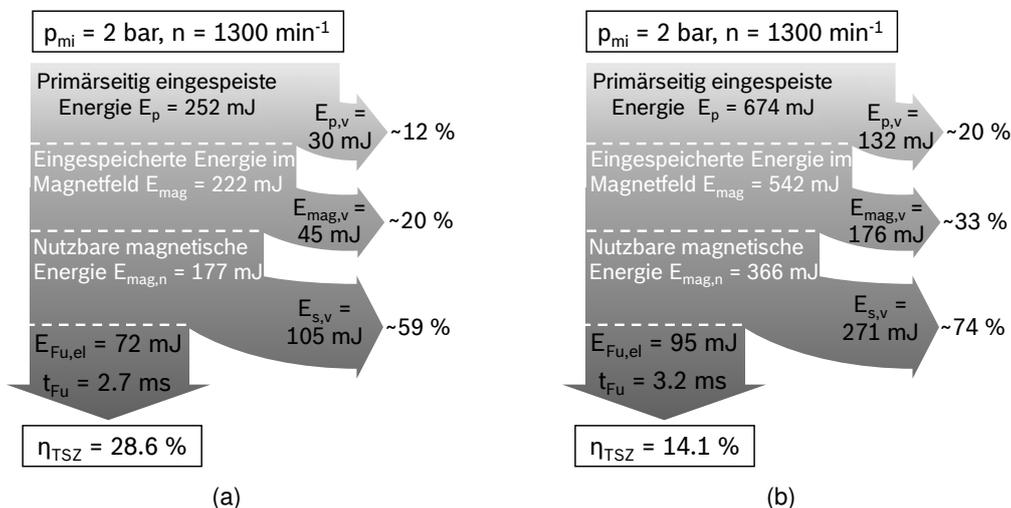


Abbildung 5.2: Elektrische Energiebilanz des untersuchten TSZ-Systems. (a) Schließzeit $t_s = 3.27 \text{ ms}$, (b) Schließzeit $t_s = 5.35 \text{ ms}$

¹Die in der Energiebilanz dargestellten abfließenden Verlustanteile in Prozent beziehen sich auf die verfügbare Energie im jeweiligen Verlustabschnitt und nicht auf die eingespeiste Primärenergie. Daher ergeben sich bei der Summenbildung der Verlustanteile und der Funkenenergie nicht 100%. Die Bilanzierung ist bewusst so gewählt, um die Auswirkungen höherer Primärenergie oder des Betriebspunkts auf die einzelnen Verlustpfade zu verdeutlichen.

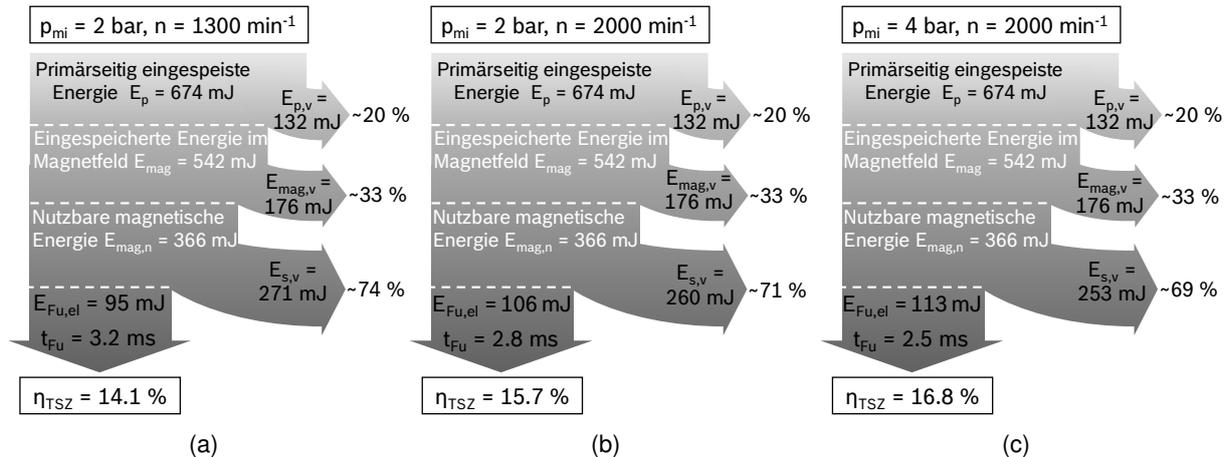


Abbildung 5.3: Elektrische Energiebilanz für unterschiedliche Betriebspunkte (a)-(c). Schließzeit $t_s = 5.35 \text{ ms}$

qualitativer Art und Weise auch auf Serien-TSZ übertragbar. Der größte Anteil der ohmschen Verluste entsteht auf der Sekundärseite aufgrund der hohen Wicklungszahl der Sekundärspule. Mit längerer Schließzeit nehmen sowohl der Entladestrom als auch die Entladedauer zu. Beide Parameter führen zu einem Anstieg der Verluste von ca. 59% auf 74%. Vergleicht man für beide Schließzeiten den Gesamtwirkungsgrad der TSZ η_{TSZ} , so halbiert sich dieser nahezu von ca. 29% auf 14%. Absolut betrachtet, ist der Wirkungsgrad für beide Schließzeiten relativ niedrig, was auch für eine Serien-TSZ zutreffend ist [64]. Die Analyse zeigt, dass für eine Erhöhung der elektrischen Funkenenergie von 72 mJ auf 95 mJ die Primärenergie nichtlinear auf das 2.7-fache ($252 \rightarrow 674 \text{ mJ}$) gesteigert werden muss. Dies ist vor allem auf die höheren Ströme sowohl primär- als auch sekundärseitig zurückzuführen, die sich quadratisch auf die ohmschen Verluste auswirken.

Anhand des Streudiagramms wurde bereits darauf hingewiesen, dass auch die lokalen Strömungseigenschaften an der Funkenstrecke die freigesetzte elektrische Energie beeinflussen. Dieser Zusammenhang lässt sich verdeutlichen, wenn man bei konstanter Schließzeit bzw. Primärenergie den Betriebspunkt variiert. Abbildungen 5.3(a) - 5.3(c) zeigen die Energiebilanz für drei verschiedene Betriebspunkte. Die Verluste auf der Primärseite bleiben identisch, da die Schließzeit konstant ist. Die Verluste auf der Sekundärseite nehmen mit steigender Last und Drehzahl ab, da das Ladungsbewegungsniveau ansteigt und damit die Funkenbrenndauer verkürzt wird. Der Wirkungsgrad des TSZ-Systems nimmt zu. Es lässt sich also festhalten, dass bei Einsatz eines induktiven Zündsystems im Motorkennfeld die nutzbare Zündenergie mit höheren Lasten und Drehzahlen zunimmt. Nachteilig für die Entflammung ist jedoch die abnehmende Funkenbrenndauer aufgrund des endlichen Energievorrats im Zündtrafo. Die Bewertung, welcher Parameter (elektrische Funkenenergie oder Funkenbrenndauer) die bedeutendere Rolle für die Entflammung einnimmt, ist nicht ohne weiteres möglich, da beide Parameter miteinander gekoppelt sind. Aus diesem Grund wird im nächsten Abschnitt für die Untersuchung der

Flammenkernbildung ein Laborzündsystem eingesetzt, welches die Einstellung einer konstanten Funkenbrenndauer unabhängig vom Betriebspunkt erlaubt. Weiterhin erschließt sich aus der elektrischen Energiebilanz nicht, welcher Anteil der elektrischen Funkenenergie an das Gemisch übertragen wird. Diese Frage wird im nächsten Abschnitt im Detail beleuchtet. Dennoch zeigen die relativ geringen Wirkungsgrade der TSZ gerade vor dem Hintergrund des erhöhten Zündenergiebedarfs verdünnter Kraftstoff-Luft-Gemische, dass eine Optimierung der Verlustpfade auf der Primär- und Sekundärseite bei der Auslegung der TSZ in Zukunft im Fokus stehen muss.

5.2 Optische Untersuchungen zur Flammenkernbildung im mageren Betrieb

5.2.1 Versuchsplan und Analyseparameter

Für die Analyse des Funkenstromeinflusses auf die Entflammung wurde ein Zündspulenemulator eingesetzt (vgl. Kap. 3.3) und dabei drei unterschiedliche Stromprofile gewählt. Der Funkenstrom bestimmt mit der Funkenbrennspannung die momentane Leistung des Zündfunken und über die Entladedauer die freigesetzte elektrische Funkenenergie. Um unterschiedliche Profile miteinander vergleichen zu können, ist es sinnvoll, die elektrische Funkenenergie, die lediglich eine integrale Größe darstellt, annähernd konstant zu halten. Hierzu müssen jedoch die Entladedauern der Stromprofile angepasst werden, da die Funkenauslenkung und damit die Funkenbrennspannung vom zeitlichen Verlauf des Funkenstroms abhängen. Abbildung 5.4(a) zeigt die gewählten Parameter. Die Anpassung der Funkenparameter erfolgte empirisch in Vorversuchen an einem konstanten Betriebspunkt (2000 min^{-1} , $2 \text{ bar } p_{\text{mi}}$, $\lambda = 1.6$, ZZP = 32°KW . v. ZOT). Hier-

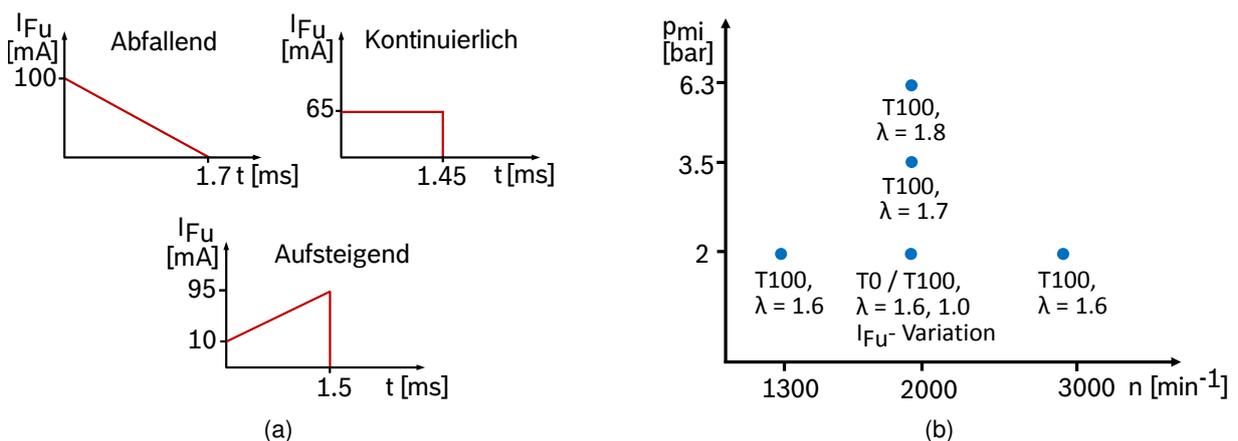


Abbildung 5.4: Versuchsparemetere (a) Ausgewählte Stromprofile (b) Untersuchte Betriebspunkte (T0, T100 Tumbleklappe offen bzw. geschlossen)

bei Betrag $E_{Fu,el}$ für alle Profile annähernd 70 mJ. Die untersuchten Betriebspunkte inklusive der jeweils variierten Parameter sind schematisch in Abb. 5.4(b) dargestellt. Die Untersuchungen fokussieren sich auf die Teillast und auf moderate Motordrehzahlen, da wie später gezeigt wird, besonders in diesem Kennfeldbereich die Entflammung von verdünnten Gemischen durch Funkenzündung an ihre Grenzen stößt. Die eingestellten Luftverhältnisse stellen die Magergrenze an dem jeweiligen Betriebspunkt dar, die einem COV von ca. 5-8 % entspricht. Somit wurde sichergestellt, dass aus statistischen Gründen eine ausreichend hohe Anzahl an schwachen Zyklen (vgl. Abschnitt 3.6.2) auftritt. An dem untersuchten Aggregat entsprachen 6.3 bar indizierter Mitteldruck gerade der Saugvolllast bei $\lambda = 1.8$ und 2000 min^{-1} . Bei 2000 min^{-1} und 2 bar p_{mi} wurde zusätzlich die Gemischzusammensetzung variiert und die Auswirkungen der Verdünnung auf die Flammenkernbildung im Detail beleuchtet. Für jeden Betriebspunkt wurde im ersten Analyseschritt der Zündzeitpunkt variiert und dessen Auswirkungen auf die Entwicklung des Flammenkerns, das COV-hd und die elektrische Funkenenergie bewertet. Das COV-hd beschreibt die zyklischen Schwankungen des Mitteldrucks der Hochdruckschleife $p_{mi,hd}$ und wurde nach Gl. 2.21 bestimmt. Die Variation des Funkenstromprofils erfolgte ausschließlich bei 2000 min^{-1} und 2 bar p_{mi} , sowohl für die geschlossene (T100) als auch für die offene Tumbleklappenstellung (T0) (vgl. Abb. 3.16(a)). Durch Verschiebung des ZZZP ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze und damit auch der Betrag von $E_{Fu,el}$. Voruntersuchungen zeigten, dass die Änderung für alle Stromprofile von ähnlicher Größenordnung war und damit der Vergleich der Flammenkernbildung zwischen den Stromprofilen für identische ZZZP zulässig ist. Ziel der Stromprofilvariation am konstanten Betriebspunkt ist es, nachzuweisen, dass trotz nahezu identischer elektrischer Energie die Entflammungsperformance je nach Stromprofil und ZZZP variieren kann. Der Vergleich der Flammenkernbildung zwischen den einzelnen Betriebspunkten (Drehzahl- und Lastschnitt) erfolgte grundsätzlich bei einem COV-optimalen Zündzeitpunkt und mit dem kontinuierlichen Stromprofil. Die Messung elektrischer Funkenkenngrößen und indizierter Werte erfolgte auf Basis von 600 Arbeitsspielen. Die optische Analyse der Flammenkernbildung beschränkte sich aus Speicherplatzgründen der Kamera auf die ersten 200 Zyklen.

5.2.2 Einfluss der Gemischzusammensetzung

Der Einfluss der Gemischabmagerung auf die Flammenkernbildung wurde bei 2000 min^{-1} und 2 bar p_{mi} für $\lambda = 1$ und $\lambda = 1.6$ untersucht. Neben Abnahme von S_L ändern sich durch die Gemischabmagerung die thermofluidodynamischen Randbedingungen zum ZZZP, zum einen aufgrund der Entdrosselung und damit höherer Ladungsmasse und zum anderen durch den steigenden Vorzündbedarf. Weiterhin wirken sich die veränderten kalorischen Eigenschaften des Arbeitsgases auf p und T aus. Nach Tagalian [182] wird S_L während der Initialphase der Verbrennung eine besonders große Rolle zugeschrieben, da die Abmessungen des Flammenkerns im Vergleich zu den turbulenten Längenskalen gering sind und eine Auffaltung der Flammenzone nicht stattfindet. Abbildungen 5.5(a) - 5.5(c) zeigen die Zustandsgrößen p , T , S_L zum ZZZP für $\lambda = 1$ und $\lambda = 1.6$. Die Berechnung von S_L zum ZZZP erfolgte nach Gl. 2.16. Der Zündwinkel

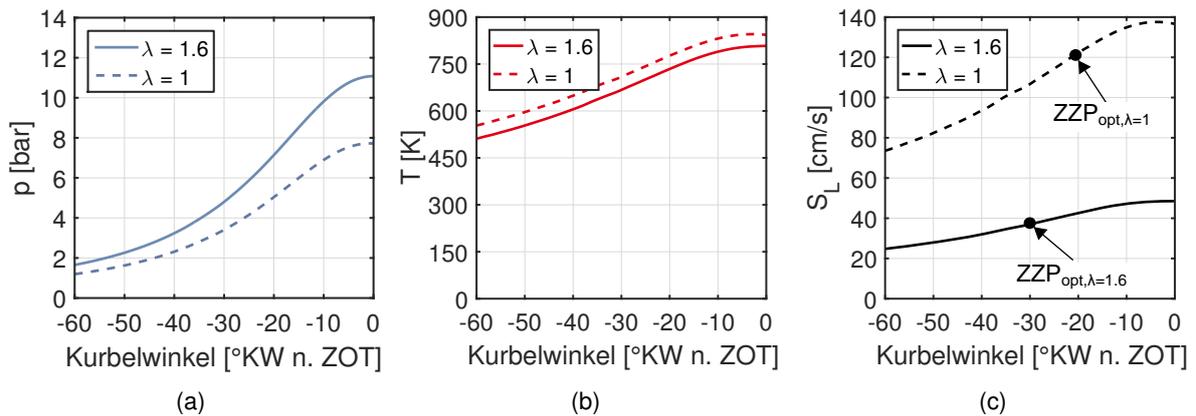


Abbildung 5.5: Verlauf von p , T und S_L bei $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ für $\lambda = 1$ und $\lambda = 1.6$

wurde im Versuch bewusst in den Zünd-OT (ZOT) gelegt, um den Einfluss der Verbrennung zu eliminieren und die thermodynamischen Randbedingungen zu einem beliebigen Zündzeitpunkt vor ZOT vergleichen zu können. Abbildung 5.5(a) zeigt, dass durch Verdünnung das Druckniveau im Zylinder ansteigt und damit ein positiver Effekt für die Entflammung erreicht wird, da die minimale Zündenergie abnimmt (vgl. Gl. 2.15). Allerdings wird dieser Effekt durch das niedrigere Temperaturniveau der Zylinderladung und die geringere laminare Brenngeschwindigkeit im Vergleich zu $\lambda = 1$ deutlich überkompensiert. Bei einem schwerpunktoptimalen ZZP ($ZZP_{opt} \doteq \text{mf}50 \approx 6\text{-}8 \text{ °KW n. ZOT}$) stellt sich für $\lambda = 1$ ein ca. 4-mal höheres S_L ein als mit $\lambda = 1.6$. Trotz des größeren Vorzündbedarfs zündet man im mageren Fall bei einem ähnlichen Druck, wenngleich das Druckniveau insgesamt höher liegt. Weiterhin fällt auf, dass der Anstieg von S_L im mageren Betrieb moderater ausfällt. Typischerweise liegt der ZZP je nach Motorkonfiguration an der Magergrenze zwischen 30 und 40 °KW v. ZOT, woraus sich aus dem Verlauf von S_L unmittelbar ableiten lässt, dass eine Änderung vom ZZP in diesem Bereich nur einen geringen Einfluss auf S_L aufweist. Folglich sind die relativen Auswirkungen in diesem KW-Bereich durch die Änderung von S_L auf die Flammenkernbildung als gering einzuschätzen. Grund für den flachen Anstieg von S_L im mageren Betrieb ist der steilere Druckanstieg, der sich negativ auf S_L auswirkt und so den Einfluss des Temperaturanstiegs abschwächt. Dennoch wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels gezeigt, dass die zeitliche Entwicklung des Flammenkerns im mageren Betrieb sehr stark vom ZZP abhängt, auch wenn die Sensitivität durch S_L als $f(\text{ZZP})$ eine eher untergeordnete Rolle einzunehmen scheint. Der Einfluss der Gemischzusammensetzung auf die Entwicklung des Flammenkerns wird im Folgenden mittels optischer Aufnahmen verdeutlicht. Um möglichst ähnliche Randbedingungen bezüglich Strömung zu erhalten, ist sowohl der Zündwinkel (32 °KW v. ZOT) als auch das Stromprofil (kontinuierlich, vgl. Abb. 5.4(a)) für beide Gemischzusammensetzungen identisch, d.h. für $\lambda = 1$ liegt die Schwerpunktlage um ZOT, was für den Vergleich der Flammenkernbildung jedoch nicht von Bedeutung ist. Abbildung 5.6 zeigt exemplarisch ausgewählte Bildsequenzen bei der Bildung des Flammenkerns für

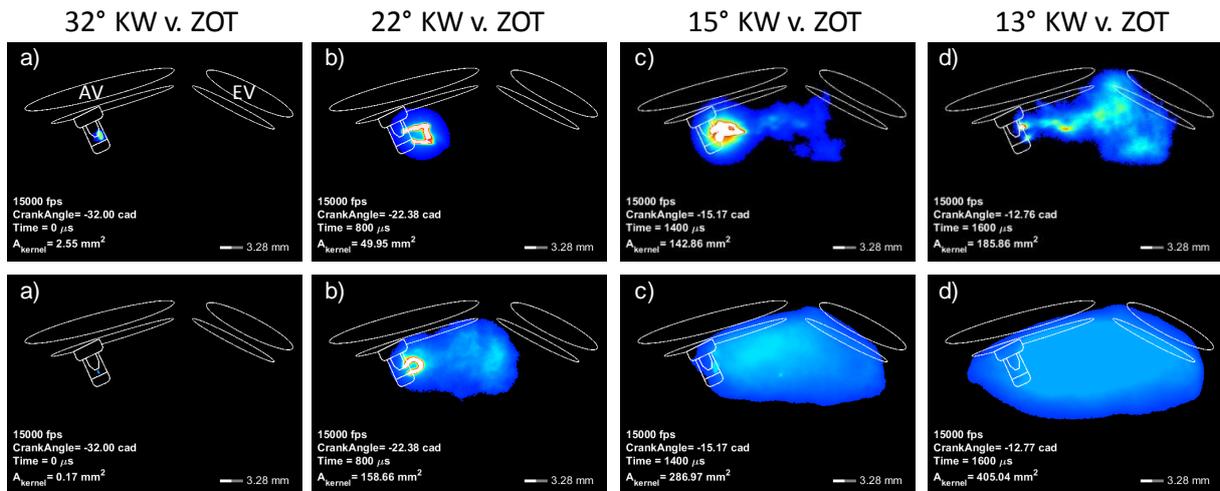


Abbildung 5.6: Entwicklung der Flammenkernfläche $A_K(t)$ bei $\lambda = 1.6$ (obere Bildreihe) und $\lambda = 1$ (untere Bildreihe).

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $ZZP = 32^\circ \text{ KW v. ZOT}$, Stromprofil: kontinuierlich

$\lambda = 1.6$ (obere Bildreihe) und $\lambda = 1$ (untere Bildreihe)². Die dargestellten Aufnahmezeitpunkte sind jeweils identisch. Sowohl die Form als auch der Absolutwert von A_K unterscheiden sich bei identischem °KW deutlich voneinander. Bei $\lambda = 1$ breitet sich die Flamme näherungsweise kugelförmig aus. Aufgrund der hohen laminaren Flammgeschwindigkeit eilt die Flamme bereits zu frühen Zeitpunkten ($t > 500 \mu\text{s}$, $\hat{=} \text{ca. } 26^\circ \text{ KW v. ZOT}$ in Abb. 5.6) dem Zündfunken voraus. Ab diesem Zeitpunkt ist kein weiterer Energieeintrag durch den Zündfunken notwendig. Im mageren Betrieb ist die Flammenzone zerklüftet, der Flammenkern ist nahezu über die gesamte Entladedauer an den Aufenthaltsort des Zündplasmas gekoppelt. Da der Zündfunke in unterschiedliche Richtungen abgelenkt wird und darüberhinaus Restrikes stochastisch auftreten, findet die initiale Flammenausbreitung an unterschiedlichen Orten im Brennraum statt, darunter auch in Zonen mit niedriger TKE (Turbulente Kinetische Energie). Dies wird anhand von CFD-Simulationen später erläutert. Lässt man die örtlichen Schwankungen der Gemischzusammensetzung außen vor (hypothetische Annahme einer perfekten Homogenisierung), so ist dies einer der Hauptgründe für die hohen zyklischen Schwankungen während der Flammenkernbildung im verdünnten Betrieb. Die zeitliche Entwicklung von A_K ist in Abb. 5.7(a) für 200 Zyklen dargestellt. Zu Beginn breitet sich der Flammenkern insbesondere für das magere Gemisch relativ langsam aus. Erst mit fortschreitender Zeit wird die Flammenkernbildung beschleunigt. Gründe hierfür werden anhand von CFD-Simulationen im Verlauf dieses Abschnitts noch im Detail erläutert. 20° KW nach ZZP ($\Delta t \hat{=} \text{ca. } 1.7 \text{ ms}$) ist die im Mittel erreichte Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ für $\lambda = 1$ etwa 2.5-mal so groß wie für $\lambda = 1.6$ (436 mm^2 vs. 172 mm^2). Die zeitliche Streuung der erreichten Flammenkernflächen um den Mittelwert $\bar{A}_{K,\Delta t}$ lässt sich für

²Das Auslassventil (AV) erscheint in der Aufnahme größer als das Einlassventil (EV). Dieser Umstand ist der Position des Endoskops geschuldet, welches in Richtung Auslassseite leicht versetzt ist. Das vordere AV liegt dadurch näher an der Endoskopmündung und erscheint dadurch etwas größer

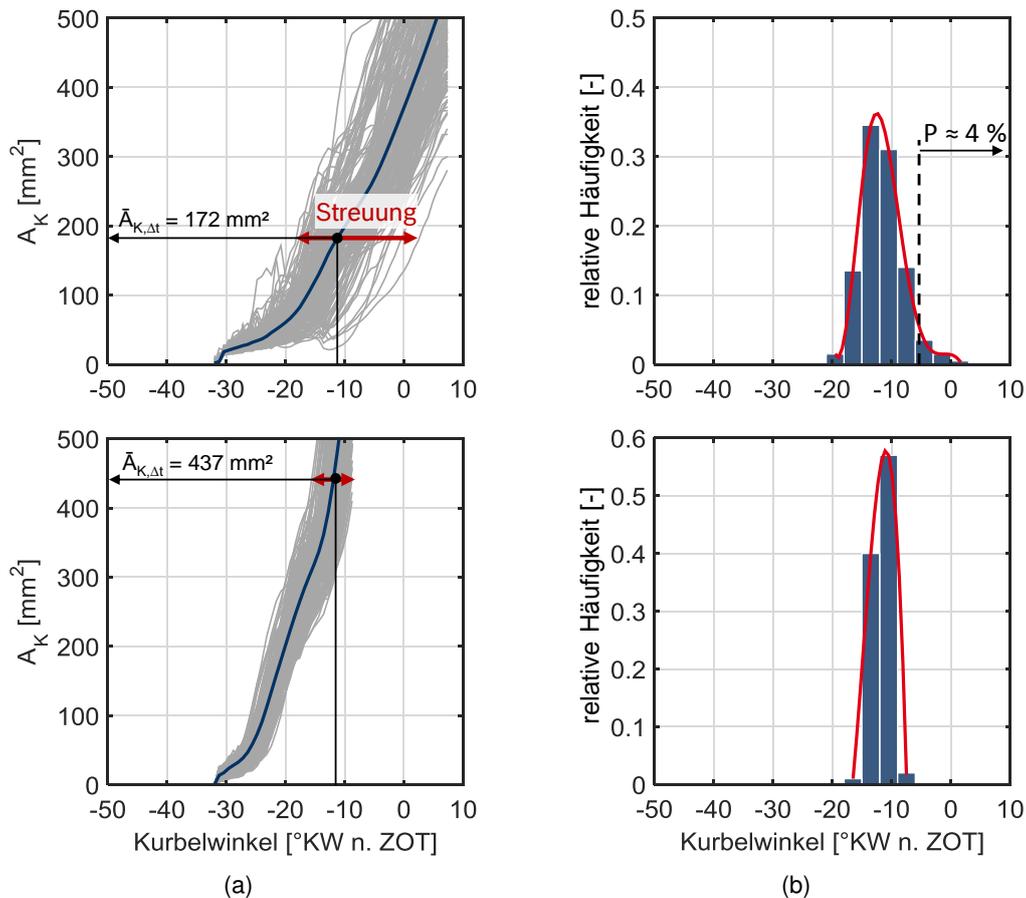


Abbildung 5.7: (a) Zeitliche Entwicklung von A_K , (b) Relative Häufigkeitsverteilung für die zeitliche Streuung von A_K um $\bar{A}_{K,\Delta t}$. $\lambda = 1.6$ (oben), $\lambda = 1$ (unten).

BP: $p_{mi} = 2$ bar, $n = 2000$ min⁻¹, ZZP = 32 °KW v. ZOT, Stromprofil: kontinuierlich

beide Gemischzusammensetzungen anhand einer auf die Anzahl gemessener Zyklen normierten Häufigkeitsverteilung (relative Häufigkeit) verdeutlichen, Abb. 5.7(b). Die Breite eines Balkens beträgt dabei 3°KW (= Klassenbreite). Die statistische Behandlung zyklisch schwankender Größen erlaubt in einem weiteren Schritt die Bestimmung einer Wahrscheinlichkeit P , mit der ein bestimmtes Ereignis auftritt. Dazu wurde im Postprozessing die relative Häufigkeit auf die Klassenbreite bezogen, wodurch eine sogenannte Klassenhäufigkeitsdichte entsteht [183]. Diese lässt sich in dem gewünschten Bereich integrieren, wobei sich als Ergebnis die gesuchte Wahrscheinlichkeit ergibt. Definiert man etwa in Abb. 5.7(b) für $\lambda = 1.6$ eine Grenze bei 5°KW vor ZOT (gestrichelte Linie in Abb. 5.7(b)), so lässt sich durch Integration der Anteil an Zyklen rechts dieser Grenze ermitteln. Demnach beträgt die Wahrscheinlichkeit ein Arbeitsspiel vorzufinden, in dem eine Fläche von $A_K = \bar{A}_{K,\Delta t} = 172$ mm² später als 5°KW v. ZOT erreicht wird, bei ca 4%. Anders formuliert bedeutet dies, dass in 4% aller Arbeitsspiele die Flammenkernbildung verschleppt stattfindet. Die Darstellung zyklisch schwankender Größen (v_{ZK} , η_{Fu} ,...) mit Hilfe von relativen Häufigkeiten wird im Rahmen der Auswertungen noch häufiger angewendet.

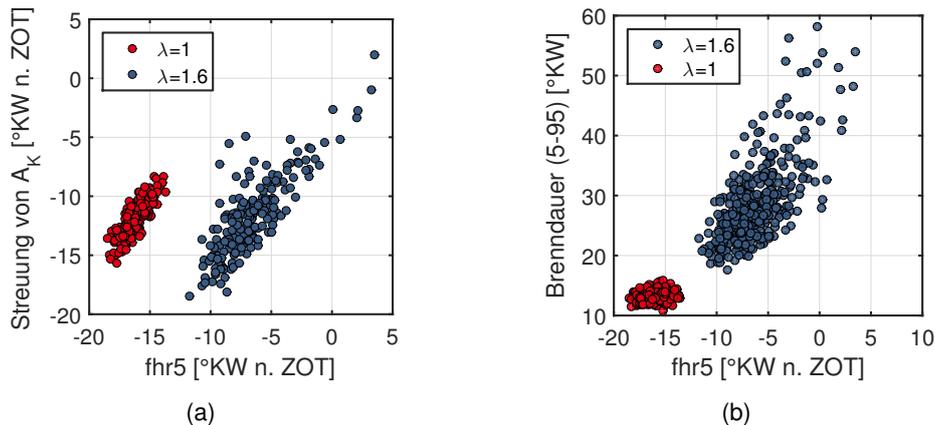


Abbildung 5.8: Korrelation zwischen $\text{fhr}5\%$ und (a) zeitlicher Streuung von A_K um $\bar{A}_{K,\Delta t}$, (b) Brenndauer $\text{fhr}5-95$

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\text{ZZP} = 32 \text{ KW v. ZOT}$, Stromprofil: kontinuierlich

Die zeitlichen Schwankungen während der Flammenkernbildung wirken sich direkt auf die zyklischen Schwankungen der Hauptverbrennung aus und beeinflussen die Laufruhe des Motors. Diese Wirkkette lässt sich in Abb. 5.8(a) - 5.8(b) verdeutlichen. Die Auswertung zeigt für beide Gemischzusammensetzungen eine gute Korrelation zwischen der zeitlichen Streuung von A_K um $\bar{A}_{K,\Delta t}$ und dem aus der schnellen Heizverlaufsrechnung (auch „fast heat release“) berechneten Brennbeginn $\text{fhr}5$ (Ort in $^{\circ}\text{KW}$ an dem 5% der Kraftstoffmasse umgesetzt sind). Die Auswertung zeigt auch, dass im verdünnten Betrieb der ermittelte $\text{fhr}5$ später liegt als der optisch ermittelte Zeitpunkt an dem A_K eine Fläche von $\bar{A}_{K,\Delta t}$ erreicht (blaue Punktewolke etwa um 5°KW nach rechts von der Winkelhalbierenden verschoben). Das bedeutet, dass die optisch ermittelte Flammenkernfläche kurz nach Brennende des Zündfunken ein empfindlicheres Kriterium für die Untersuchung der Flammenkernbildung darstellt als der $\text{fhr}5$. Die Korrelation zwischen $\text{fhr}5$ und der Brenndauer (BD5-95) in Abb. 5.8(b) zeigt, dass eine verschleppte Initialphase der Verbrennung ($\text{fhr}5$) auch zu einer verschleppten Verbrennung führen kann. Dies gilt für den mageren Betrieb, jedoch nicht für den $\lambda = 1$ Betrieb. Im stöchiometrischen Fall wirken sich zyklische Schwankungen während der Flammenkernbildung aufgrund der schnellen Flammenausbreitung nicht mehr eindeutig auf die Hauptverbrennung aus. Die gezeigten Korrelationen bestätigen weiterhin, dass die Auswertung der projizierten Fläche trotz Unsicherheiten (optische Messtechnik, Auswertemethode,...) als Kriterium nutzbar ist. Auch wenn die indizierten Größen den eigentlichen Energieumsatz und damit das physikalisch belastbarere Kriterium repräsentieren, so lassen sich diese aufgrund der begrenzten Empfindlichkeit des Brennraumdrucksensors in der Initialphase der Verbrennung nur bedingt anwenden.

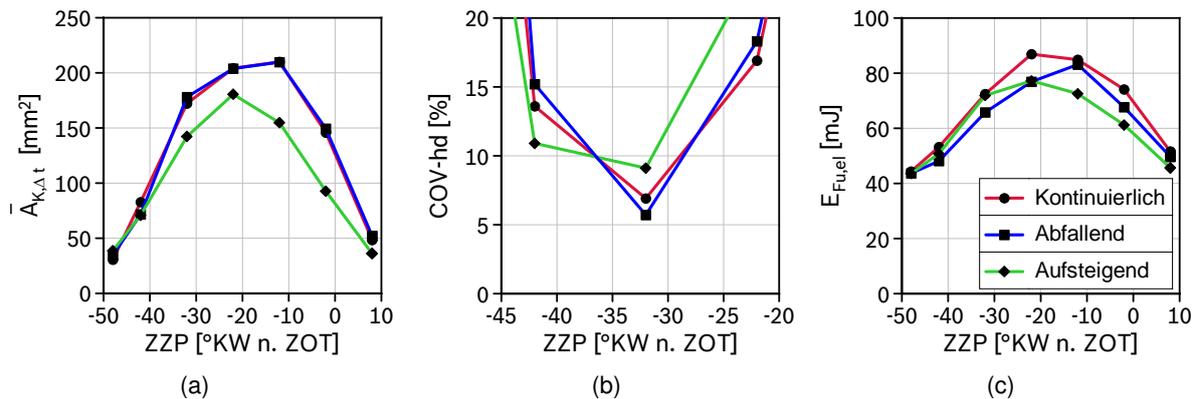


Abbildung 5.9: Erreichte Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ 20 °KW n. ZKP, COV-hd und $E_{Fu,el}$ als Funktionen des ZKP für unterschiedliche Stromprofile.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$

5.2.3 Einfluss des Funkenstroms und des Zündzeitpunkts

Die Untersuchung des Einflusses von Funkenstrom und ZKP auf die A_K -Bildung erfolgte bei $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ und $\lambda = 1.6$. Der Betriebspunkt ist bewusst gewählt, um ein Grundlagenverständnis zu schaffen, da die Entflammung verdünnter Gemische bei niedrigen Lasten und Drehzahlen eine besondere Herausforderung darstellt. Im ersten Schritt der Untersuchung wurde für alle 3 Stromprofile der Mittelwert der erreichten Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ aus 200 Arbeitsspielen 20 °KW nach Zündzeitpunkt bewertet. Beim abfallenden Stromprofil (vgl. Abb. 5.4(a)) kennzeichnet dieser Zeitpunkt gerade das Ende der Funkenbrenndauer. Abbildungen 5.9(a) - 5.9(c) zeigen $\bar{A}_{K,\Delta t}$, COV-hd und $E_{Fu,el}$ als Funktionen vom ZKP. Für alle drei Stromprofile ergibt sich als Funktion des ZKP ein ähnlicher Verlauf von $\bar{A}_{K,\Delta t}$. Die größten Flammenkernflächen werden für die ZKP zwischen 10 - 20 °KW v. ZOT erreicht, d.h. in diesem Zündwinkelbereich läuft die Flammenkernbildung besonders effektiv ab. Wird der ZKP zunehmend in Richtung des Expansionstakts verschoben, so fällt die erreichte Flammenkernfläche sehr stark, was auf die Dissipation der Turbulenz und Flammenstreckung durch die Abwärtsbewegung des Kolbens hindeutet (siehe nächster Abschnitt). Das Optimum des COV-hd liegt für alle 3 Stromprofile bei ca. 32 °KW v. ZOT, wenngleich die relativen Unterschiede deutlich erkennbar sind. Die Bewertung des COV-hd ist nur in dem dargestellten Zündwinkelbereich sinnvoll, da späte ZKP zwar zu großen Flammenkernflächen führen, jedoch für die Hauptverbrennung nicht genügend Zeit verbleibt, was zu einem verschleppten Ausbrand führt. Die Hauptverbrennung (mfb5-95) wird somit in Richtung des Expansionstakts verschoben. Aus diesem Zusammenhang ergibt sich für die Verbrennung verdünnter Gemische grundsätzlich der Zielkonflikt zwischen einem optimalen ZKP für die Flammenkernbildung (möglichst spät) und genügend Zeit für die Hauptverbrennung, was wiederum einen großen Vorzündbedarf zur Folge hat. Trotz konstanter Funkenbrenndauer zeigt die Funkenenergie (Abb. 5.9(c)) einen qualitativ ähnlichen Verlauf wie $\bar{A}_{K,\Delta t}$. Grund für den Verlauf sind hohe Strömungsgeschwindigkeiten am Zündort für ZKP im Bereich von

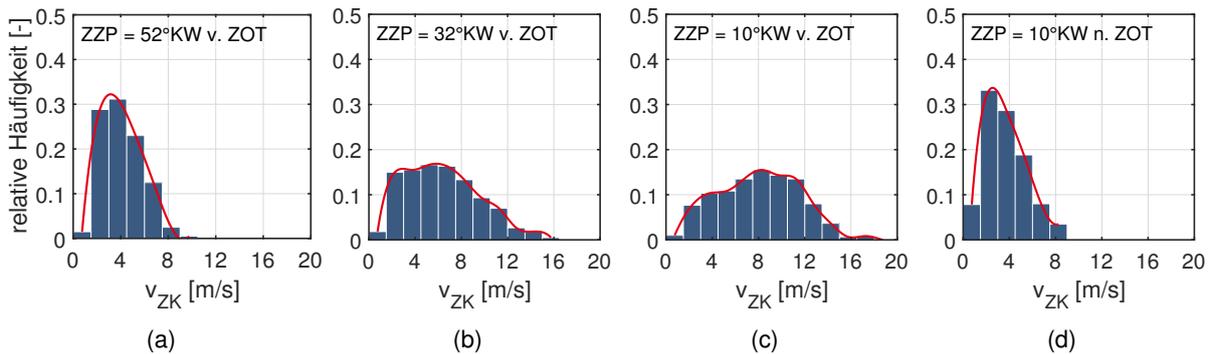


Abbildung 5.10: Relative Häufigkeit für v_{ZK} bei verschiedenem ZZP. a) 52 °KW v. ZOT, b) 32 °KW v. ZOT, c) 10 °KW v. ZOT, d) 10 °KW n. ZOT

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, 600 Arbeitsspiele

10 - 20 °KW v. ZOT, wodurch geometrisch lange Zündfunken erzeugt werden (vgl. Brennkammerversuche 4.2.2) und daher die Funkenbrennspannung ansteigt. Die Funkenenergie ist daher ein qualitatives Maß für das lokale Strömungsniveau während der Funkenbrennphase. Die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort lässt sich mit der in Kap. 3.5 entwickelten Methode zyklus aufgelöst aus dem Strom- und Spannungsverlauf berechnen. Abbildungen 5.10(a)-5.10(d) zeigen die relative Häufigkeit von v_{ZK} auf Basis von 600 Zyklen für verschiedene Zündzeitpunkte. Wie angedeutet, steigt die Strömungsgeschwindigkeit gegen ZOT an und fällt anschließend wieder ab. Darüber hinaus lassen sich aus den Verteilungen relativ hohe zyklische Schwankungen von v_{ZK} ablesen. Wie später gezeigt wird, ist die Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit vom ZZP ein entscheidender Faktor dafür, dass ein parabelförmiger Verlauf der Flammenkernfläche in Abb. 5.9(a) entsteht. Eine weitere Frage, die es im Folgenden zu klären gilt, sind die unterschiedlichen Auswirkungen des Stromprofils auf das COV-hd für die ZZP 32 °KW v. ZOT und 42 °KW v. ZOT. Je nach ZZP, führt entweder das abfallende oder das aufsteigende Stromprofil zu einem besseren COV-hd. Mit dem kontinuierlichen Stromverlauf liegt das COV-hd jeweils dazwischen, Abb. 5.9(b). Bei einem ZZP von 32 °KW v. ZOT lässt sich der Grund für die Unterschiede im COV-hd bereits anhand des unterschiedlichen Niveaus von $\bar{A}_{K,\Delta t}$ ablesen. Während der gleichen Zeitspanne (20 °KW) wird mit dem aufsteigenden Stromprofil eine geringere Flammenkernfläche erreicht, d.h. die Flammenkernbildung findet verschleppt statt. Bei ZZP = 42 °KW v. ZOT ist dies nicht offensichtlich, da $\bar{A}_{K,\Delta t}$ für alle Stromprofile nahezu identisch ist. Die Analyse der mittleren elektrische Funkenenergie bringt hier auch keine zufriedenstellende Erkenntnis, da diese für alle Profile annähernd identisch ist. Dennoch ist das COV-hd mit dem aufsteigenden Stromprofil am geringsten. Die Zusammenhänge werden im Folgenden für beide ZZP nacheinander im Detail untersucht.

Zeitliche Entwicklung von A_K bei ZZP = 42 °KW v. ZOT

Da sich anhand der Mittelwerte von $\bar{A}_{K,\Delta t}$ nicht beantworten lässt, warum sich das COV-hd zwischen den Profilen unterscheidet, wird zunächst die zeitliche Streuung von A_K um $\bar{A}_{K,\Delta t}$

(vgl. roter Pfeil in Abb. 5.7(a)) für die drei Stromprofile anhand einer normierten Häufigkeitsverteilung analysiert, Abb. 5.11(a)-5.11(c). Die Auswertung zeigt, dass die Verteilung beim aufsteigenden und beim kontinuierlichen Stromverlauf eher linkslastig und beim abfallenden Stromverlauf eher symmetrisch ist. Definiert man nun für alle Verteilungen eine Grenze bei -10°KW , so lässt sich die Wahrscheinlichkeit P für das Auftreten einer verschleppten Flammenkernbildung ermitteln. Das aufsteigende Stromprofil liegt mit $P = 2\%$ unterhalb der anderen Profile, d.h. statistisch gesehen ist eine verschleppte Flammenkernbildung weniger wahrscheinlich. Da sich eine verschleppte Entflammungsphase auf den Ablauf der Hauptverbrennung auswirkt, ist dies der Grund, weshalb das COV-hd beim aufsteigenden Stromprofil den geringsten Wert aufweist. Offensichtlich spielt es also eine Rolle, wie die Energie in das Gemisch eingetragen wird. Im Grundlagenkapitel wurde bereits der Zündfunkenwirkungsgrad η_{Fu} eingeführt (vgl. Gl. 2.7), der beschreibt, welcher Anteil der elektrisch zugeführten Energie $E_{Fu,el}$ für die Entflammung zur Verfügung steht.

$$\eta_{Fu} = \frac{\int I_{Fu} U_S dt}{\int I_{Fu} (U_{AK} + U_S) dt} = \frac{\int I_{Fu} (U_{Fu} - U_{AK}) dt}{\int I_{Fu} (U_{Fu}) dt} \quad (5.1)$$

U_{AK} wurde im Rahmen der Brennkammerversuche als Funktion des Funkenstroms bestimmt, U_{Fu} und I_{Fu} sind gemessene Größen. Daher kann für jedes Arbeitsspiel der Zündfunkenwirkungsgrad η_{Fu} berechnet werden. Die größten Unterschiede im COV-hd bei $ZZP = 42^\circ\text{KW}$ v. ZOT liegen zwischen dem aufsteigenden und dem abfallenden Stromverlauf. Daher wird im Folgenden der Fokus auf diese Entladearten gelegt. Abbildung 5.12(a) zeigt die aus Gl. 5.1 ermittelten Zündfunkenwirkungsgrade für 600 Arbeitsspiele in Form einer normierten Häufigkeitsverteilung für das aufsteigende und das abfallende Stromprofil. Die Streuung zeigt sehr „effiziente“ Zyklen mit nahezu 80% Zündfunkenwirkungsgrad, jedoch auch Zyklen, in denen lediglich 20% von $E_{Fu,el}$ zur Verfügung stehen. Das Histogramm für das aufsteigende Profil ist rechtslastiger,

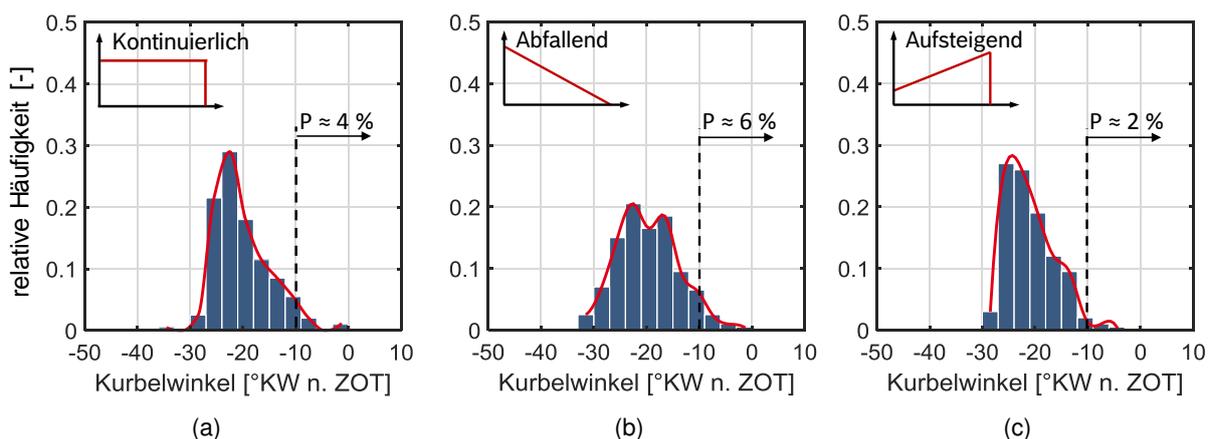


Abbildung 5.11: Relative Häufigkeit für die zeitliche Streuung von A_K um $\bar{A}_{K,\Delta t}$ für die untersuchten Stromprofile.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, $ZZP = 42^\circ\text{KW}$ v. ZOT

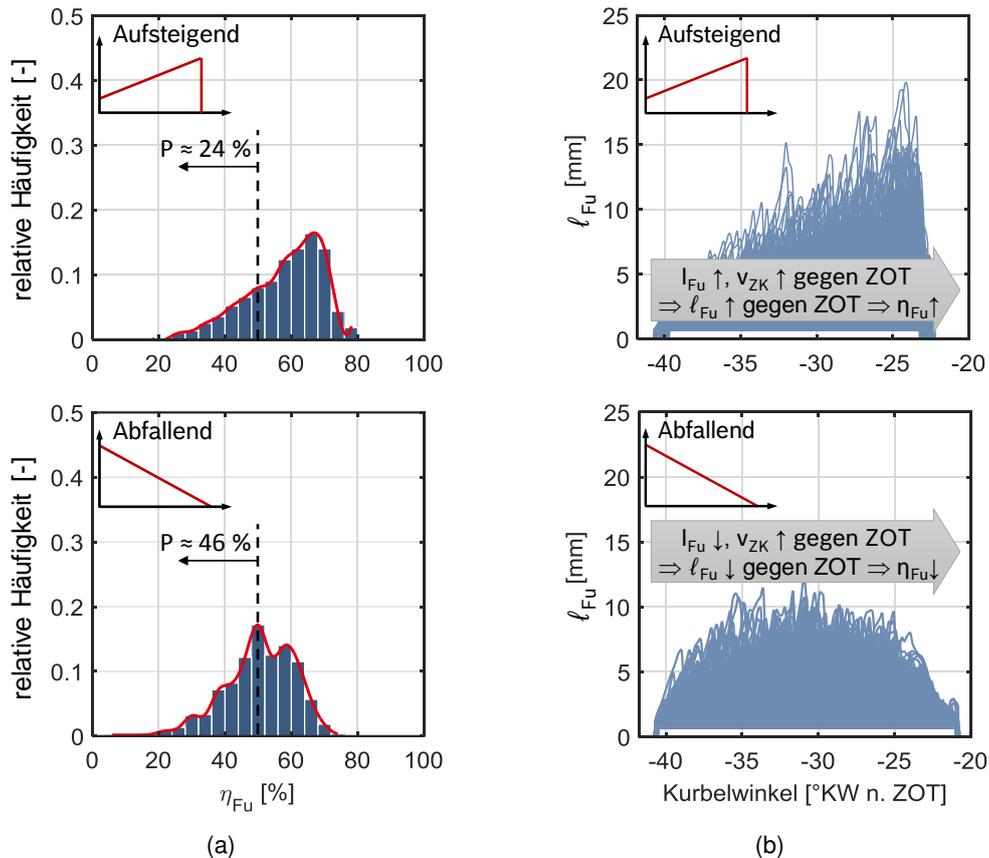


Abbildung 5.12: (a) Relative Häufigkeit des Zündfunkenwirkungsgrads η_{Fu} für das aufsteigende (oben) und abfallende (unten) Stromprofil, (b) Zündfunkenlänge während der Entladung für das aufsteigende (oben) und abfallende (unten) Stromprofil.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, $ZZP = 42 \text{ °KW v. ZOT}$, 600 Arbeitsspiele

d.h. die Wahrscheinlichkeit, ein Arbeitsspiel mit hohem Zündfunkenwirkungsgrad vorzufinden, ist höher als für das abfallende Stromprofil, wie in der Abbildung anhand der definierten Grenze $\eta_{Fu} = 50\%$ ersichtlich ist. Im Grundlagenkapitel 2.2.4 wurde erläutert, dass der Zündfunkenwirkungsgrad von der Länge des Plasmakanals abhängt. Die maximale Auslenkung des Zündfunken hängt sowohl vom Funkenstrom als auch von der Strömungsgeschwindigkeit am Zündort ab. Dies konnte in Grundlagenexperimenten an der Brennkammer nachgewiesen werden (vgl. Kap. 4.2.2). Mit den entwickelten Methoden (Kap. 3.5) lässt sich die Funkenlänge aus dem Spannungssignal für beide Stromprofile zyklus aufgelöst berechnen, Abb. 5.12(b). Mit fortschreitender Zeit steigt die Zündfunkenlänge für das ansteigende Profil an, da der Funkenstrom das Zündplasma mit fortschreitender Zeit stabilisiert und so den Restrike verzögert. Die Energieübertragung vom Plasma an das umgebende Gemisch nimmt zu und daher η_{Fu} . Beim abfallenden Stromprofil ist mit fortschreitender Zeit keine effiziente Energieübertragung vom Plasma an das Gemisch möglich, da aufgrund der häufigen Anzahl an Restrikes das Plasma und der sich entwickelnde Flammenkern in der Nähe der Elektroden verbleiben. Zu Beginn der Entladung ist

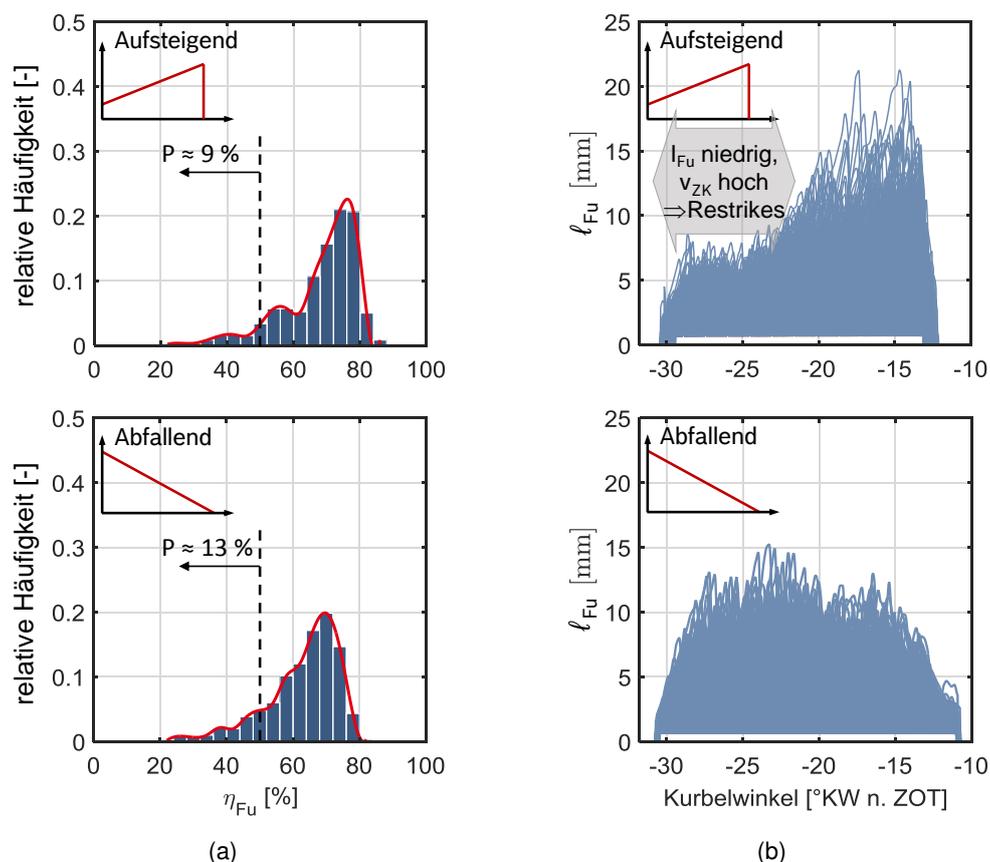


Abbildung 5.13: (a) Relative Häufigkeit des Zündfunkenwirkungsgrads η_{Fu} für das aufsteigende (oben) und abfallende (unten) Stromprofil, (b) Zündfunkenlänge während der Entladung für das aufsteigende (oben) und abfallende (unten) Stromprofil.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, $ZZP = 32 \text{ °KW v. ZOT}$, 600 Zyklen

der Strom zwar hoch, der Zündfunke wird jedoch aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeit an der Funkenstrecke nur schwach ausgelenkt. Dadurch kann die thermische Leistung des Zündfunkens nur mäßig an das Gemisch übertragen werden, hohe Quenchingverluste sind die Folge, vgl. Kap. 2.3.2. Im Fall des aufsteigenden Stromprofils ist dieser Effekt weniger stark ausgeprägt, da der Strom und damit die thermisch freigesetzte Leistung in der Anfangsphase noch relativ gering sind.

Zeitliche Entwicklung von A_K bei $ZZP = 32 \text{ °KW v. ZOT}$

Verschiebt man den ZZP um 10 °KW in Richtung ZOT, so erhält man den Bestpunkt des COV-hd für alle Stromprofile, wenngleich es Unterschiede untereinander gibt (vgl. Abb. 5.9(b)). Die größte Flammenkernfläche erreicht man mit dem abfallenden Stromprofil, die geringste mit dem aufsteigenden Profil. Wie bereits geschildert, hängt die Energieübertragung mit der Zündfunkenauslenkung zusammen. Abb. 5.13(a) zeigt die aus Gl. 5.1 ermittelten Zündfunkenwirkungsgrade für 600 Arbeitsspiele in Form einer normierten Häufigkeitsverteilung für beide Stromprofile. Im

Vergleich zum früheren ZZP steigen die Zündfunkenwirkungsgrade an, d.h. die Wahrscheinlichkeit, Zyklen unterhalb einer Schwelle von bspw. $\eta_{Fu} = 50\%$ (gestrichelte Linie) vorzufinden, nimmt ab. Anders als im Fall zuvor, lässt sich kein signifikanter Unterschied zwischen den Stromprofilen in den Verteilungen von η_{Fu} feststellen, d.h. es wird annähernd gleich viel Energie für beide Stromprofile während der Funkenentladung an das Gemisch übertragen. Wertet man jedoch zusätzlich die Zündfunkenlänge für jedes Arbeitsspiel aus, so zeigt sich, dass mit dem abfallenden Stromprofil zu Beginn der Entladephase (ca. 5-7 °KW) keine nennenswerte Funkenauslenkung erzielt wird, Abb. 5.13(b), oben. Zwar sind die Strömungsgeschwindigkeiten an der Funkenstrecke hoch, der Funkenstrom jedoch zu Beginn der Entladung gering. Dadurch wird der Zündfunke instabil, Restrikes setzen ein, wodurch die Auslenkung unterbrochen wird. Erst mit ansteigendem Funkenstrom wird das Zündplasma stabilisiert, womit eine Funkenauslenkung ermöglicht wird. Da die Flammenkernbildung nicht nur von der Höhe der eingetragenen Energie, sondern auch von der Zeit abhängt, führt der verspätete, wenn auch effiziente Energieeintrag, zu einer verschleppten Flammenkernbildung. Dadurch wird die Gesamtverbrennung ebenfalls nach spät verschoben. Dieser Zusammenhang erklärt das höhere COV-hd des aufsteigenden Stromprofils bei diesem ZZP. Mit dem abfallenden Profil liegt hohes Funkenstrom- und Strömungsniveau zu Beginn der Entladung vor. Der Zündfunke kann weit ausgelenkt werden und ein effizienter Energieübertrag ist bereits zu frühen Zeitpunkten der Entladung möglich (vgl. Abb. 5.13(b), unten). Im Mittel werden dadurch große Flammenkernflächen nach Ende der Entladung erreicht (vgl. Abb. 5.9(a)). Die detaillierte Betrachtung der Wechselwirkungen zwischen der Strömung, Zündfunkenauslenkung und Entladeparameter verdeutlicht die Wichtigkeit effizienter Energieübertragung für eine schnelle und statistisch robuste Flammenkernbildung.

5.2.4 Einfluss des turbulenten Strömungsfelds auf A_K -Bildung

Bisher wurde gezeigt, dass eine hohe Strömungsgeschwindigkeit am Zündort in Kombination mit hohem Funkenstrom für eine Auslenkung des Zündfunkens sorgt und erst dadurch ein effizienter Energieübertrag vom Plasma an das umgebende Gemisch erfolgen kann. Weiterhin spielt die Turbulenz für die Entwicklung einer sich selbständig ausbreitenden Flamme eine wesentliche Rolle. Für die folgende Betrachtung wird das kontinuierliche Funkenstromprofil gewählt und konstant gehalten. Solange die Abmessungen des Flammenkerns geringer sind als die turbulenten Längenskalen des Strömungsfelds, wird die Flammenkernbildung durch die eingetragene Energie, die Wärmeleitung (Plasma→Gemisch), die laminare Brenngeschwindigkeit, Streckungseffekte und schließlich Quenchingeffekte beeinflusst [43]. Mit zunehmender Flammenkerngröße nimmt der Einfluss turbulenter Zeit- und Längenskalen zu [43, 93, 104, 184]. Die zeitliche Abfolge beider Effekte konnte bereits aus der zeitlichen Entwicklung des Flammenkerns in Abb. 5.7(a) entnommen werden, wonach erst gegen Ende der Funkenentladung die projizierte Flammenkernfläche signifikant ansteigt. Um den Einfluss der Turbulenz auf die Flammenkernentwicklung zu verdeutlichen, wurden für den in diesem Abschnitt untersuchten Betriebspunkt CFD-Berechnungen durchgeführt [185]. Die Berechnung erfolgte auf Basis der RANS-

Methode (Reynolds Averaged Navier Stokes) unter Verwendung des $k - \epsilon$ -Turbulenzmodells. Auch wenn die RANS-Modellierung keinen Einblick in die zyklischen Schwankungen der Strömungsgrößen gewährt, so können anhand der Mittelwerte dennoch Tendenzen abgeleitet werden und die Interpretation der experimentellen Ergebnisse unterstützen. Die TKE (Turbulente Kinetische Energie) wird bei der Verbrennungsmodellierung als Eingangsgröße zur Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit verwendet und hat damit einen wesentlichen Einfluss auf die Flammenkernbildung und Flammenausbreitung. Abbildung 5.14 zeigt das TKE-Feld sowie die Geschwindigkeitsvektoren für verschiedene Kolbenpositionen vor ZOT. In Abb. 5.15 ist die Zylinder-TKE als volumengemittelter Wert als Funktion des Kurbelwinkels abgebildet. Zusätzlich ist der Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_{ZK} aufgetragen, welche ebenfalls einen volumengemittelten Wert innerhalb eines Kugelvolumens um die Zündkerze darstellt. Der Aufbau der TKE erfolgt mit steigendem Kolbenhub durch Zerfall grobskaliger Wirbelstrukturen (Tumble) in kleine Wirbel mit höherer Frequenz [186–189]. Besonders hohe Werte erreicht man etwa 20°KW v. ZOT etwa in der Mitte des Hauptbrennraums („TKE Auge“). Zu diesem Zeitpunkt herrschen zusätzlich hohe Geschwindigkeiten im Elektrodenspalt, die den Zündfunken in Richtung hoher TKE-Gebiete auslenken. Die Entstehung einer gerichteten Strömung an der Zündkerze gegen OT ist der vorliegenden Motorkonfiguration geschuldet. Ab ca. 30°KW v. ZOT entsteht zwischen der Kolbenoberfläche und dem Zylinderkopf (linke Seite des

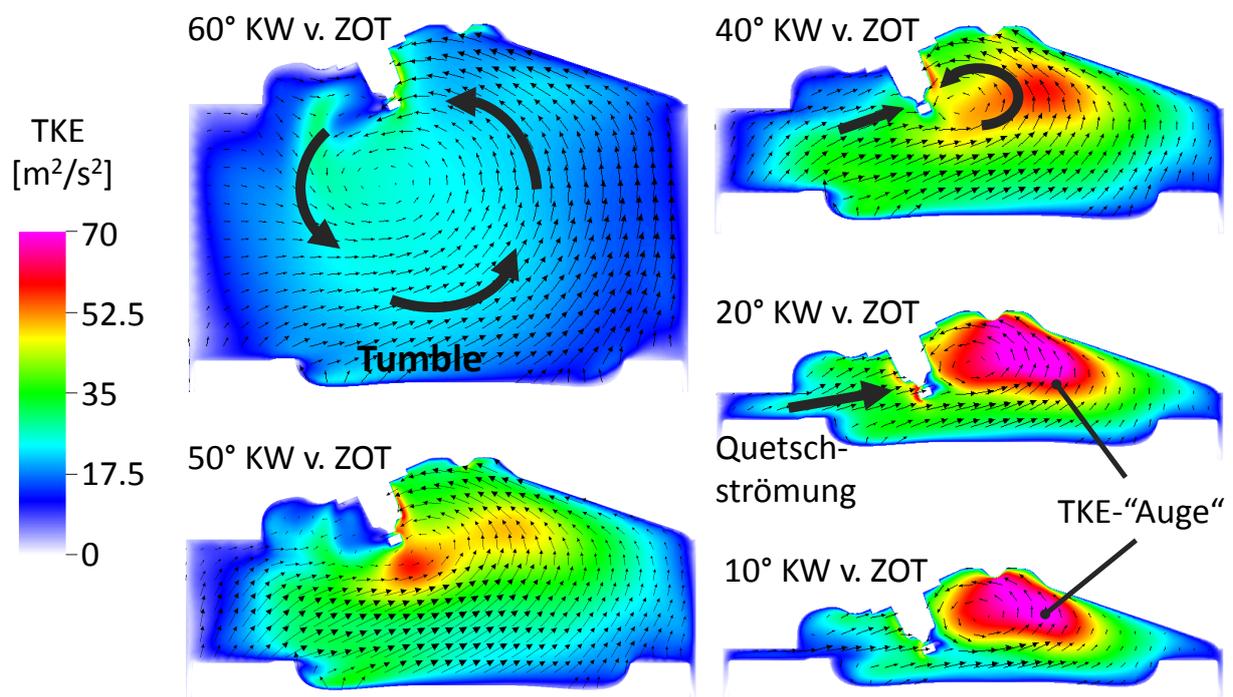


Abbildung 5.14: TKE- (Farbverlauf) und Geschwindigkeitsfeld (dünne schwarze Pfeile) für ausgewählte Kolbenpositionen (Auslass links, Einlass rechts). Dicke Pfeile verdeutlichen die Hauptströmungsrichtung

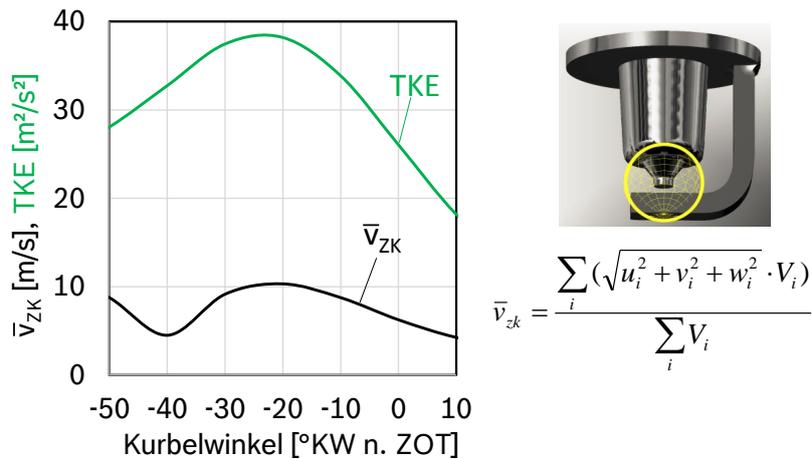


Abbildung 5.15: Zylindermittelwert der TKE und mittlere Geschwindigkeit (nach Gleichung rechts) innerhalb eines Kugelvolumens ($D=5\text{ mm}$) um die Zündkerze. u_i, v_i, w_i bezeichnen Geschwindigkeitskomponenten in drei Raumrichtungen und V_i das Volumen der i -ten Zelle

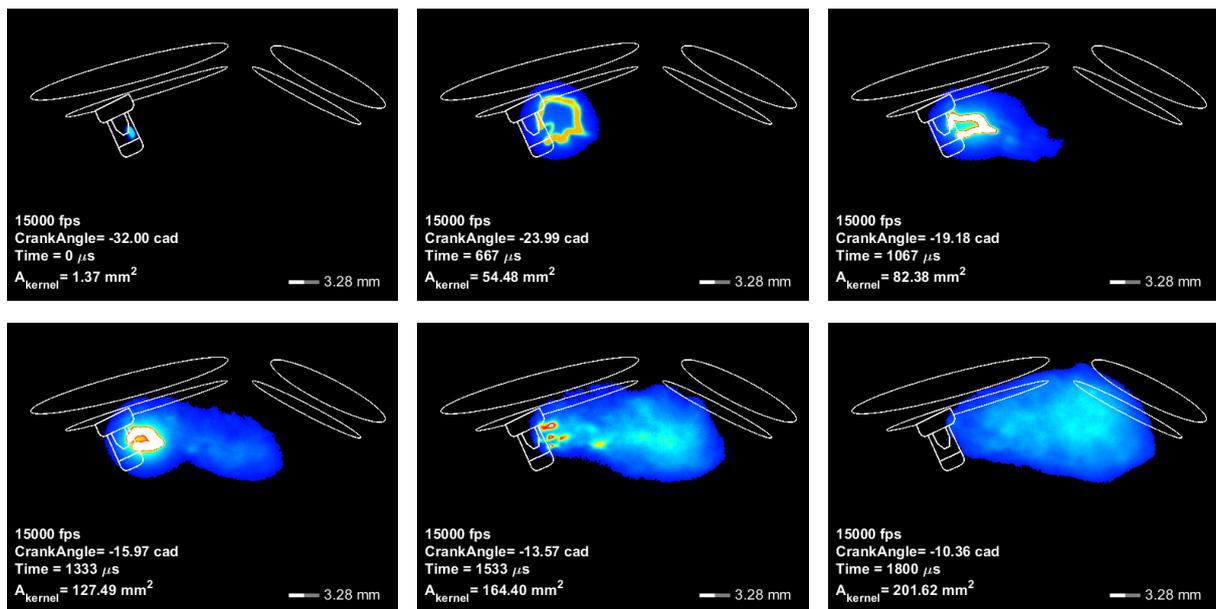


Abbildung 5.16: Entwicklung der Flammenkernfläche $A_K(t)$ bei $\lambda = 1.6$.

BP: $p_{mi} = 2\text{ bar}$, $n = 2000\text{ min}^{-1}$, $ZZP = 32\text{ °KW v. ZOT}$, Stromprofil: kontinuierlich

Brennraums) ein zunehmend kleiner Spalt, wodurch sich eine Quetschströmung in Richtung Zündkerze einstellt. Aufgrund dieser positiven Konstellation beider Effekte (TKE + Zündfunkenauslenkung) wird die Flammenkernbildung forciert. Abbildung 5.16 zeigt eine Bildsequenz für einen ZZP = 32°KW v. ZOT, die diesen Sachverhalt verdeutlicht. Durch die Quetschströmung wird das Zündplasma reproduzierbar nach rechts in Richtung der Einlassventile ausgelenkt. Die Bildung des Flammenkerns wird dabei durch die kontinuierliche Energiezufuhr des Zündfunken und durch die sich aufbauende TKE unterhalb des Brennraumdachs unterstützt. 40°KW v. ZOT

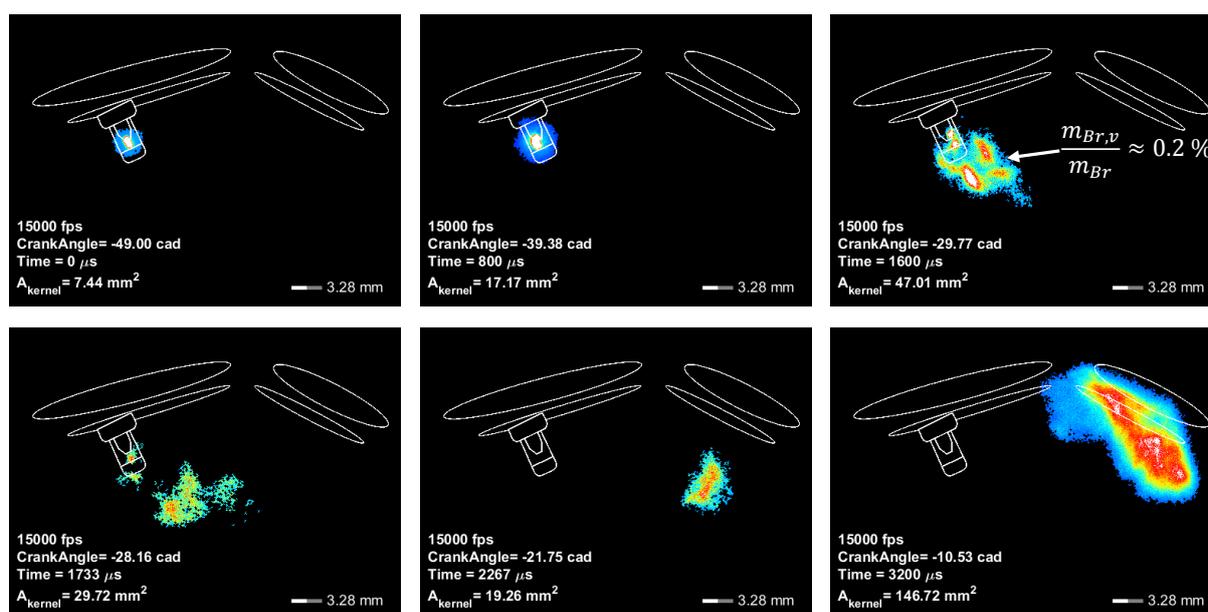


Abbildung 5.17: Entwicklung der Flammenkernfläche $A_K(t)$ bei $\lambda = 1.6$.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $ZZP = 50 \text{ }^\circ\text{KW v. ZOT}$, Stromprofil: kontinuierlich

beginnt zwar allmählich der Aufbau von TKE, allerdings fehlt zu diesem Zeitpunkt die Strömungsgeschwindigkeit im Elektrodenspalt, was an den entgegengesetzt gerichteten Geschwindigkeitsvektoren im Bereich des Elektrodenspalts und in Abb. 5.15 an dem Abfall von \bar{v}_{ZK} im KW-Bereich zwischen 30 und 40 $^\circ\text{KW v. ZOT}$ zu erkennen ist. Folglich nimmt die Größe des gebildeten Flammenkerns in diesem ZZP-Bereich signifikant ab. Der negative Einfluss der abnehmenden Temperatur zum ZZP und damit die Absenkung von S_L (36 cm/s bei 32 $^\circ\text{KW v. ZOT}$ vs. 32 cm/s bei 40 $^\circ\text{KW v. ZOT}$) auf die Flammenkernbildung ist in diesem $^\circ\text{KW}$ -Bereich im Vergleich zum Einfluss des veränderten Strömungszustands als gering einzuschätzen (vgl. Abb. 5.5(c)). Wird der Zündzeitpunkt noch weiter in Richtung „früh“ (50-60 $^\circ\text{KW v. ZOT}$) verschoben, dominiert zunehmend die gegen den Uhrzeigersinn rotierende Tumble-Strömung. Dabei steigt die Wahrscheinlichkeit, dass der Zündfunke zu Beginn der Entladephase in Richtung des Quetschspalts ausgelenkt wird. Wie die Auswertung der Strömungsgeschwindigkeiten an der Funkenstrecke zu Beginn dieses Abschnitts gezeigt hat (vgl. Abb. 5.10(a)), sind diese in diesem KW-Bereich dennoch vergleichsweise gering. Weiterhin ist die TKE in diesem Zündwinkelbereich noch nicht merklich ausgebildet. Die geringen Gasdichten und der Abfall von S_L erschweren die Entwicklung des Flammenkerns zu einer selbständigen Flamme zusätzlich. Abbildung 5.17 zeigt beispielhaft eine Bildsequenz für einen ZZP = 50 $^\circ\text{KW v. ZOT}$. Die obere Bildreihe zeigt einen KW-Bereich zwischen 50 und 30 $^\circ\text{KW v. ZOT}$, der gerade der gewählten Entladedauer des kontinuierlichen Stromprofils ($t_{Fu} = 1.65 \text{ ms}$) entspricht. Da das Zündplasma in der Nähe der Elektroden verbleibt, wird die Flammenkernbildung gehemmt. Kurz nach Ende der Entladephase entsteht ein kleiner Flammenkern, der sich allmählich von den Elektroden ablöst. Der Anteil umgesetzter Kraftstoffmasse $m_{Br,v}$ an der Gesamtmasse des eingespritzten Brennstoffs ($m_{Br,v}/m_{Br}$) lässt

sich zu diesem Zeitpunkt mit ca. 0.2% abschätzen³. Im weiteren Verlauf (untere Bildreihe) löst sich der Flammenkern von den Elektroden, wobei ein Teil aufgrund von Quenching an den Elektroden erlischt. Je nach Größe und Intensität der Wirbel kann der zu diesem Zeitpunkt ohnehin kleine Flammenkern in weitere Teilstücke zerklüftet werden. Da zu diesem Zeitpunkt keine Energiezufuhr durch den Zündfunken stattfindet, muss für eine selbständige Flammenausbreitung die durch chemische Reaktionen freigesetzte Energie die Wärmeverluste aus der Flamme und Flammenstreckung ausgleichen. Das Flammenkernwachstum schreitet folglich sehr langsam voran oder kann sogar vollständig zum Erliegen kommen, wenn der Flammenkern beispielsweise in die Nähe einer Wand getragen wird. Zwar ist zu diesem Zeitpunkt (ca. 20°KW v. ZOT, untere Bildreihe mittleres Bild) TKE bereits signifikant vorhanden (vgl. Abb. 5.15), allerdings ist nicht auszuschließen, dass zu diesem Zeitpunkt ein großer Anteil des Turbulenzspektrums aus großen Wirbelstrukturen besteht, die den relativ dazu kleinen Flammenkern konvektiv wegtragen, jedoch nicht zu dessen Auffaltung beitragen können (vgl. Grundlagen 2.3.2). Erst mit fortschreitender Zeit entfaltet sich die volle Wirkung der Turbulenz und die Flammenausbreitung nimmt rapide zu (untere Bildreihe, rechtes Bild). Dennoch beträgt der verbrannte Massenanteil zu diesem Zeitpunkt (ca. 10°KW v. ZOT) lediglich ca. 4%, was unvermeidbar zu einer verschleppten Verbrennung führt. Zusammenfassend ist also festzuhalten, dass der ZZZP und der zeitliche Fortschritt beim Aufbau der TKE während der Funkenentladung einen wesentlichen Einfluss auf die Geschwindigkeit der Flammenkernbildung haben. Selbst wenn es gelänge, den Zündfunken auch bei frühen ZZZP, etwa durch eine intensive Tumbleströmung, auszulenken, so kann trotz effizienter Energieübertragung vom Plasma an das Gemisch nicht ausgeschlossen werden, dass die Flammenkernbildung aus oben genannten Gründen verschleppt stattfindet. Bei spätem ZZZP verbleibt zwar weniger Zeit für die Flammenkernbildung, allerdings kann dieser Nachteil überkompensiert werden, indem, wie etwa bei dem vorliegenden Aggregat, durch konstruktive Maßnahmen eine gerichtete Strömung (Quetschströmung) generiert und gleichzeitig der Zündfunke in Gebiete mit hoher TKE ausgelenkt wird. Dennoch kann aufgrund zyklischer Strömungsschwankungen die Strömung an der Funkenstrecke über die gesamte Entladedauer nahezu vollständig wegbleiben. Bei derartigen Randbedingungen kommt es zu keinerlei Entflammung, was folglich zu einem sogenannten Verbrennungsaussetzer (kurz: Aussetzer) führen kann. Die Auswirkungen der Strömungsschwankungen auf die Einzelzyklenstatistik und damit die Laufruhe (COV) des Motors sollen anhand von Abb. 5.18 veranschaulicht werden. Wie im Kapitel Werkzeuge und Methoden 3.6.2 im Detail beschrieben, werden die indizierten Mitteldrücke des Hochdruckteils $p_{mi,hd}$ in schwache und starke Zyklen unterteilt, Abb. 5.18, a). Ließe man die schwachen Zyklen bei der Berechnung des COV-hd unberücksichtigt, so käme man auf eine Laufruhe COV-hd-opt von ca. 5.1%. Es überrascht daher nicht, dass neben der Grundschwankung (= Schwankungen oberhalb der Grenzlinie) vor allem die Aussetzer das COV-hd signifikant

³Für die Abschätzung der verbrannten Kraftstoffmasse $m_{Br,v}$ wird das Volumen aus der optischen Aufnahme unter der Annahme eines kugelförmigen Flammenkerns abgeschätzt. Anschließend lässt sich aus dem idealen Gasgesetz unter Berücksichtigung der adiabaten Flammentemperatur und der idealen Gaskonstante der verbrannten Zone die Masse der verbrannten Zone (=Flammenkern) m_K bestimmen. Da Massenerhaltung gilt ($m_K = m_{Br,v} + m_L$), lässt sich $m_{Br,v}$ unter Berücksichtigung des Verbrennungsluftverhältnisses λ abschätzen

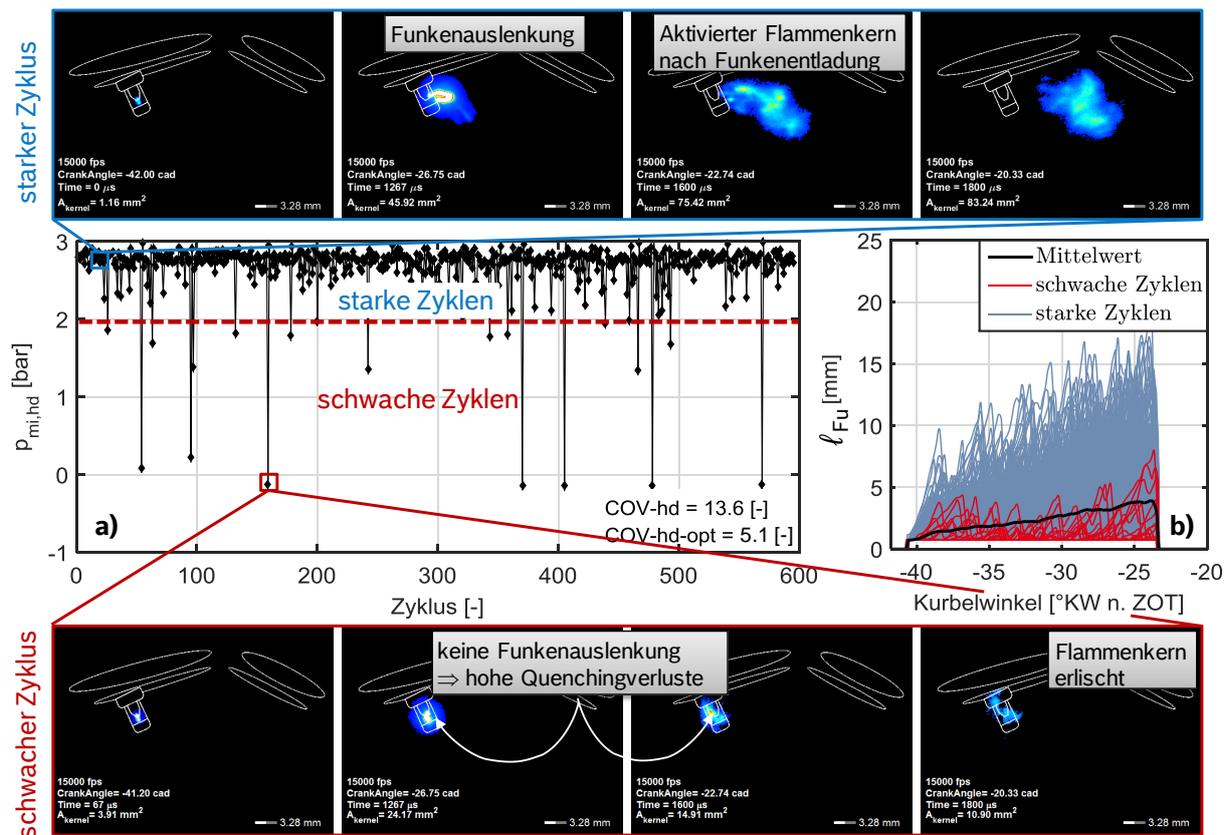


Abbildung 5.18: (a), $p_{mi,hd}$ von Einzelarbeitsspielen, gestrichelte Linie separiert starke von schwachen Zyklen, (b) Ermittelte Funkenlänge für jedes Arbeitsspiel. Bildsequenz zeigt beispielhaft die Flammenkernbildung für einen starken Zyklus (obere Bildreihe) und einen Verbrennungsaussetzer (untere Bildreihe).

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, ZZP = 42 °KW v. ZOT, Stromprofil: kontinuierlich

verschlechtern. Berechnet man zyklusindividuell die Funkenlänge (Abb. 5.18, b), so lässt sich für diesen Betriebspunkt ($p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$) und einen durchaus typischen ZZP von 40 °KW v. ZOT eindeutig nachweisen, dass Aussetzer und verschleppte Verbrennungen nahezu ausnahmslos auf fehlende Zündfunkenauslenkung (rote Linien) aufgrund von abwesender Strömung an der Zündkerze zurückzuführen sind. Die untere Bildsequenz veranschaulicht die Entstehung eines Aussetzers. Der nahezu stationäre Zündfunke führt zu hohen Quenchingverlusten, wodurch die Flammenkernbildung unterbunden wird. Die Bildreihe oben zeigt als Vergleich die Flammenkernbildung bei einem starken Zyklus. Die Reduktion zyklischer Strömungsschwankungen an der Funkenstrecke, vor allem während der Entladephase, ist demnach einer der Schlüsselfaktoren für eine gute Performance von Funkenzündsystemen. Sofern der ZZP, etwa aufgrund eines zu langen Ausbrands, nach früh verschoben werden muss, steigt das Risiko, ein Arbeitsspiel mit fehlender Strömung vorzufinden und damit das Risiko für einen Verbrennungsaussetzer. Die Erhöhung der Zündenergie durch Erhöhung des Funkenstroms oder der Funkenbrenndauer bringt bei derartigen Randbedingungen keinen Vorteil hinsichtlich Entflam-

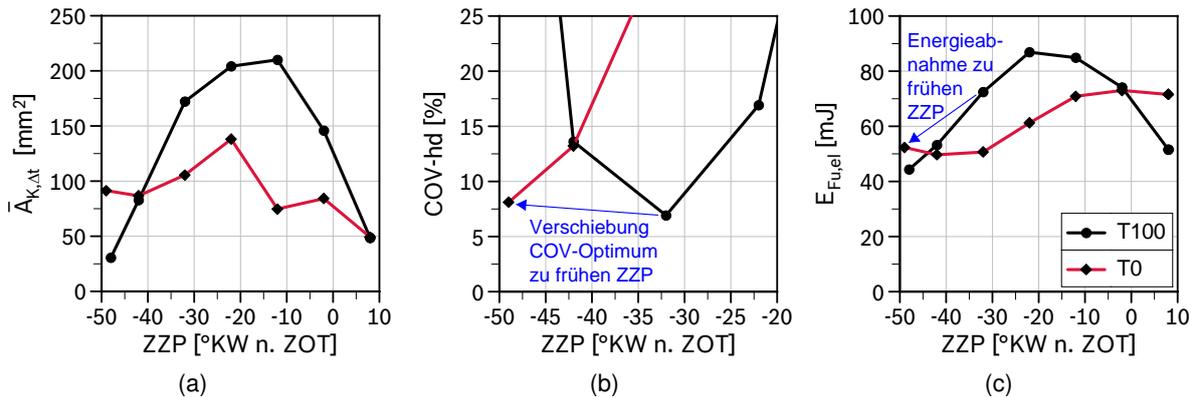


Abbildung 5.19: Erreichte Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ 20 °KW n. ZPP, COV-hd und $E_{Fu,el}$ als Funktionen des ZPP mit aktivierten (T100) und deaktivierten (T0) Tumble-Klappen.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, Stromprofil: kontinuierlich

mung, da im stationären Fall (stehender Funke), wie anhand der stationären Brennkammerversuche nachgewiesen (vgl. Kap. 4.1), die Flammenkernbildung durch veränderte elektrische Parameter der Nachentladephase nicht beschleunigt werden kann.

5.2.5 Einfluss der Ladungsbewegung

Die Ladungsbewegung wird bei $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ und $\lambda = 1.6$ durch Öffnen der Tumble-Klappen in den Einlasskanälen variiert. Dabei strömt die Luft nahezu parallel zur Zylinderachse in den Brennraum ein (vgl. Abb. 3.16(a)). Anders als im Fall geschlossener Tumble-Klappen, nimmt die Ausprägung einer walzenförmigen Strömung, die um ZOT in Turbulenz zerfällt, deutlich ab. Folglich ist mit geöffneten Tumble-Klappen das Turbulenzniveau (TKE) deutlich geringer, was sich unmittelbar auf die Flammenkernbildung und die Verbrennung auswirkt. Die Auswirkungen auf die Flammenkernbildung, COV-hd und freigesetzte Funkenenergie sind für beide Ladungsbewegungsstrategien (T100 = mit Tumble, T0 = ohne Tumble) in den Abb. 5.19(a)-5.19(c) dargestellt. Das Stromprofil (kontinuierlich) ist jeweils identisch. Auffällig ist der unterschiedliche Verlauf der aktivierten Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ für beide Ladungsbewegungskonzepte. Ein ausgeprägtes Maximum für die T0-Variante lässt sich nicht erkennen. Weiterhin liegen die erreichten Flächen weitestgehend unterhalb derer für die T100-Variante. Beides deutet darauf hin, dass das Turbulenzniveau (TKE) deutlich abnimmt. Allerdings fällt bei deaktiviertem Tumble auf, dass $\bar{A}_{K,\Delta t}$ für einen ZPP = 50 °KW v. ZOT deutlich höher liegt. Offensichtlich liegen zu diesem Zeitpunkt sogar bessere Entflammungsbedingungen vor als für die T100-Variante. Bei diesem ZPP wird gleichzeitig der Bestwert des COV für die T0-Variante erreicht. Der Verlauf von $E_{Fu,el}$ bestätigt weiterhin das niedrigere Ladungsbewegungs-niveau für nahezu alle ZPP. Die Auswirkungen deaktivierter Tumble-Klappen auf den ZPP als auch auf den zeitlichen

Ablauf der Verbrennung und damit auf die indizierte Arbeit lassen sich durch den Einsatz einer zyklusaufgelösten Brennverlaufsanalyse nachvollziehen. Abbildungen 5.20(a) und 5.20(b) zeigen den indizierten Mitteldruck der Hochdruckschleife $p_{mi,hd}$ über der Brenndauer⁴ (mfb5-90) für beide Tumble-Klappen-Stellungen bei jeweils COV-optimalem ZZZ (50 °KW v. ZOT für T0 und 32 °KW v. ZOT für T100). Die schwachen Zyklen können in beiden Fällen ausnahmslos langer Brenndauer zugeordnet werden. Weiterhin nehmen sowohl die Brenndauer insgesamt als auch deren zyklische Schwankungen für die T0-Variante zu. Der Anstieg der Brenndauer ist zum einen auf eine geringere Turbulenzintensität zurückzuführen, was sich unmittelbar negativ auf die turbulente Brenngeschwindigkeit auswirkt. Zum anderen verursacht die Verlängerung der Brenndauer einen überproportional ansteigenden Vorzündbedarf. Überproportional deshalb, weil erstens die Hauptverbrennung (mfb5-90) mehr Zeit beansprucht und zweitens der Brennverzögerung (mfb0-5) ansteigt, da der ZZZ in thermodynamisch und strömungstechnisch ungünstige KW-Bereiche verschoben wird. Dies hat jedoch unmittelbar negative Konsequenzen für die zyklischen Schwankungen während der Flammenkernbildung, was sich im Umkehrschluss auf die zyklischen Schwankungen der Hauptverbrennung auswirkt. Abbildungen 5.21(a) und 5.21(b) (obere Bildreihe) zeigen, dass für beide Ladungsbewegungsvarianten ein langer Brennverzögerung zu einer verlängerten Brenndauer führt. Da die zyklischen Schwankungen von mfb0-5 für die T0-Variante ebenfalls größer sind, hat dies, wie beschrieben, höhere zyklische Schwankungen von mfb5-90 zur Folge. Auch wenn es Zyklen gibt, die trotz sehr langem Brennverzögerung (mfb0-5 > 40 °KW) zu einem vergleichsweise hohen Mitteldruck führen, so können die schwachen Zyklen (rot markiert) ebenfalls einem langem Brennverzögerung zugeordnet werden. Es stellt

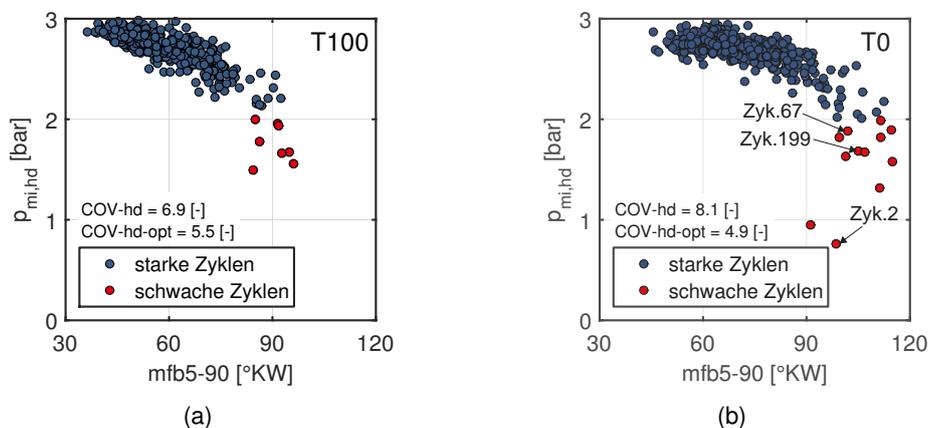


Abbildung 5.20: $p_{mi,hd}$ als Funktion der Brenndauer (mfb5-90) mit (a) aktivierten (T100) und (b) deaktivierten (T0) Tumble-Klappen

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, *Stromprofil:* kontinuierlich. Auf die markierten Zyklen (2, 67, 199) wird in Abb. 5.22(a) Bezug genommen

⁴Das Brennende wird hier bei 90% der insgesamt umgesetzten Kraftstoffmasse definiert, da die Detektion des tatsächlichen Brennendes (typischerweise 95%) insbesondere an der Magergrenze aufgrund des verschleppten Ausbrands fehlerbehaftet sein kann

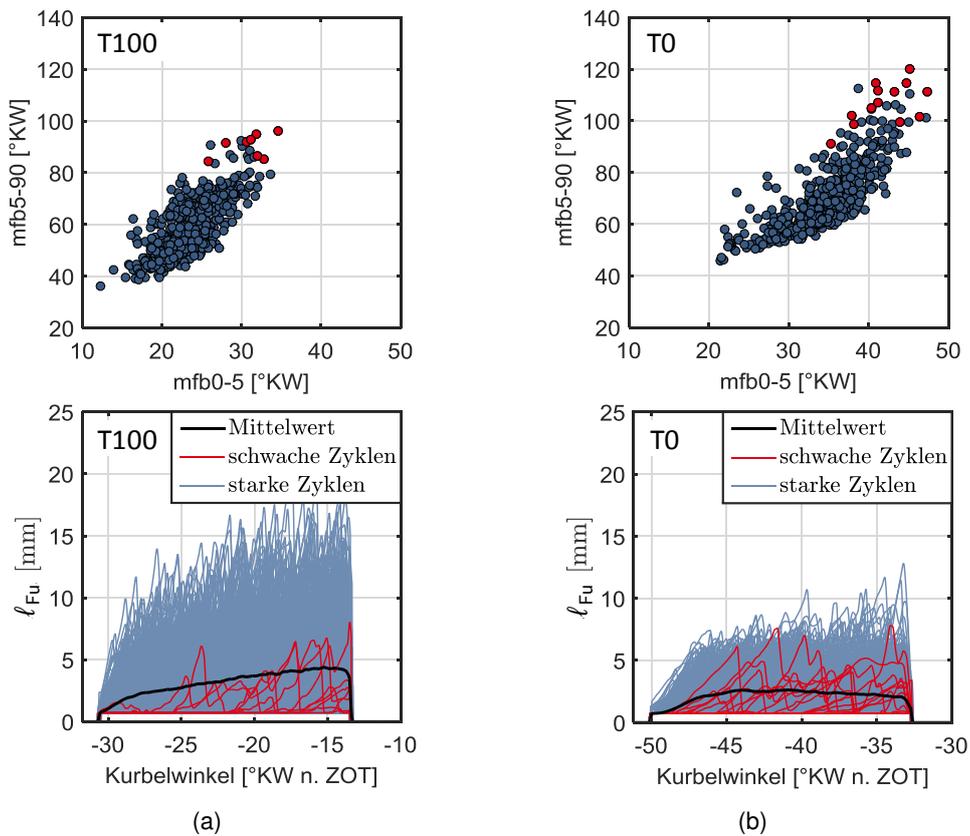


Abbildung 5.21: Brenndauer ($mfb5-90$) als Funktion des Brennverzugs ($mfb0-5$) und ermittelte Funkenlänge während der Entladedauer, (a) aktivierte (T100) und (b) deaktivierte (T0) Tumble-Klappen

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, Stromprofil: kontinuierlich

sich daher die Frage, ob und welche Funkenparameter für den stochastisch auftretenden sehr langen Brennverzug und damit für das Auftreten von verschleppten Verbrennungen (= schwache Zyklen) verantwortlich sind. Hierzu wird die Funkenlänge ausgewertet, vgl. Abb. 5.21(a) und 5.21(b) (untere Bildreihe). Für T100 sind die Zündfunken deutlich länger, was auf die ausgeprägte Tumble-Strömung sowie durch den späteren ZZZ auf die Quetschströmung zurückzuführen ist. Dies erklärt auch die höheren Zündfunkenenergien, siehe Abb. 5.19(c). Da der optimale ZZZ für die T0-Variante weit vor ZOT liegt, fehlt hier die Wirkung der Quetschströmung. Die schwachen Zyklen ($p_{mi,hd} < 2 \text{ bar}$) können für die T100-Variante relativ kurzen Funken zugeordnet werden (rote Linien). Die Auswirkungen auf die A_K -Bildung wurden im Abschnitt zuvor ausführlich diskutiert. Für die T0-Variante ist die Korrelation nicht eindeutig, d.h. bei schwachem Tumble-Niveau führen offensichtlich auch lange Funken zu einer verschleppten Flammenkernbildung. Um dies zu erklären, sind in Abb. 5.22(a) jeweils Bildsequenzen für drei schwache Zyklen (Zyk. 2, 67, 199, siehe Pfeile in Abb. 5.20(b)) als auch für drei starke Zyklen (Zyk. 9, 14, 15) dargestellt, Abb. 5.22(b). Bei den schwachen Zyklen wird der Zündfunke während der gesamten

5.2 Optische Untersuchungen zur Flammenkernbildung im mageren Betrieb

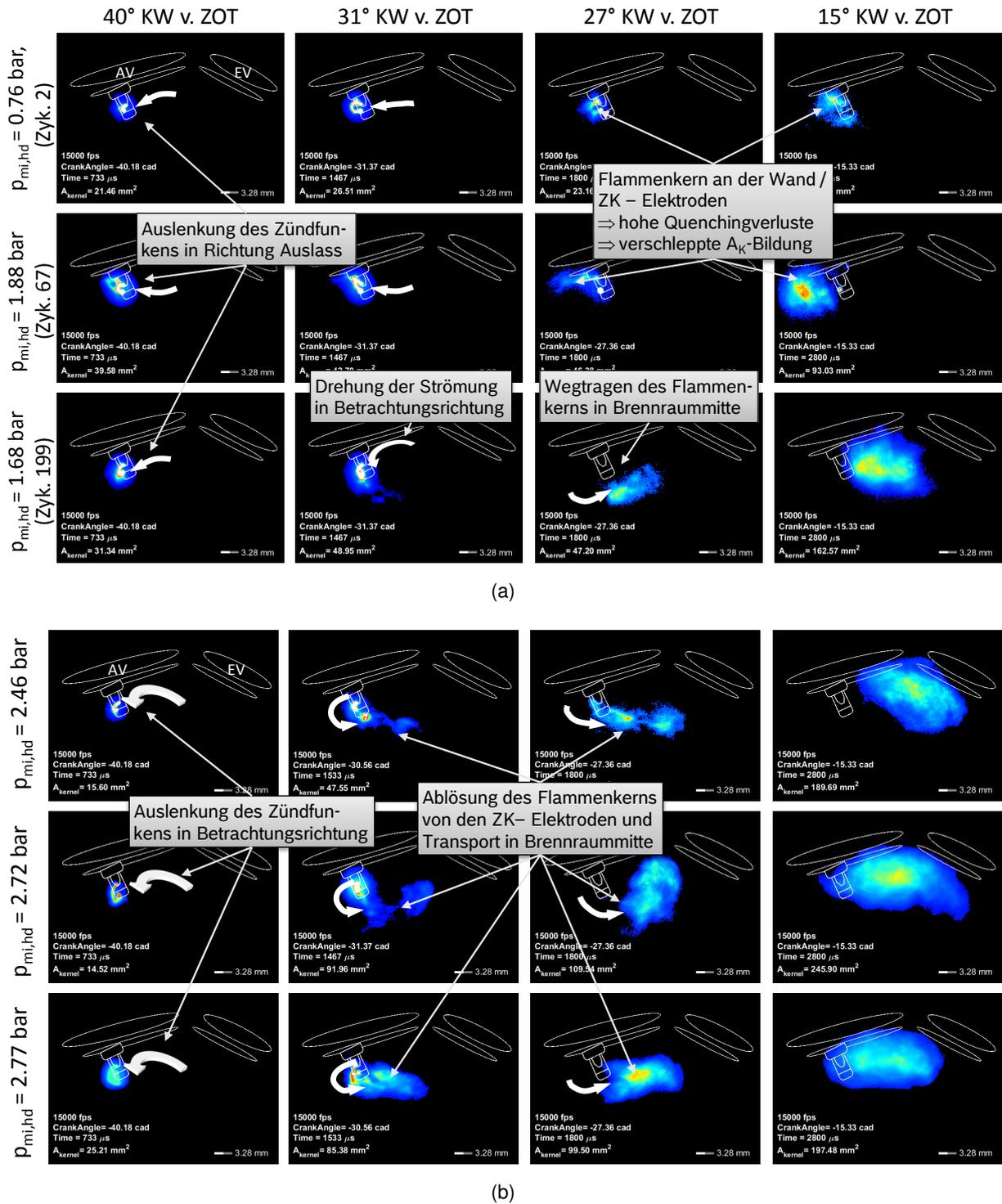


Abbildung 5.22: Von links nach rechts: Zeitliche Entwicklung des Flammenkerns für verschiedene induzierte Mitteldrücke einzelner Arbeitsspiele, (a) schwache Zyklen, (b) starke Zyklen. Aufnahmezeitpunkte (KW-Position) für alle Mitteldrücke identisch.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $\lambda = 1.6$, $ZZP = 49^\circ \text{ KW v. ZOT}$, Stromprofil: kontinuierlich, Tumble deaktiviert

Entladedauer (ca. $1.65 \text{ ms} \pm 20\% \text{KW}$) nach links in Richtung Auslassseite des Brennraums ausgelenkt. Dies gilt insbesondere für die Zyklen mit indizierten Mitteldrücken $p_{mi,hd} = 0.76 \text{ bar}$ und $p_{mi,hd} = 1.88 \text{ bar}$, wobei der Erste einem Verbrennungsaussetzer sehr nahe kommt. Kurz nach Funkenentladung (Bildreihe bei $27\% \text{KW v. ZOT}$) befinden sich die Flammenkerne in der Nähe der Zündkerzenelektroden bzw. auf der linken Seite unterhalb des Brennraumdachs. Letzteres führt im weiteren Verlauf dazu, dass der Flammenkern zwischen Brennraumdach und den sich aufwärts bewegenden Kolben eingeschlossen wird. Sowohl Quenching an der Zündkerze als auch die Flammenkernbildung in der Nähe relativ kalter Brennraumwände führen zu einer verschleppten Flammenkernbildung. Für das Arbeitsspiel mit $p_{mi,hd} = 1.68 \text{ bar}$ (untere Bildreihe von Abb. 5.22(a)) sind die beschriebenen Effekte ähnlich, wenngleich sich die Strömung bei ca. $27\% \text{KW v. ZOT}$ in Betrachtungsrichtung umkehrt und ihr folgend auch der Zündfunken. Der Flammenkern wird im weiteren Verlauf in Richtung Brennraummitte weggetragen und kann sich relativ ungestört in der Brennraummitte ausbreiten. Nichtsdestotrotz geht ein Teil der Energie des Zündfunken zu Beginn der Entladung an die Elektroden verloren. Die Auslenkung des Zündfunken in Richtung der Auslassseite lässt annehmen, dass trotz deaktivierter Tumble-Klappe eine gegen den Uhrzeigersinn drehende Strömung vorliegt, wenn auch nicht so ausgeprägt wie mit geschlossener Klappenstellung. Allerdings lässt sich auch festhalten, dass in dieser Konfiguration die Strömungsrichtung arbeitsspielindividuell relativ stark schwankt. Betrachtet man die starken Zyklen in Abb. 5.22(b), so fällt auf, dass sich die Strömung bereits zu Beginn der Entladung dreht und der Zündfunken in Betrachtungsrichtung ausgelenkt wird. Ab $31\% \text{KW v. ZOT}$ erkennt man bereits, dass sich der Flammenkern von den Elektroden ablöst und in Richtung Brennraummitte transportiert wird. Dieser Sachverhalt minimiert offensichtlich die Aufenthaltsdauer des Flammenkerns in der Nähe von kalten Wänden, wodurch die Flammenkernbildung begünstigt wird.

Für den Betrieb mit offener Tumble-Klappenstellung (T_0) lässt sich daher festhalten, dass aufgrund des großen Vorzündbedarfs eine gegen den Uhrzeigersinn drehende Strömungsform zyklisch auftritt und den Zündfunken in Richtung der Auslassseite auslenkt. Trotz Funkenauslenkung kommt es zum Kontakt mit kalten Oberflächen während der Flammenkernbildung, wodurch diese verschleppt stattfindet. Damit kann die fehlende Korrelation zwischen langen Funken und schwachen Zyklen (vgl. Abb. 5.21(b)) zumindest ansatzweise erklärt werden. Allerdings lassen sich zwei weitere negativen Effekte auf die Flammenkernbildung bei deaktivierter Tumble-Klappe nicht ausschließen. Da in der vorliegenden Arbeit keine Messtechnik zur Bestimmung der lokalen Gemischverteilung zur Verfügung stand, kann nicht ausgeschlossen werden, dass bei deaktivierter Tumble-Klappe die Gemischbildung trotz Einspritzung in den Saughub nicht signifikant verschlechtert wird. Gebiete mit noch magerer Zusammensetzung verglichen zum globalen Mittelwert sind daher möglich. Die Bedingungen für die Flammenkernbildung werden dadurch trotz Funkenauslenkung verschärft. Weiterhin wirken sich Unzulänglichkeiten in der Gemischbildung negativ auf den Ablauf der Hauptverbrennung aus, die durch die geometrischen Eigenschaften des Zündfunken nicht beeinflusst werden kann. Als zweiten Grund für die uneindeutige Korrelation zwischen Funkenlänge und schwachen Zyklen lässt sich der Einfluss

der Zündenergie festhalten. Durch den erhöhten Vorzündbedarf sinken sowohl der Druck als auch die Temperatur zum ZZP – beides negative Effekte auf die Flammenkernbildung (vgl. Kap. 2.3.1). Als Gegenmaßnahme ließen sich der Funkenstrom und/oder die Funkenbrenndauer erhöhen, womit der erhöhte Energiebedarf für die Entflammung abgedeckt werden könnte. Die Wirksamkeit dieser Maßnahme wurde in jüngster Vergangenheit durch Untersuchungen von Schneider et. al. [13] für den hier untersuchten Versuchsträger bei identischem Betriebspunkt bestätigt. Demnach konnte die Entflammungsphase (mfb0-5) durch den Einsatz eines Hochenergiezündsystems ($E_{Fu} > 200$ mJ) signifikant verkürzt werden. Allerdings zeigen die Autoren auch, dass durch diese Maßnahme eine lediglich moderate Verbesserung der Laufruhe erzielt werden kann. Dieses Ergebnis impliziert, dass insbesondere bei niedriger Ladungsbewegung der zeitliche Ablauf der Hauptverbrennung (mfb5-90) und deren zyklische Schwankungen eine dominante Rolle spielen.

5.2.6 Einfluss der Last und der Drehzahl

Die Versuche zum Einfluss der Last und der Drehzahl auf die Flammenkernbildung und die Verbrennung wurden mit dem kontinuierlichen Stromprofil an der Magergrenze des jeweiligen Betriebspunkts bei geschlossener Tumbleklappenstellung durchgeführt. Beim Vergleich der Betriebspunkte lag besonderes Augenmerk auf die Effekte bei optimalem ZZP, wenngleich im ersten Schritt eine Variation des ZZP durchgeführt wurde, da je nach Motorkonfiguration auch abweichende Zündzeitpunkte im Vergleich zum verwendeten Versuchsträger denkbar sind.

Einfluss der Last, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$

Die Auswirkungen der Last auf die Flammenkernbildung, COV-hd und freigesetzte Funkenenergie sind in den Abb. 5.23(a)-5.23(c) an der jeweiligen Magergrenze dargestellt. Um den Mess- und Analyseaufwand zu begrenzen, wurde die Anzahl gemessener Datenpunkte für die Lastpunkte 3.5 bar und 6.2 bar reduziert. Nichtsdestotrotz erkennt man für alle Lastpunkte den bereits bekannten parabelförmigen Verlauf der erreichten Flammenkernfläche als Funktion des ZZP. Diese nimmt im Bereich 10 - 20 °KW v. ZOT mit steigender Last sogar leicht zu, obwohl das Gemisch stärker verdünnt ist. Weiterhin ist zu beachten, dass mit steigender Last die umgesetzte Masse während der Entflammungsphase aufgrund der höheren Gemischdichte deutlich zunimmt, auch wenn die Unterschiede in $\bar{A}_{K,\Delta t}$ moderat erscheinen. Die Möglichkeit, mit steigender Last die Magergrenze ausweiten zu können, deutet auf bessere Entflammungsbedingungen und auf bessere Randbedingungen während des Verbrennungsablaufs hin. Der optimale ZZP bezüglich COV-hd liegt für alle Betriebspunkte bei ca. 32 °KW v. ZOT. Wird der ZZP zunehmend in Richtung früh verstellt, so führt dies zu einer signifikanten Verschlechterung der Laufruhe bei niedrigen Lasten, hingegen zu einer moderaten Verschlechterung bei hoher Last. Dies deutet ebenfalls darauf hin, dass der optimale Entflammungsbereich mit steigender Last vergrößert wird. Die verbesserten Entflammungsbedingungen mit steigender Last erlauben es, das Gemisch stärker zu verdünnen, was auf mehrere Faktoren zurückzuführen ist. Erstens führt

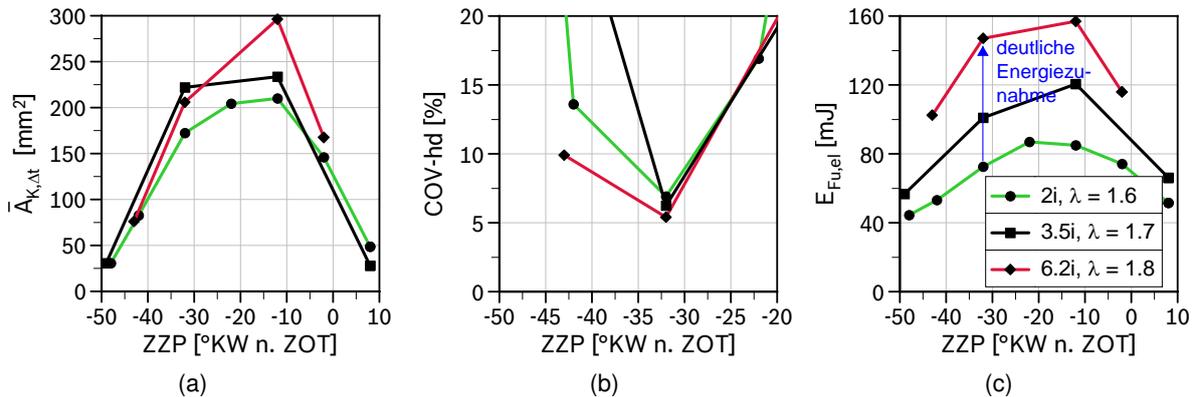


Abbildung 5.23: Erreichte Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ 20 °KW n. ZKP, COV-hd und $E_{F_{u,e}}$ als Funktionen des ZKP für verschiedene Lastpunkte an der jeweiligen Magergrenze.

BP: $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, Tumble-Klappe geschlossen

der höhere Druck zum ZKP zur Absenkung des minimalen Zündenergiebedarfs (vgl. Gl. 2.15). Gleichzeitig nimmt die Energiezufuhr deutlich zu, da offensichtlich höhere Strömungsgeschwindigkeiten zu einer deutlichen Auslenkung des Zündfunken führen. Weiterhin konnte in Grundlagenuntersuchungen an der Brennkammer gezeigt werden, dass ein höherer Druck zum ZKP den Zündfunken stabilisiert und die Anzahl an Restrikes verringert (vgl. Abb. 4.10(b)). Neben positiven Auswirkungen auf den Übertrag elektrischer Energie an das Gemisch, führt höherer Druck zu einer Zunahme der Turbulenzintensität und zu einer Abnahme turbulenter Längenskalen [186]. Beide Effekte führen zu einer Erhöhung der turbulenten Brenngeschwindigkeit und stabilisieren insbesondere unter mageren Randbedingungen die Verbrennung. Die beschriebenen Effekte wirken sich auf die zyklischen Schwankungen des Verbrennungsablaufs aus und lassen sich in Abb. 5.24(a) und 5.24(b) für die Lastpunkte 2 bar bzw. 6.2 bar verdeutlichen. Trotz deutlich magerem Gemisch bleiben die zyklischen Schwankungen der Brenndauer (mfb5-90) auf einem ähnlichen Niveau, wenn die Last erhöht wird. Die schwachen Zyklen ($p_{mi,hd} < 2 \text{ bar}$ bzw. $p_{mi,hd} < 5.4 \text{ bar}$) korrelieren in beiden Fällen mit langen Brenndauern. Der Zusammenhang zwischen Brenndauer (mfb5-90) und Brennverzug (mfb0-5) ist Abb. 5.25(a) und 5.25(b) zu entnehmen. Die deutlich geringeren zyklischen Schwankungen des Brennverzugs in Abb. 5.25(b) bestätigen die beschriebenen Zusammenhänge, dass auch die Flammenkernbildung bei höherer Last stabiler abläuft. Bei niedriger Last (Abb. 5.25(a)) zeigt es sich, dass die schwachen Zyklen (rote Punktwolke) mit langem Brennverzug und weiterhin mit langer Brenndauer korrelieren, d.h. verschleppte Flammenkernbildung führt zu einer Verlängerung des Durchbrands und damit unter Umständen auch zu einer unvollständigen Verbrennung, was sich in einem geringeren $p_{mi,hd}$ äußert. Bei höherer Last ist dies hingegen weniger eindeutig, d.h. die schwachen Zyklen sind zwar auf lange Brenndauer zurückzuführen, aber nicht zwangsläufig auf einen langen Brennverzug und damit auf eine verschleppte Flammenkernbildung. Es stellt sich daher die Frage, ob und wie stark bei höherer Last die Hauptverbrennung von der Entflammungsphase beeinflusst wird. Um einen ganzheitlichen Überblick über den Verbrennungsablauf zu

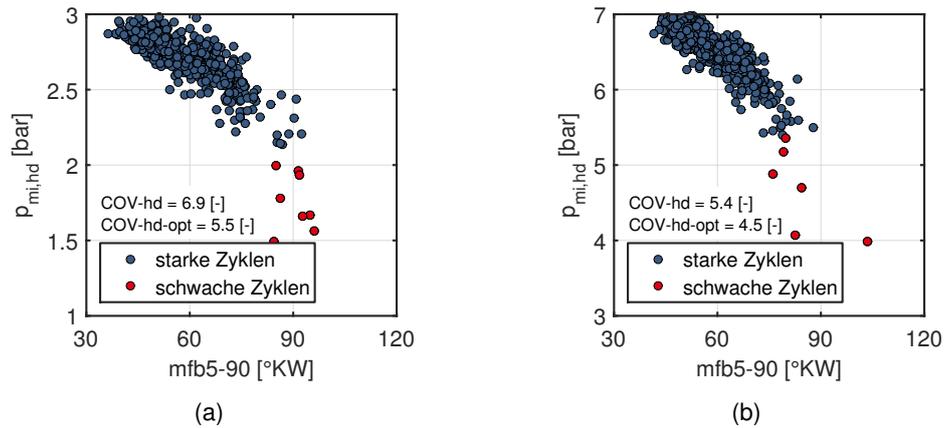


Abbildung 5.24: $p_{mi,hd}$ als Funktion der Brenndauer ($mfb5-90$) bei (a) $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$ und (b) $p_{mi} = 6.2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.8$.

BP: $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZP jeweils: 32 KW v. ZOT, Tumble-Klappe geschlossen

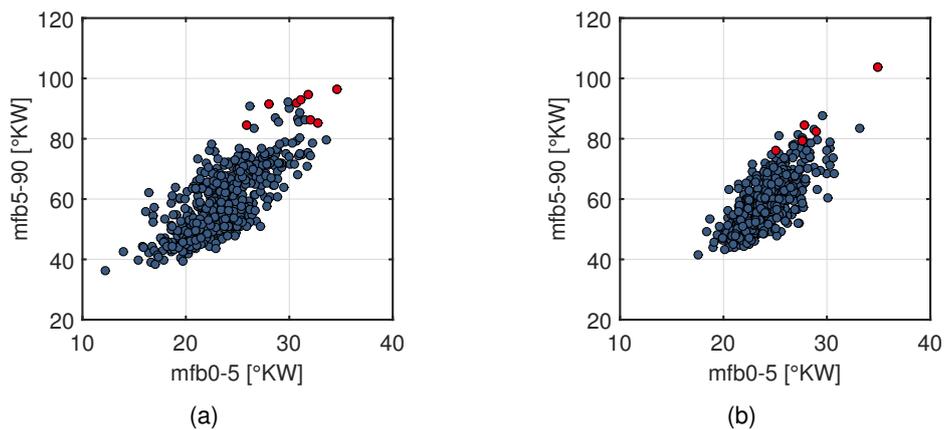


Abbildung 5.25: Brenndauer ($mfb5-90$) als Funktion des Brennverzugs ($mfb0-5$), (a) $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$ und (b) $p_{mi} = 6.2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.8$.

BP: $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZP jeweils: 32 KW v. ZOT, Tumble-Klappe geschlossen

erhalten, bietet es sich an dieser Stelle an, den Summenbrennverlauf für beide Lastpunkte und 600 Arbeitsspiele auszuwerten, Abb. 5.26(a) und 5.26(b). Im linken oberen Teil des Diagramms ist ein KW-Bereich vergrößert dargestellt, der die Entflammungsphase verdeutlichen soll. Für den Lastpunkt mit $p_{mi} = 2 \text{ bar}$ liegen die schwachen Zyklen (rote Kurven) relativ konzentriert auf einem ähnlich geringen Niveau während der Initialphase der Verbrennung (vgl. gezoomte Darstellung in Abb. 5.26(a)). Die geringe umgesetzte Brennstoffmasse während der Initialphase der Verbrennung führt folglich zu einer verschleppten und unvollständigen Verbrennung. Bei der Last $p_{mi} = 6.2 \text{ bar}$ zeigt es sich, dass die Spreizung der umgesetzten Brennstoffenergie

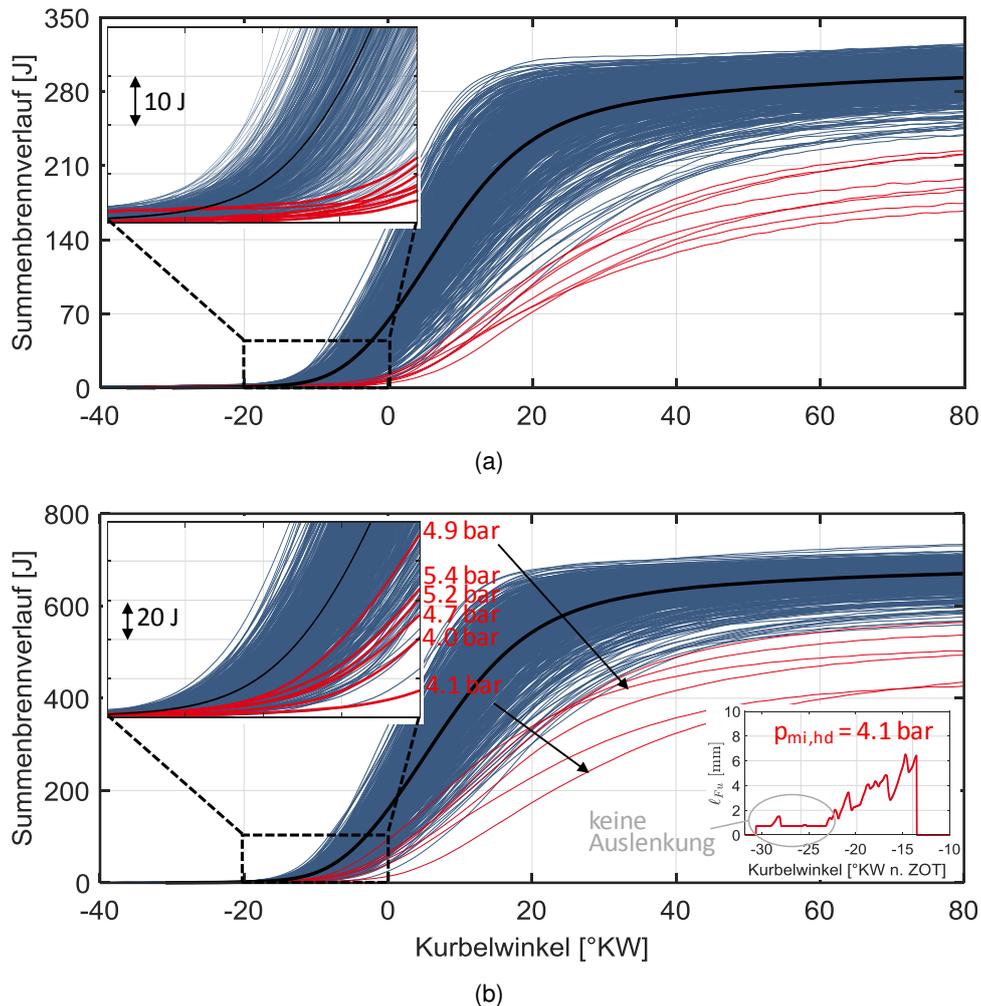


Abbildung 5.26: Summenbrennverläufe für 600 Zyklen (schwache Zyklen in rot, starke Zyklen in blau, Mittelwert in schwarz). (a) $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$ und (b) $p_{mi} = 6.2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.8$.
BP: $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZZ jeweils: 32 KW v. ZOT, Tumble-Klappe geschlossen

für die schwachen Zyklen in der Initialphase der Verbrennung im Vergleich zur geringeren Last zunimmt. Zusätzlich ist die Überlappung der schwachen mit den starken Zyklen (blaue Kurven) deutlich größer, was darauf hindeutet, dass eine unvollständige Verbrennung nicht zwangsläufig auf Unzulänglichkeiten während der Flammenkernbildung zurückzuführen ist. Besonders eindeutig zeigt sich dies an einem schwachen Zyklus mit einer indizierten Last während der Hochdruckschleife $p_{mi,hd} = 4.9 \text{ bar}$ (vgl. gezoomte Darstellung in Abb. 5.26(b)). Trotz relativ hoher umgesetzter Energie während der Initialphase der Verbrennung wird eine geringe Last erreicht. Am Summenbrennverlauf wird für dieses Arbeitsspiel (siehe Pfeil) deutlich, dass dieser ab ca. 10 °KW n. ZOT abknickt, was einen verschleppten und damit unvollständigen Ausbrand herbeiführt. Dennoch gilt auch bei höherer Last, dass eine verschleppte Flammenkernbildung

bzw. eine geringe umgesetzte Masse während der Initialphase der Verbrennung zwangsläufig zu einer verschleppten Verbrennung führt. Dies verdeutlicht das Arbeitsspiel mit einer indizierten Last von $p_{mi,hd} = 4.1 \text{ bar}$. Die Auswertung der Zündfunkenlänge für dieses Arbeitsspiel bestätigt, dass während der ersten Hälfte der Funkenbrenndauer keine Auslenkung des Zündfunken stattfindet, wodurch nicht genügend Energie an das Gemisch übertragen wird. Rein statistisch betrachtet führt jedoch die Erhöhung der Last zu einer hohen zyklischen Reproduzierbarkeit der Zündfunkenauslenkung. Berechnet man diese zyklus aufgelöst für die untersuchten Lastpunkte, so stellt man erstens fest, dass die Zündfunkenauslenkung mit der Last deutlich zunimmt und zweitens die schwachen Zyklen (bis auf den oben diskutierten) offensichtlich nicht auf mangelnde Zündfunkenauslenkung zurückzuführen sind, Abb. 5.27(a)-5.27(c), obere Reihe. Bei niedriger Last ist die Korrelation hingegen eindeutiger. Die Auslenkung spiegelt sich in einem hohen Zündfunkenwirkungsgrad wider, der bestätigt, dass mit höherer Last die Wahrscheinlichkeit ein Arbeitsspiel mit fehlender Funkenauslenkung vorzufinden nahezu verschwindet, Abb. 5.27(a)-5.27(c), mitte. Im Mittel werden ca. 80 % der eingespeisten elektrischen Energie (vgl. Abb. 5.23(c), ZZP = 32 %KW v. ZOT) an das Gemisch übertragen. Grund dafür ist die Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit am Zündort und weiterhin die Abnahme der Wahrscheinlichkeit, Zyklen mit fehlender Strömung am Zündort vorzufinden, Abb. 5.27(a)-5.27(c), unten. Ausserdem setzt bei dem gewählten Zündzeitpunkt (32 %KW v. ZOT) die Quetschströmung bereits ein, so dass der Zündfunke mit hoher Wahrscheinlichkeit in Richtung Brennraummitte und damit in Gebiete mit hoher TKE ausgelenkt wird. Dieser Umstand führt zu sehr guten Bedingungen für die Flammenkernbildung. Die genannten Effekte erklären aus Sicht der Flammenkernbildung, warum die Erhöhung der Last höhere Verdünnungsgrade des Gemisches zulässt. Allerdings spielt auch die Güte der Hauptverbrennung im mageren Betrieb mit steigender Last eine zunehmend wichtige Rolle. Trotz Zündfunkenauslenkung kann die Verbrennung unvollständig ablaufen, da z.B. Gemischinhomogenitäten und/oder lokale Flammenlöscheffekte vor allem aufgrund der hohen Verdünnung auftreten können. Dennoch, alle Maßnahmen, die Flammenkernbildung zu forcieren, d.h. möglichst großen Flammenkern in einer möglichst kurzen Zeit zu aktivieren, bringen Vorteile für den Ablauf der Hauptverbrennung. Da mit steigender Last ein hohes Strömungsniveau an der Zündkerze reproduzierbar vorliegt, eignet sich die Erhöhung des Funkenstroms in besonderer Weise. Dieser stabilisiert den Zündfunken, wodurch die Auslenkung noch weiter erhöht werden kann. Neben Ausweitung des Zündvolumens wird dadurch die eingetragene Energie zusätzlich erhöht. Die Umsetzung dieser Maßnahme ließe sich mit einem leistungsgesteuerten Zündsystem am besten umsetzen, da durch Erhöhung der elektrischen Leistung auf der Sekundärseite gleichzeitig das Sekundärstromniveau erhöht wird, ohne Einbußen bezüglich Funkenbrenndauer. Eine konventionelle TSZ hat demgegenüber den Nachteil, dass die Funkenbrenndauer mit steigender Last abnimmt. Nichtsdestotrotz steigt auch bei einer klassischen Spulenzündung mit steigender Last die positive Wirkung der Funkenzündung an, da erstens der elektrische Wirkungsgrad des Systems ansteigt (vgl. Kap. 5.1), d.h. mehr Energie steht von vornherein an der Funkenstrecke zur Verfügung und die oben beschriebenen Wirkketten genauso wirksam sind. Prinzipiell ließe sich auch das Funkenstromniveau

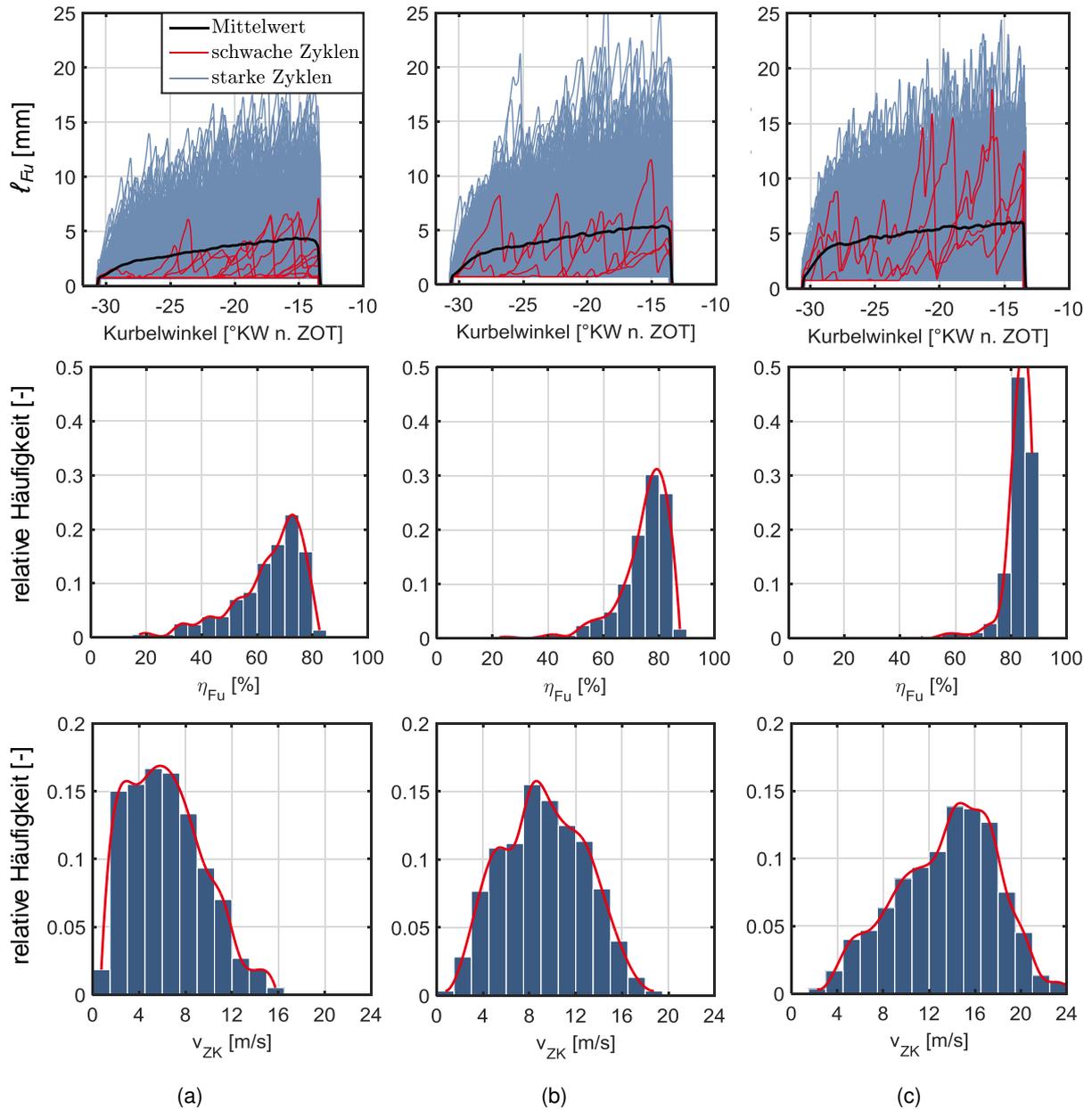


Abbildung 5.27: Zündfunkenlänge, Zündfunkenwirkungsgrad und Strömungsgeschwindigkeit für (a) $p_{mi} = 2$ bar, $\lambda = 1.6$, (b) $p_{mi} = 3.5$ bar, $\lambda = 1.7$, (c) $p_{mi} = 6.2$ bar, $\lambda = 1.8$.

BP: $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZZ jeweils: 32 °KW v. ZOT, Tumble-Klappe geschlossen

eines konventionellen Zündsystems etwa durch Anpassung der Windungszahlen der Spulen oder schlicht durch Erhöhung der primärseitig eingespeisten Energie erhöhen, wenngleich die Verschleißthematik dadurch verschärft wird. Aus Sicht der Flammenkernbildung konnte jedoch die Wirksamkeit dieser Maßnahme in Kombination mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten

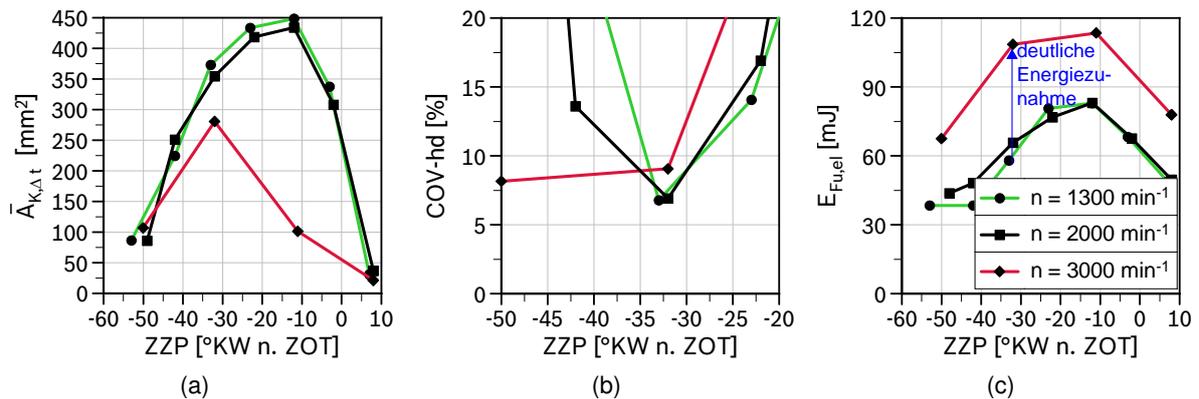


Abbildung 5.28: Erreichte Flammenkernfläche $\bar{A}_{K,\Delta t}$ 30 °KW nach ZPP, COV-hd und $E_{Fu,el}$ als Funktionen des ZPP für verschiedene Drehzahlen.

BP: $p_{mi} = 2$ bar, $\lambda = 1.6$, Stromprofil: kontinuierlich, Tumble-Klappe geschlossen

am Zündort nachgewiesen werden [190].

Einfluss der Drehzahl, $p_{mi} = 2$ bar

Der Einfluss der Drehzahl auf die Flammenkernbildung wird bei 1300, 2000 und 3000 min⁻¹ untersucht. Mit steigender Drehzahl erhöht sich die Ladungsbewegung und die Turbulenz, was zunächst einen positiven Effekt auf die Flammenkernbildung und auf die Hauptverbrennung darstellt. Allerdings sinkt mit steigender Drehzahl die für die Verbrennung verfügbare Zeit, da in der gleichen Zeit ein größerer KW-Bereich verstreicht. Für die hier untersuchte Funkenbrenndauer von 1.45 ms (kontinuierliches Stromprofil) beträgt der verstrichene KW-Bereich bei 1300 min⁻¹ ca. 18 °KW und bei 3000 min⁻¹ ca. 26 °KW. Um die erreichten Flammenkernflächen bei unterschiedlichen Drehzahlen miteinander vergleichen zu können, wird die erreichte Flammenkernfläche bei jeweils 30 °KW nach ZPP bewertet. Damit wird sichergestellt, dass auch bei 3000 min⁻¹ die elektrische Funkenenergie in jedem Fall vollständig freigesetzt wird. Für die niedrigeren Drehzahlen wird mit dieser Definition implizit akzeptiert, dass sich der Flammenkern nach Brenne des Zündfunken noch eine gewisse Zeit (in ms) selbständig ausbreiten kann. Abbildungen 5.28(a)-5.28(c) zeigen für verschiedenen ZPP den Einfluss der Drehzahl auf die mittlere erreichte Flammenkernfläche 30 °KW nach ZPP, das COV-hd und die elektrisch freigesetzte Funkenenergie. Ab einem ZPP = 32 °KW v. ZOT liegt $\bar{A}_{K,\Delta t}$ für $n = 3000$ min⁻¹ deutlich unter derer bei niedrigeren Drehzahlen. Offensichtlich kann die steigende Drehzahl und die daraus resultierende höhere Ladungsbewegung den zeitlichen Nachteil (in ms) bezüglich Flammenausbreitung gegenüber den niedrigeren Drehzahlen nicht kompensieren. Dies spiegelt sich bei einem ZPP = 32 °KW v. ZOT direkt in einem schlechteren COV-hd wider. Folglich muss für die Flammenkernbildung mehr Zeit eingeräumt werden, was einen höheren Vorzündbedarf zur Folge hat. Der optimale ZPP liegt hierbei bei ca. 50 °KW v. ZOT. Dieser führt jedoch nur zu einer moderaten Verbesserung des COV-hd, da sich gleichzeitig die Zündbedingungen signifikant verschlechtern, Abb. 5.28(a). Der deutliche Anstieg der freigesetzten elektrischen Funkenenergie

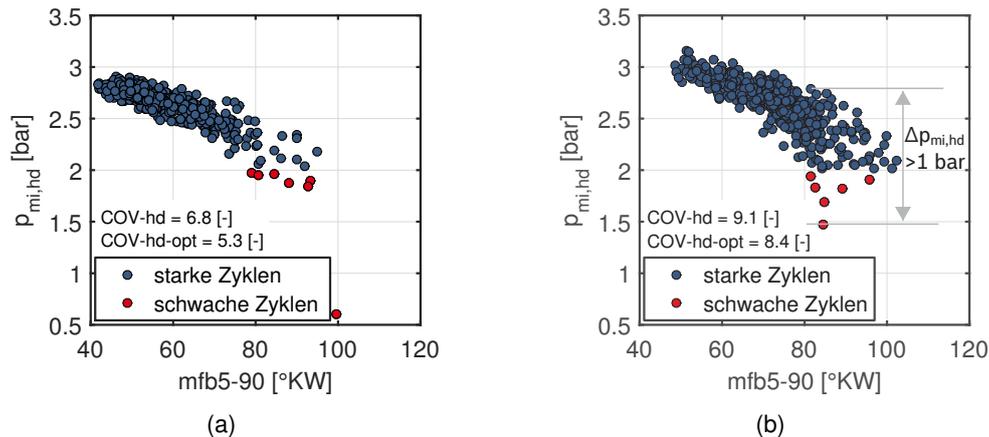


Abbildung 5.29: $p_{mi,hd}$ als Funktion der Brenndauer ($mfb5-90$). (a) $n = 1300 \text{ min}^{-1}$ und (b) $n = 3000 \text{ min}^{-1}$.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$, *Stromprofil: kontinuierlich*, $ZZP = 32 \text{ °KW v. ZOT}$

gie, Abb. 5.28(c), bestätigt das höhere Strömungsniveau mit steigender Drehzahl, wobei auch dieser Vorteil den negativen Effekt der kürzeren zur Verfügung stehenden Zeit nicht kompensieren kann. Im Folgenden werden die Unterschiede zwischen 1300 min^{-1} und 3000 min^{-1} bei einem $ZZP = 32 \text{ °KW v. ZOT}$ im Detail analysiert. Die Wahl eines identischen ZZP 's für die Diskussion der Flammenkernbildung ist an dieser Stelle von besonderem Nutzen, da annähernd bei identischem Druck und identischer Temperatur gezündet wird und auch die Gemischzusammensetzung identisch ist. Folglich lässt sich der Einfluss der Strömung separiert betrachten. Die Einzelzyklenstatistik für beide Drehzahlen in Abb. 5.29(a) und 5.29(b) zeigt, dass mit höherer Drehzahl einerseits die Brenndauer in $^{\circ}\text{KW}$ zunimmt (Punktwolke nach rechts verschoben) und andererseits deren zyklische Schwankung ansteigt. Weiterhin steigt das Streuband des $p_{mi,hd}$ mit längerer Brenndauer an, was gleichbedeutend ist mit einer zyklisch sehr stark schwankenden umgesetzten Kraftstoffmasse während der Hauptverbrennung. Die Verlängerung der Brenndauer (in $^{\circ}\text{KW}$) mit höherer Drehzahl ist, wie bereits genannt, der kürzeren zur Verfügung stehenden Zeit (in ms) geschuldet. Weiterhin ist nicht ausgeschlossen, dass durch den Anstieg der Ladungsbewegung und Zunahme der Turbulenz insbesondere im mageren Betrieb lokale Flammenlöschung auftreten kann [103, 191], was ebenfalls den Durchbrand verlängert. Beide Effekte können dazu führen, dass das Gemisch nicht vollständig umgesetzt wird und damit die Varianz des $p_{mi,hd}$ ansteigt. Wie in diesem Abschnitt anhand der Auswertung der Strömungsgeschwindigkeit noch gezeigt wird, kann der Anstieg der zyklischen Schwankungen von $mfb5-90$ und $p_{mi,hd}$ mit hoher Wahrscheinlichkeit auf den Anstieg der zyklischen Strömungsschwankungen in Zusammenhang gebracht werden. Die Frage, die sich nun stellt, ist, inwieweit die Hauptverbrennung von der Entflammungsphase beeinflusst wird. Die zyklus aufgelöste Auswertung der Brenndauer als Funktion des Brennverzugs in Abb. 5.30(a), 5.30(b) zeigt, dass der Einfluss des Brennverzugs auf die Brenndauer mit steigender Drehzahl abnimmt (Punktwolke „kippt“ nach links). Die Zuordnung von schwachen Zyklen zum langen Brennverzug ist bei 1300 min^{-1}

relativ eindeutig, während bei 3000 min^{-1} die Eindeutigkeit abnimmt. Der gefundene Zusammenhang zwischen Initialphase der Verbrennung und dem indizierten Mitteldruck lässt sich durch Bewertung des Brennverzugs an dieser Stelle schwer ermitteln. Daher bietet es sich an, neben dem Brennverzug, die umgesetzte Brennstoffenergie Q_b 30 °KW nach ZZP als weiteres Bewertungskriterium der Entflammungsphase heranzuziehen. Wie zu Beginn des Abschnitts definiert, umfasst dieser Zeitabschnitt die Funkenbrenndauer bei 3000 min^{-1} und repräsentiert die Phase der Flammenkernbildung. Abbildungen 5.31(a) und 5.31(b) zeigen den Zusammenhang dieses Kriteriums mit $p_{mi,hd}$. Mit höherer Drehzahl wird während der ersten 30 °KW nach ZZP weniger Energie bzw. Brennstoffmasse umgesetzt (Punktelcke linksverschoben), was im Übrigen konsistent mit der geringeren erreichten Flammenkernfläche ist (vgl. Abb. 5.28(a)). Das bedeutet im Umkehrschluss, dass mit steigender Drehzahl die Flammenkernbildung auf °KW -Basis eher verzögert wird. Der steilere Anstieg der Punktelcke im Bereich $Q_b < 50 \text{ J}$ bei 3000 min^{-1} im Vergleich zu 1300 min^{-1} zeigt weiterhin, dass eine geringe umgesetzte Kraftstoffmasse während der Initialphase der Verbrennung nicht zwangsläufig zu einem geringen $p_{mi,hd}$ führen muss (vgl. z.B. Zyklus 81 vs. Zyklus 92). Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass mit höherer Drehzahl der Einfluss der Hauptverbrennung auf die zyklischen Schwankungen des $p_{mi,hd}$ zunimmt und damit das COV bei identischem λ ansteigt. Abbildung 5.31(c) verdeutlicht den Einfluss des Durchbrands anhand des Brenn- und Summenbrennverlaufs für die Arbeitsspiele 81 und 92. Trotz nahezu identischer umgesetzter Kraftstoffmasse in den ersten 30 °KW nach ZZP wird während der anschließenden Hauptverbrennung im Arbeitsspiel 92 deutlich mehr Masse umgesetzt, was zu einem signifikant höheren $p_{mi,hd}$ als im Arbeitsspiel 81 führt. Die optische Auswertung der Flammenkernbildung in Abb. 5.32 für zwei schwache Arbeitsspiele (48, 81 aus Abb. 5.31(b)) und ein starkes Arbeitsspiel (92 aus Abb. 5.31(b)) bestätigt zudem, dass die Entwicklung der Flammenkernfläche sowohl für den starken als auch für die schwachen Zyklen vergleichbar ist. Der Zündfunke wird in allen drei Fällen in Richtung Brennraummitte und damit in Gebiete mit

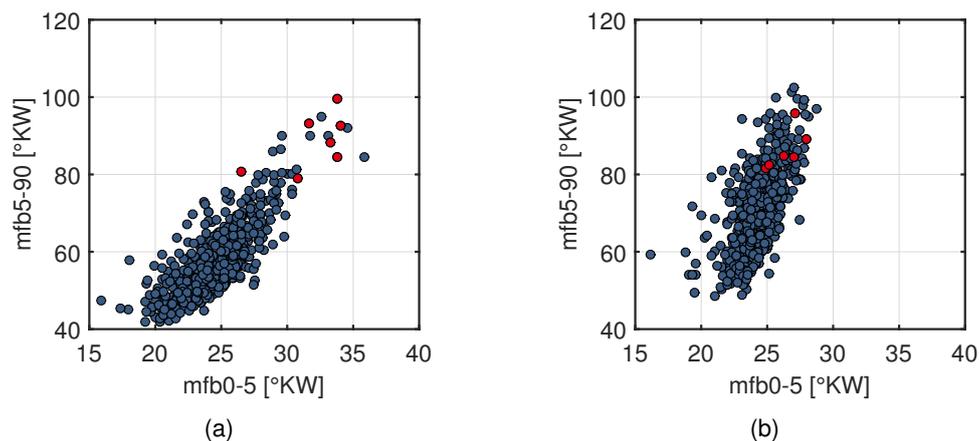


Abbildung 5.30: Brenndauer ($mfb5-90$) als Funktion des Brennverzugs ($mfb0-5$). (a) $n = 1300 \text{ min}^{-1}$ und (b) $n = 3000 \text{ min}^{-1}$.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$, **Stromprofil:** kontinuierlich, **ZZP = 32 °KW v. ZOT**

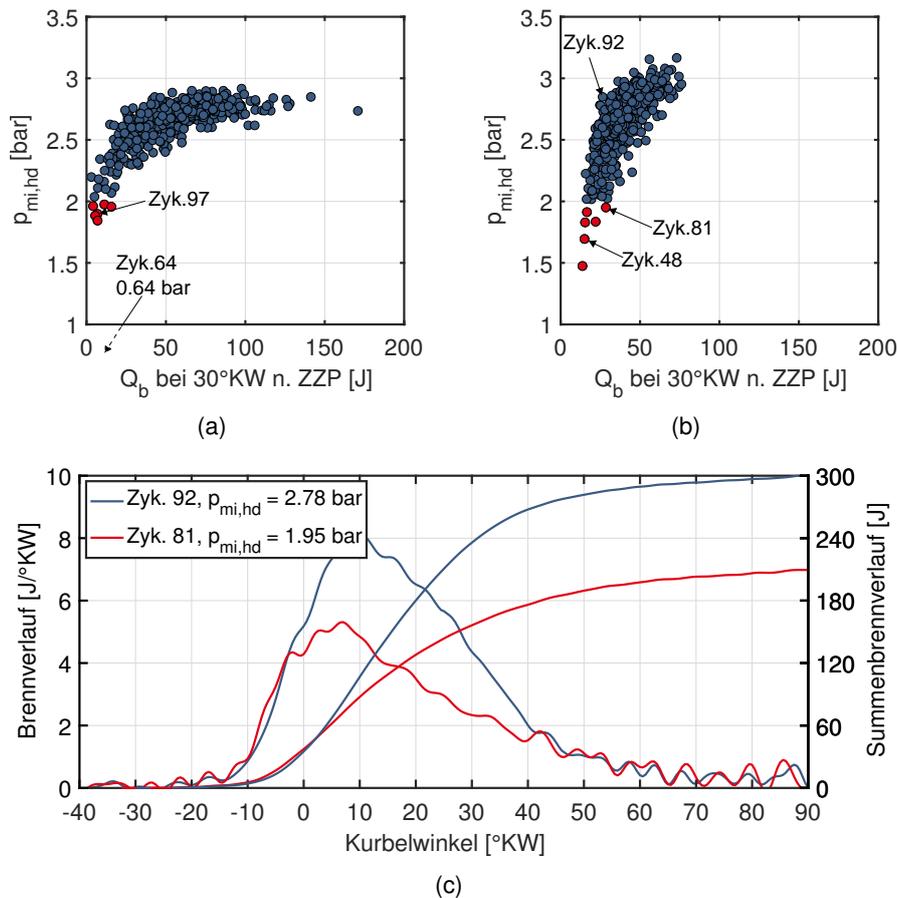


Abbildung 5.31: $p_{mi,hd}$ als Funktion der umgesetzten Brennstoffenergie Q_b 30 KW nach ZZP, (a) $n = 1300 \text{ min}^{-1}$ und (b) $n = 3000 \text{ min}^{-1}$. (c) Brenn- und Summenbrennverlauf für 2 ausgewählte Arbeitsspiele bei $n = 3000 \text{ min}^{-1}$.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZP = 32 KW v. ZOT

hoher TKE ausgelenkt (vgl. Kap. 5.2.4). Im Vergleich dazu lassen sich bei niedrigen Drehzahlen schwache Zyklen eindeutig auf fehlende Zündfunkenauslenkung zurückführen, Abb. 5.33. Stellvertretend seien hierzu die Arbeitsspiele 64 und 97 aus Abb. 5.31(a) erwähnt. Trotz der längeren zur Verfügung stehenden Zeit für die Hauptverbrennung kann bei niedrigen Drehzahlen eine verschleppte Flammenkernbildung durch Quenching nicht kompensiert werden, was folglich zu einer unvollständigen Verbrennung führt. Zusammenfassend lässt sich also festhalten, dass im verdünnten Motorbetrieb mit steigender Drehzahl die zyklischen Verbrennungsschwankungen zunehmend durch den Ablauf der Hauptverbrennung dominiert werden. Im Gegensatz zu kleinen Motordrehzahlen sind verschleppte Verbrennungen weniger häufig auf Unzulänglichkeiten während der Flammenkernbildung zurückzuführen. Dies liegt insbesondere an den strömungstechnisch vorteilhaften Randbedingungen am Zündort. Wie in vorangegangenen Kapiteln ausführlich diskutiert, kommt der Zündfunkenauslenkung für eine gute Entflammung eine wesentliche Rolle zu. Mit höherer Drehzahl nimmt statistisch betrachtet die Wahrscheinlichkeit, in einem

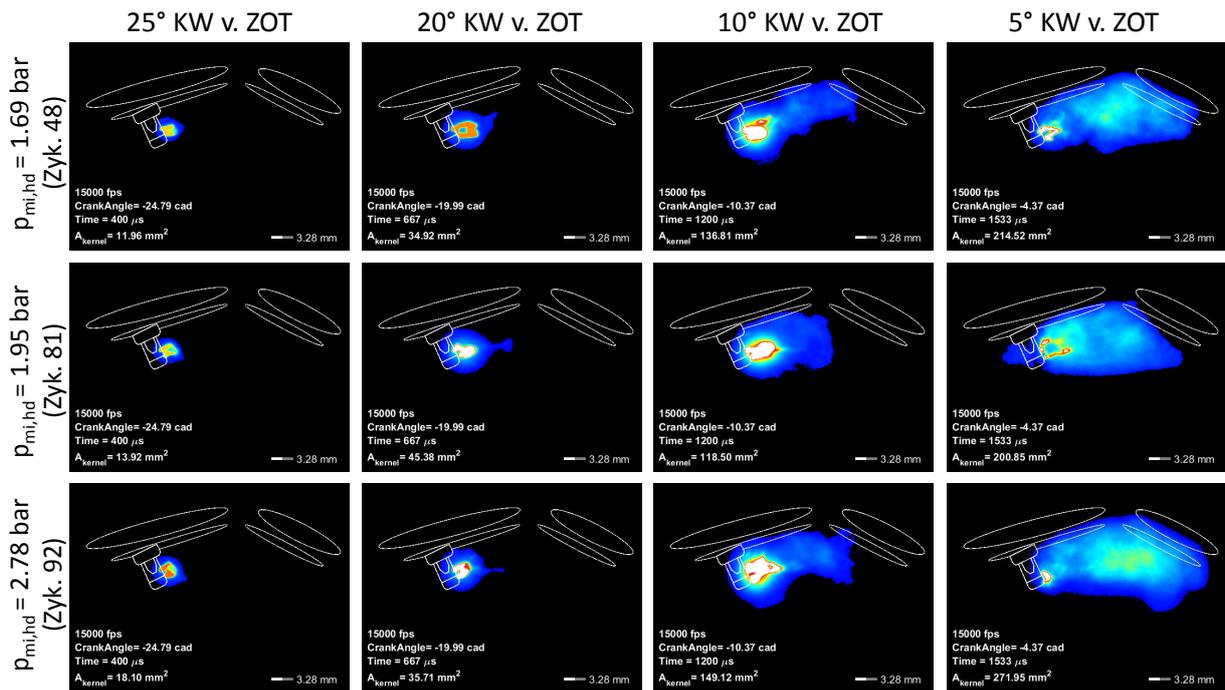


Abbildung 5.32: Zeitliche Entwicklung des Flammenkerns für zwei schwache Zyklen 48, 81 ($p_{mi,hd} < 2$ bar) und einen starken Zyklus 92 ($p_{mi,hd} = 2.78$ bar), vgl. Abb. 5.31(b).

BP: $p_{mi} = 2$ bar, $\lambda = 1.6$, $n = 3000 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZP = 32 °KW v. ZOT

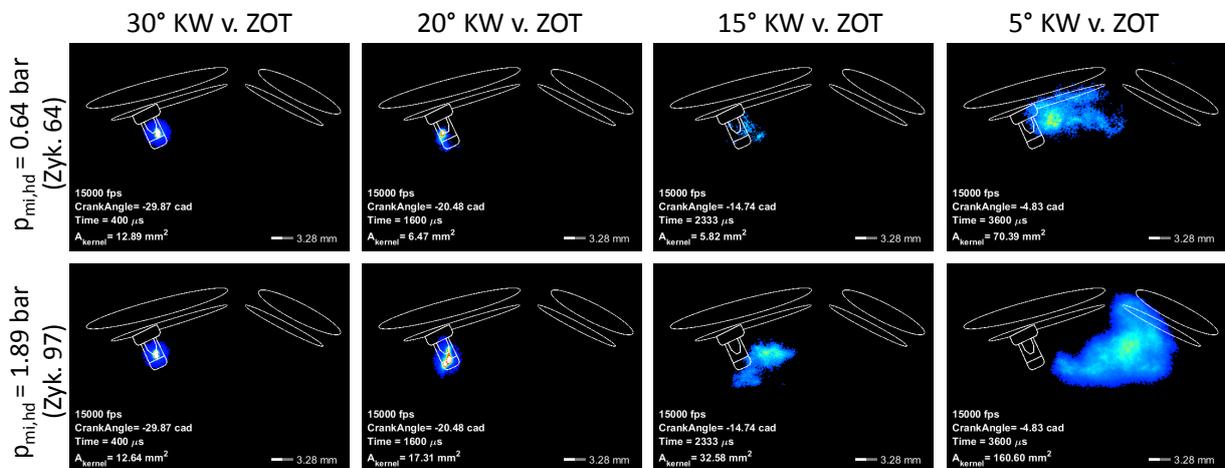


Abbildung 5.33: Zeitliche Entwicklung des Flammenkerns für zwei schwache Zyklen 64, 97 mit $p_{mi,hd} = 0.64$ bar bzw. 1.89 bar (vgl. Abb. 5.31(a)).

BP: $p_{mi} = 2$ bar, $\lambda = 1.6$, $n = 1300 \text{ min}^{-1}$, Stromprofil: kontinuierlich, ZZP = 32 °KW v. ZOT

Arbeitsspiel einen langen Zündfunken vorzufinden deutlich zu. Abbildungen 5.34(a) - 5.34(c) verdeutlichen die Effekte anhand einer zyklus aufgelösten Auswertung der Zündfunkenlänge für die hier untersuchten Drehzahlen 1300 min^{-1} , 2000 min^{-1} und 3000 min^{-1} . Die Korrelation zwischen Zündfunkenauslenkung und den schwachen Zyklen ($p_{mi,hd} < 2$ bar) nimmt mit steigender

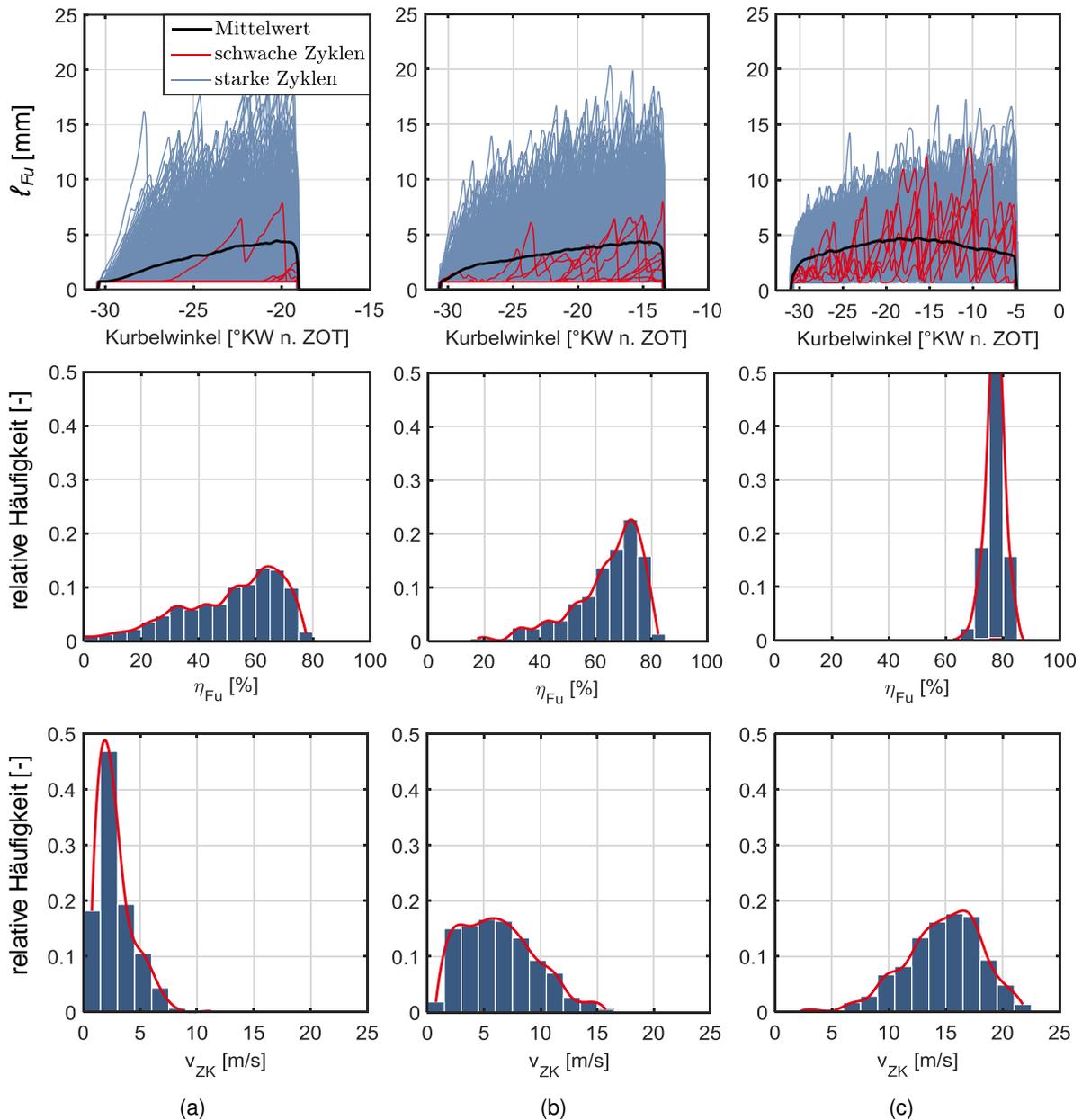


Abbildung 5.34: Zündfunkenlänge, Zündfunkenwirkungsgrad und Strömungsgeschwindigkeit für (a) $n = 1300 \text{ min}^{-1}$, (b) $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, (c) $n = 3000 \text{ min}^{-1}$.

BP: $p_{mi} = 2 \text{ bar}$, $\lambda = 1.6$, Stromprofil: kontinuierlich, ZKP = 32 °KW v. ZOT

Drehzahl ab. Die maximal erreichten Zündfunkenlängen nehmen bei 3000 min^{-1} zwar leicht ab, allerdings bestätigt der höhere zeitliche Mittelwert aus allen Zyklen (schwarze, dicke Linie) die höhere Wahrscheinlichkeit für eine Zündfunkenauslenkung im jeweiligen Arbeitsspiel. Als Grund für die geringeren erreichten maximalen Zündfunkenlängen lässt sich die höhere Anzahl an Restrikes bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten angeben (vgl. Grundlagenuntersuchungen

an der Brennkammer, Kap. 4.2.3). Die höhere Wahrscheinlichkeit, einen langen Zündfunken mit höherer Drehzahl vorzufinden, spiegelt sich direkt in einem höheren Zündfunkenwirkungsgrad und dessen kleinerer zyklischen Varianz wider, Abb. 5.34(a) - 5.34(c), Mitte. Die beschriebene Wirkkette steht in direktem Zusammenhang mit den auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten am Zündort. Bei 3000 min^{-1} gibt es kein Arbeitsspiel mit einer Strömungsgeschwindigkeit an der Zündkerze kleiner als 5 m/s . Ob eine Steigerung der Funkenenergie, etwa durch Erhöhung des Funkenstroms, die Magergrenze mit steigender Drehzahl ausweiten lässt, hängt davon ab, inwieweit sich durch diese Maßnahme die Flammenkernbildung beschleunigen lässt. Wenn es gelingt, den Brennverzug signifikant zu verkürzen, d.h. 5% der eingespritzten Brennstoffmasse möglichst schnell umzusetzen, wird der Hauptverbrennung mehr Zeit eingeräumt. In diesem Fall kann der gesamte Ablauf der Verbrennung stabilisiert werden. Eine weitere Erhöhung der Ladungsbewegung durch konstruktive Maßnahmen kann sogar kontraproduktiv sein. Wie unlängst von Suzuki gezeigt [192], kann dadurch Flammenlöschung insbesondere in der Initialphase der Verbrennung verstärkt werden. Dabei wird durch einen frühzeitigen Restrike der Energieeintrag in das Flammenkernvolumen unterbrochen. Aus den Erkenntnissen dieser Arbeit geht jedoch hervor, dass durch die stabilisierende Wirkung eines höheren Funkenstroms der Restrike verzögert werden kann. Alternativ zur Erhöhung der Ladungsbewegung ließe sich die Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses in Betracht ziehen, wodurch der Druck zum ZZP und die Temperatur der Zylinderladung ansteigen. Untersuchungen nach [193] bestätigen die positive Wirkung dieser Maßnahme auf die Ausweitung der Magergrenze, da sowohl die Entflammung als auch die Hauptverbrennung positiv beeinflusst werden. Die Verlängerung der Funkenbrenndauer zur Forcierung der Flammenkernbildung ist mit steigender Drehzahl aufgrund der kürzeren zur Verfügung stehenden Zeit nicht sinnvoll.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Verdünnung des Kraftstoff-Luft-Gemisches durch Abgasrückführung (AGR) oder zusätzliche Luft (homogene Abmagerung) stellt durch Entdrosselung und Anhebung des Hochdruckwirkungsgrads eine vielversprechende Maßnahme zur Ausschöpfung weiterer Verbrauchspotenziale des Ottomotors dar. Mit steigender Verdünnung nehmen jedoch die Zyklenschwankungen zu, so dass der Verdünnungsgrad durch die Laufruhegrenze des Motors limitiert ist. Sowohl die Prozesse während der Initialphase der Verbrennung, der sogenannten Flammenkernbildung, als auch der Ablauf der Hauptverbrennung bestimmen dabei den maximal möglichen Verdünnungsgrad. Die Güte der Flammenkernbildung hängt von dem eingesetzten Zündsystem und von den Eigenschaften des Gemisches, wie etwa Druck, Temperatur, Strömungszustand und Zusammensetzung am Zündort ab. Wenngleich die Zündung des Gemisches nach wie vor von Funkenzündsystemen dominiert wird, sind die Anforderungen an die Zündung durch die o.g. Trends in den vergangenen Jahren sehr stark gestiegen. Um Anforderungen an die Funkenzündung und an das Brennverfahren für eine robuste Entflammung von verdünnten Gemischen ableiten zu können, werden in der Arbeit die Wirkmechanismen bei der Flammenkernbildung und deren Auswirkungen auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen im Detail beleuchtet. Aufgrund vieler gleichzeitig wirkender Einflussfaktoren auf die Flammenkernbildung ist die selektive Untersuchung einzelner Parameter direkt im motorischen Betrieb kaum möglich. Daher wurde im Rahmen der Arbeit im ersten Schritt ein Prüfstand mit einer durchströmten, optisch zugänglichen Brennkammer aufgebaut und Parameterstudien durchgeführt. Neben der Flammenkernbildung lag ein besonderer Fokus auf der Auslenkung des Zündfunkens im Strömungsfeld, da diese, wie sich auch am Motor nachweisen lässt, eine der Schlüsselfaktoren für eine robuste Flammenkernbildung im mageren Betrieb darstellt. Die Flammenkernbildung in ruhendem Gemisch hängt sehr stark von der Höhe der Durchbruchspannung und damit von der Durchbruchenergie ab. Die Steigerung des Funkenstroms oder der Funkenbrenndauer erhöht zwar die Entflammungswahrscheinlichkeit, eine Beschleunigung des Flammenkernwachstums lässt sich mit diesen Maßnahmen jedoch nicht erzielen. Grund sind die hohen Wärmeverluste aus dem Plasma und dem Flammenkern an die Elektroden. Erst durch Aufprägung einer Strömung im Elektrodenspalt wird das Zündplasma ausgelenkt und ein effizienter Energieübertrag an das Gemisch möglich. Detaillierte Parameterstudien an der Brennkammer zeigen den Einfluss thermofluidodynamischer Randbedingungen (Strömungsgeschwindigkeit, Druck, Gemischzusammensetzung) auf den Auslenkungsprozess. Die maximale Auslenkung des Zündfunkens unterliegt physikalischen Grenzen, so dass ab Erreichen einer bestimmten Länge ein sogenannter Restrike einsetzt und zu einer Verkürzung des Plasmakanals führt. Es konnte ge-

zeigt werden, dass hoher Funkenstrom den Plasmakanal stabilisiert und das Einsetzen von Restrikes verzögert oder sogar gänzlich vermieden werden kann. Da hoher Funkenstrom den Zündkerzenverschleiss im Allgemeinen fördert, wird ein neuer Funkenstromverlauf als Funktion der Zeit vorgeschlagen, der dem Trade Off zwischen einem hohen Verschleiß und Stabilisierung des Zündfunken positiv gerecht werden kann. Die Auswirkungen des Stromprofils auf die Flammenkernbildung werden im letzten Teil der Brennkammerversuche in einem strömenden Propan-Luft-Gemisch mittels optischer Messtechnik im Detail beleuchtet.

Für die Analyse und Bewertung der Flammenkernbildung im motorischen Betrieb wurden im Rahmen der Arbeit Werkzeuge und Methoden entwickelt, mit deren Hilfe sich wichtige Parameter während des Zündvorgangs ermitteln ließen. Für die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit am Zündort wurde die Funkenanemometrie weiterentwickelt. Die Methode basiert auf dem Ansatz, dass sich der Gradient der gemessenen Sekundärspannung proportional zur Strömungsgeschwindigkeit am Zündort verhält. Der Proportionalitätsfaktor ist die elektrische Feldstärke des Plasmakanals und muss für eine quantitative Berechnung der Geschwindigkeit bekannt sein. Bisherige Ansätze modellierten die Feldstärke empirisch anhand von Versuchen an Strömungsprüfständen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die elektrische Feldstärke unter Verwendung der Erhaltungsgleichungen für Energie, Masse und Impuls numerisch berechnet und für die praktische Verwendung in einer „Look-Up-Tabelle“ abgelegt. Weiterhin ist es gelungen, aus der gemessenen Funkenbrennspannung sowohl auf die momentane Funkenlänge als auch auf den Zündfunkenwirkungsgrad zurückzuschließen. Soweit bekannt, wurde die Bestimmung dieser beiden Größen bislang nicht am Motor durchgeführt. Der Einzylinder-Forschungsmotor wurde zusätzlich mit einem lichtstarken Endoskop ausgestattet und die Flammenkernbildung beobachtet. Der Fokus lag daher auf der Klärung der Frage, von welchen Parametern die Gemischentflammung maßgeblich beeinflusst wird und welchen Einfluss diese hinsichtlich Ablauf der Hauptverbrennung und damit der zyklischen Schwankungen bzw. Laufruhe ausübt.

Die Ergebnisse am Einzylindermotor können wie folgt zusammengefasst werden:

- Die zyklusindividuelle optische Auswertung des Flammenkerns an der Magergrenze zeigt, dass im Gegensatz zum stöchiometrischen Gemisch die Flammenkernbildung nicht nur langsamer abläuft, sondern auch, dass deren zyklische Schwankungen dramatisch zunehmen. Der Flammenkern ist eher zerklüftet und wird teilweise in mehrere Teilstücke getrennt.
- Der ZZP bestimmt signifikant die Größe des erreichten Flammenkerns nach Ende der Funkenbrenndauer. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort und die damit hervorgerufene Zündfunkenauslenkung den treibenden Faktor für die Flammenkernbildung darstellt. Einen weiteren Effekt übt die TKE (Turbulente Kinetische Energie) aus, die typischerweise OT nah ein Maximum erreicht, welches sich positiv auf die Flammenkernbildung auswirkt. Damit besteht bei Ladungsverdünnung grundsätzlich der Zielkonflikt zwischen einem möglichst späten ZZP, um in der Nähe des

TKE-Maximums den Flammenkern zu initiieren und andererseits – bedingt durch die langen Brenndauern – ein sehr früher ZZP, um ideale Verbrennungsschwerpunktlage zu erreichen.

- Der Vergleich von Funkenstromprofilen (abfallend, aufsteigend, konstant) mit ähnlicher Zündenergie wirkt sich je nach ZZP unterschiedlich auf die zyklischen Schwankungen (COV) aus. Die Erklärung hierfür lieferte die zyklus aufgelöste Analyse der Funkenlänge und des Zündfunkenwirkungsgrads. Je nach Stromprofil und ZZP wird der zeitliche Ablauf der Funkenauslenkung während der Entladung beeinflusst – und damit auch der zeitliche Eintrag der Energie in das Gemisch. Je später der ZZP, desto höher die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort. Um Restrikes zu vermeiden und den Zündfunken gleich zu Beginn der Funkenentladung auslenken zu können, muss der initiale Funkenstrom ausreichend hoch sein. Geringer Funkenstrom kann je nach Strömungsniveau zu Restrikes führen, wodurch die Flammenkernbildung verschleppt stattfindet. Damit wird die Gesamtverbrennung nach spät verschoben und folglich unvollkommene Verbrennungen wahrscheinlicher.
- Die Variation des Tumble-Niveaus durch eingebaute Tumble-Klappen zeigte im mageren Betrieb, dass neben dem Betrag der Funkenauslenkung auch die Auslenkrichtung eine signifikante Rolle für die Flammenkernbildung spielt. Durch Deaktivierung der Tumble-Klappe steigt der Vorzündbedarf. Die Strömungsrichtung am Zündort und die Auslenkrichtung des Zündfunkens werden durch grobskalige Wirbelstrukturen beeinflusst. Wird der Zündfunke in Richtung Brennraumwand ausgelenkt, so findet die Flammenkernbildung aufgrund von Wärmeverlusten an die Wand verschleppt statt. Unabhängig von der Stellung der Tumble-Klappen werden verschleppte Verbrennungen oder gar Verbrennungsaussetzer durch zyklisch geringe oder gar abwesende Strömung am Zündort verursacht. Dabei findet eine ausreichende Auslenkung des Zündfunkens nicht statt.
- Die Erhöhung der Last erlaubt bei identischem Funkenstromverlauf die Ausweitung der Magergrenze, was auf bessere Zündbedingungen und auch auf einen schnelleren Ablauf der Hauptverbrennung zurückzuführen ist. Die Strömungsgeschwindigkeit zum ZZP und die Funkenauslenkung nehmen deutlich zu und die Reproduzierbarkeit steigt. Verschleppte Verbrennungen und Aussetzer lassen sich bei einer Last von 2 bar p_{mi} mit einem langen Brennverzug (mfb0-5) und geringer Zündfunkenauslenkung in Zusammenhang bringen. Bei einer Last von 6.2 bar p_{mi} nimmt die Korrelation ab und die Entstehung einer unvollkommenen Verbrennung ist nicht zwangsläufig auf mangelnde Zündfunkenauslenkung zurückzuführen. Durch eine zyklische Auswertung des Summenbrennverlaufs lässt sich schließlich identifizieren, dass trotz vergleichsweise hoher umgesetzter Energie während der Flammenkernbildung eine verschleppte Hauptverbrennung entstehen kann, die sich in einem geringen Mitteldruck widerspiegelt. Allerdings gilt auch mit steigender Last, dass fehlende Zündfunkenauslenkung die Wahrscheinlichkeit für einen Verbrennungsaussetzer deutlich erhöht.

-
- Wird die Motordrehzahl bei identischer Last erhöht, so führt dies zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten am Zündort und die Wahrscheinlichkeit, einen Zyklus mit fehlender Strömung am Zündort zum ZZP vorzufinden, nimmt ab. Allerdings sinkt die für die Flammenkernbildung und Hauptverbrennung zur Verfügung stehende Zeit. Bei höheren Drehzahlen zeigt der Vergleich der Flammenkerngrößen, dass Flächenunterschiede zwischen starken und schwachen Zyklen kaum in Erscheinung treten. Die zyklus aufgelöste Brennverlaufsanalyse bestätigt, dass verschleppte Verbrennungen zunehmend auf Unzulänglichkeiten während der Hauptverbrennung zurückzuführen sind. Die positive Beeinflussung oder gar Vermeidung derartiger Zyklen durch Anhebung der Zündenergie wird kaum möglich sein, da sowohl der örtliche als auch der zeitliche Wirkungsbereich des Zündfunken prinzipbedingt begrenzt sind.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Ausweitung der Verdünnungsgrenzen mit Funkenzündsystemen möglich ist, sofern adäquate Randbedingungen am Zündort durch das Brennverfahren gegeben sind. Grundvoraussetzung ist die zyklusindividuelle Sicherstellung eines ausreichend hohen Strömungsniveaus am Zündort während der gesamten Entladedauer und damit die Auslenkung des Zündfunken. Ein hohes Tumble-Niveau im Zylinder, das typischerweise durch die Tumble-Zahl quantifiziert wird, erhöht zwar die Strömungswahrscheinlichkeit am Zündort, garantiert diese jedoch nicht. Weiterhin ist für eine robuste Entflammung die Auslenkung des Zündfunken und des sich entwickelnden Flammenkerns wichtig und bei der Auslegung der Brennraumgeometrie zu berücksichtigen. Sind die genannten Voraussetzungen erfüllt, kann die Steigerung der Zündenergie durch Anhebung des Funkenstroms die Flammenkernbildung und damit die zyklischen Verbrennungsschwankungen positiv beeinflussen. Entscheidend ist jedoch auch die Güte der Hauptverbrennung, die einen positiven Beitrag einer guten Flammenkernbildung auf das COV reduzieren kann. Bei der Bewertung von Funkenzündsystemen ist dies grundsätzlich zu beachten. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgeschlagenen Werkzeuge und Methoden können bei der Entwicklung von Brennverfahren mit Ladungsverdünnung dazu beitragen, die Ursachen von zyklischen Schwankungen an der Verdünnungsgrenze zu analysieren und entsprechende Abhilfemaßnahmen zu definieren.

Literaturverzeichnis

- [1] BENZ, Carl F.: *Lebensfahrt eines deutschen Erfinders. Die Erfindung des Automobils*. 1. Karl-Maria Guth, 2014. – 29 S.
- [2] SASS, Friedrich: *Geschichte des Deutschen Verbrennungsmotorenbaues: Von 1860 bis 1918*. 1. Berlin Heidelberg : Springer, 1962. – 1–15 S.
- [3] REIF, Konrad: *Ottomotor-Management*. 4. Wiesbaden : Springer Vieweg, 2014
- [4] BOHNE, Steffen ; RIXECKER, Georg ; BRICHZIN, Volker ; BECKER, Michael: High-Frequency Ignition System Based on Corona Discharge. In: *MTZ worldwide* 75 (2014), S. 30–35
- [5] GRAF, J. ; LAUER, T.: Innovative Zündung / Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV). 2011 (1008). – Forschungsbericht
- [6] KETTNER, M.: Technologiebewertung Zündsysteme für magere Gemische / Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV). 2004 (834). – Forschungsbericht
- [7] WEYAND, P. ; PLOCK, F.W. ; WEITEN, C. ; SCHILLING, S.: Adaptive Multi Charge Ignition for Critical Combustion Conditions. In: *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)* (2008)
- [8] ALGER, T. ; GINGRICH, J. ; MANGOLD, B. ; ROBERTS, C.: A Continuous Discharge Ignition System for EGR Limit Extension in SI Engines. In: *SAE International Journal of Engines* 4 (2011), Nr. 1, S. 677–692
- [9] SACKMANN, M. ; ADOLF, M. ; BECKER, M.: High Energy Dual Coil Ignition System for Gasoline Engines with EGR or Lean Combustion. In: *SIA International Conference and Exhibition: The Spark Ignition Engine of the Future*. Strasbourg, 2013
- [10] LORENZ, F. ; WEYAND, P.: Advanced Ignition Systems: Technical Possibilities and Limitations. In: *SIA International Conference and Exhibition: The Spark Ignition Engine of the Future*. Strasbourg, 2013
- [11] SKOWRONEK, T. ; PAWLAK, T. ; SINZ, W.: *Zündsystem und verfahren zum betreiben eines zündsystems*. <http://www.google.com/patents/WO2015071044A1?c1=ja>. Version: may 21 2015. – WO Patent App. PCT/EP2014/072,208

- [12] HIROMI TOKUDA, Tatsushi N. Toru Yoshinaga Y. Toru Yoshinaga ; SAITOH, Shinji Sugura K. ; OKABE, Shinichi: Flexible Design of Fuel Injection and Ignition Systems for Gasoline Direct Injection Engines. In: *27th International Vienna Motor Symposium*. Wien, 2006
- [13] SCHNEIDER, A. ; BRANDT, M. ; SENFTLEBEN, H. ; HETTINGER, A. ; SKOWRONEK, T.: Extension of operating window for modern combustion systems by high performance ignition. In: *3rd International Conference on Ignition Systems for Gasoline Engines*. Berlin, 2016
- [14] ANDERSON, Richard W.: The Effect of Ignition System Power on Fast Burn Engine Combustion. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1987
- [15] ZIEGLER, Gerhard F. W. ; WAGNER, Eberhard P. ; SAGGAU, B. ; MALY, R. ; HERDEN, W.: Influence of a Breakdown Ignition System on Performance and Emission Characteristics. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 08 1984
- [16] ALBRECHT, H. ; BLOSS, W. H. ; HERDEN, W. ; MALY, R. ; SAGGAU, B. ; WAGNER, E.: New Aspects on Spark Ignition. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1977
- [17] DALE, J. D. ; SMY, P. R. ; CLEMENTS, R. M.: Laser Ignited Internal Combustion Engine - An Experimental Study. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1978
- [18] MALY, R. ; SAGGAU, B. ; SPAUDE, H.-W. ; VOGEL, M. ; WAGNER, E. ; G.ZIEGLER ; GREINER, R. ; HORCH, E.-J.: Einflüsse einer verbesserten elektrischen Zündung auf die Verbrennung im Ottomotor / Bundesministerium für Forschung und Technologie, Vorhaben: Optimierte Zündung und Entflammung. 1978 (7652). – Forschungsbericht
- [19] CHEN, Wei ; MADISON, Daniel ; DICE, Paul ; NABER, Jeffrey ; CHEN, Bo ; MIERS, Scott ; CZEKALA, Michael ; GLUGLA, Chris ; QU, Qiuping ; HUBERTS, Garlan: Impact of Ignition Energy Phasing and Spark Gap on Combustion in a Homogenous Direct Injection Gasoline SI Engine Near the EGR Limit. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2013
- [20] KETTNER, M. ; NAUWERCK, A. ; SPICHER, U. ; SEIDEL, J. ; LINKENHEIL, K.: Mikrowellenbasiertes Zündprinzip für Ottomotoren mit Direkteinspritzung und strahlgeführtem Brennverfahren. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* (2006), 06
- [21] HAMPE, C. ; SPICHER, U. ; KUBACH, H. ; RIXECKER, G. ; BOHNE, S.: Untersuchungen von Zündprozessen mit Hochfrequenzzündung. In: *11. Tagung: Motorische Verbrennung - aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze*, 2013
- [22] RIXECKER, G. ; BOHNE, S. ; ADOLF, M. ; BECKER, M. ; TRUMP, M. ; BARGENDE, M.: The High Frequency Ignition System Eco Flash. In: *1st International Conference on Ignition Systems for Gasoline Engines*. Berlin, 2012
- [23] BERNDT, Franz: *Ottomotorische Magerbrennverfahren: NOx- und partikelarme Verbrennung durch neue Zünd- und Einspritzkonzepte*, Universität Braunschweig, Diss., 2015

- [24] TRUMP, Martin C.: *Untersuchung eines Koronazündsystems im Motorbetrieb*, Universität Stuttgart, Diss., 2014
- [25] BUSCHBECK, Martin: *Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor*, Technischen Universität Darmstadt, Diss., 2013
- [26] FESSLER, Marc: *Untersuchung der Auswirkungen eines alternativen Zündverfahrens auf den Verbrennungsprozess bei einem geschichteten Brennverfahren*, Universität Karlsruhe, Diss., 2012
- [27] J. GRAF, G. Herdin J. K. B. Geringer G. B. Geringer: Das Potenzial der Laserzündung bei verbrauchs- und emissionsreduzierenden homogenen Brennverfahren. In: *10. Tagung Arbeitsprozess des Verbrennungsmotor*. Technische Universität Graz, 2005
- [28] GROSS, Volker ; KUBACH, Heiko ; SPICHER, Ulrich ; SCHIESSL, Robert ; MAAS, Ulrich: Laserzündung und Verbrennung im Ottomotor mit Direkteinspritzung. In: *MTZ - Motor-technische Zeitschrift* 71 (2010), Nr. 7, S. 532–539. – ISSN 2192–8843
- [29] LUMSDEN, Grant ; EDDLESTON, David ; SYKES, Richard: Comparing Lean Burn and EGR. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1997
- [30] MALY, Rudolf: Spark Ignition: Its Physics and Effect on the Internal Combustion Engine. In: *Fuel Economy: Road Vehicles Powered by Spark Ignition Engines*. Boston, MA : Springer US, 1984, S. 91–148
- [31] ZIEGLER, Gerhard F.: *Entflammung magerer Methan/Luft-Gemische durch kurzzeitige Bogen- und Glimmentladungen*, Universität Stuttgart, Diss., 1991
- [32] THIELE, Maren: *Simulation von Funkenzündungen*, Universität Heidelberg, Diss., 1999
- [33] SCHÄFER, Martin: *Der Zündfunke: Ein Beitrag zur Modellierung der motorischen Verbrennung*, Universität Stuttgart, Diss., 1998
- [34] AKRAM, Muhammad: *Modeling of Spark to Ignition Transition in Gas Mixtures*, Lund University, Diss., 1996
- [35] KO, Y.: *Spark Ignition of Propane-Air Mixtures Near the Minimum Ignition Energy*. Ann Arbor, University of Michigan, Diss., 1989
- [36] LIM, M.T.: *Spark Kernel Development in Constant Volume Combustion*. Ann Arbor, University of Michigan, Diss., 1985
- [37] REINMANN, Raymond: *Theoretical and Experimental Studies of the Formation of Ionized Gases in Spark Ignition Engines*, Lund University, Diss., 1998
- [38] KIAN, Eisazadeh-Far: *Burning Speeds, Flame Kernel Formation and Flame Structure of Bio-jet and JP8 Fuels at High Temperatures and Pressures*. Boston, Massachusetts, Northeastern University, Diss., 2010

- [39] SEERS, Patrice: *Spark ignition: An experimental and numerical investigation*, The University of Texas at Austin, Diss., 2003
- [40] LINDENMAIER, Steffen: *Zeitaufgelöste Laser-diagnostische Untersuchung der Funkenzündung*, Universität Stuttgart, Diss., 2001
- [41] XU, Jun: *Untersuchung der Funkenzündung mittels 2D-laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) von OH-Radikalen*, Universität Stuttgart, Diss., 1995
- [42] PISCHINGER, Stefan: *Effects of Spark Plug Design Parameters on Ignition and Flame Development in an SI Engine*, Massachusetts Institute of Technology, Diss., 1989
- [43] HERWEG, Rüdiger: *Die Entflammung brennbarer, turbulenter Gemische durch elektrische Zündanlagen -Bildung von Flammenkernen*, Universität Stuttgart, Diss., 1992
- [44] BÖWING, Robert: *Der Einfluß von Zündung und Zylinderinnenströmung auf die Verbrennung in Ottomotoren mit hoher Ladungsverdünnung*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Diss., 2000
- [45] ALGER, Terrence ; GINGRICH, Jess ; MANGOLD, Barrett ; ROBERTS, Charles: A Continuous Discharge Ignition System for EGR Limit Extension in SI Engines. In: *SAE Int. J. Engines* 4 (2011), 04, 677-692. <http://dx.doi.org/10.4271/2011-01-0661>. – DOI 10.4271/2011-01-0661
- [46] GRAF, Josef ; LAUER, Thomas ; GERINGER, Bernhard: Zündsysteme für hochaufgeladene Downsizingmotoren. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 74 (2013), Nr. 11, S. 898–903
- [47] ABD-ALLA, T. ; PUCHER, G. R. ; BARDON, M. F. ; GARDINER, D. P.: Effects of Spark Characteristics on Engine Combustion with Gasoline and Propane. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 10 2003
- [48] NAKAI, Meroji ; NAKAGAWA, Yasuhiko ; HAMAI, Kyugo ; SONE, Masazumi: Stabilized Combustion in a Spark Ignited Engine through a Long Spark Duration. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1985
- [49] CZEKALA, Michael ; JOHNSTON, Brien ; MORGANTI, Carl ; McROY, Gitanjali: Matching Ignition System Multi-Spark Calibration to the Burn-Rate of an Engine to Extend Ignitability Limits. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1998
- [50] ALGER, Terry ; GINGRICH, Jess ; MANGOLD, Barrett ; ROBERTS, Charles ; SELLNAU, Mark ; SCAFF, Andre: *A High-Energy Continuous Discharge Ignition System for Dilute Engine Applications*. Berlin, 2012
- [51] FANSLER, T.D. ; DRAKE, M.C ; DÜWEL, I. ; ZIMMERMANN, F.P.: Wechselwirkung zwischen Kraftstoffspray und Zündkerze in einem Ottomotor mit Direkteinspritzung. In: *7. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik*. Baden Baden, 2006

- [52] MALY, R. ; MEINEL, H. ; WAGNER, E.: Novel method for determining general flow parameters from conventional spark discharges. In: *IMEchE Conference Transactions C67/83*, 1983, S. 27–32
- [53] SHIRAISHI, T. ; TERAJI, A. ; MORYOSHI, Y.: The effects of ignition environments and discharge waveform characteristics on spark channel formation. In: *JSAE Technical Paper* (2014), Nr. 20145677
- [54] GARDINER, D. P. ; WANG, G. ; BARDON, M. F. ; LAVIOLETTE, M. ; ALLAN, W. D.: An Experimental Study of Spark Anemometry for In-Cylinder Velocity Measurements. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008)
- [55] XANDER, Benedikt: *Grundlegende Untersuchungen an einem Ottomotor mit Direkteinspritzung und strahlgeführtem Brennverfahren*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 2006
- [56] COBINE, J.D.: *Gaseous Conductors: Theory and Engineering Applications*. Dover Publications, 1958 (Dover books on engineering and engineering physics)
- [57] SHER, E. ; BEN-YA'ISH, J. ; KRAVCHIK, T.: On the birth of spark channels. In: *Combustion and Flame* 89 (1992), Nr. 2, S. 186 – 194
- [58] MALY, R. ; HERDEN, W. ; SAGGAU, B. ; WAGNER, E. ; VOGEL, M. ; BAUER, G. ; BLOSS, W.: Die drei Phasen der elektrischen Zündung und ihre Auswirkungen auf die Entflammungseinleitung. In: *5. Statusseminar Kraftfahrzeuge und Straßenverkehr*, 1978
- [59] KÜCHLER, A.: *Hochspannungstechnik: Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. Springer Berlin Heidelberg, 2009 (VDI-Buch). – ISBN 9783540784128
- [60] MEEK, J.M. ; CRAGGS, J.D.: *Electrical breakdown of gases*. Clarendon Press, 1954 (International series of monographs on physics)
- [61] RAIZER, Y.P. ; KISIN, V.I. ; ALLEN, J.E.: *Gas Discharge Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2011. – ISBN 9783642647604
- [62] BAUER, Gottfried H.: *Analyse des Durchbruchs im inhomogenen elektrischen Feld mittels Kurzzeitspektroskopie*, Universität Stuttgart, Diss., 1979
- [63] STROTH, U.: *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Vieweg+Teubner Verlag, 2011
- [64] SCHNEIDER, Andreas ; HETTINGER, Alexander ; KUFFERATH, Andreas ; ROTTENGRUBER, Hermann: Requirements on Inductive Ignitions Systems under Engine and Steady State Conditions. In: *2nd International Conference on Ignition Systems for Gasoline Engines*. Berlin, 2014
- [65] GAMBLING, W. A. ; EDELS, H.: The high-pressure glow discharge in air. In: *British Journal Of Applied Physics* (1953), S. 36–39
- [66] SWETT, C.C. J.: Spark Ignition of Flowing Gases. In: *NACA Report 1287* (1956)

- [67] LANGENSCHIEDT, O.: *Elektroden für HID-Lampen - Diagnostik und Simulation*, Ruhr-Universität Bochum, Diss., 2008
- [68] SAIEPOUR, M. ; HARRY, J.E.: Temporary arc discharges resulting from glow-to-arc transitions and effect of power supply parameters. In: *International journal of electronics* 70 (1991), S. 459–465
- [69] BAUS, Simone: *Funkerosionsmodell von Nickelbasislegierungen*, Universität des Saarlandes, Diss., 2011
- [70] RAGER, Jochen: *Funkerosion an Zündkerzenelektroden*, Universität des Saarlandes, Diss., 2006
- [71] SOLDERA, Flavio A.: *Untersuchungen des Materialeinflusses auf Erosionsvorgänge durch elektrische Entladungen*, Universität des Saarlandes, Diss., 2005
- [72] LEE, Myung J. ; HALL, Matt ; EZEKOYE, Ofofodike A. ; MATTHEWS, Ronald D.: Voltage, and Energy Deposition Characteristics of Spark Ignition Systems. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2005
- [73] GRAY, E. W. ; AUGIS, J. A. ; GIBSON, F. J.: Plasma and electrode interactions in short gap discharges in air I. Plasma effects. In: *International Journal of Electronics* 30 (1971), Nr. 4, S. 301–313
- [74] SAGGAU, B.: Kalorimetrie der drei Entladungsformen des elektrischen Zündfunken. In: *Archiv für Elektrotechnik* 64 (1981), S. 229–235
- [75] TEETS, Richard E. ; SELL, Jeffrey A.: Calorimetry of Ignition Sparks. In: *SAE Technical Paper*, 1988
- [76] PISCHINGER, R. ; KLELL, M. ; SAMS, T.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer, 2002
- [77] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.W.: *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung Und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. Springer Berlin Heidelberg, 2001. – ISBN 9783540421283
- [78] MÜLLER, H.: *Die Einflußfaktoren auf den Zündvorgang beim Otto-Motor*, Technische Universität Dresden, Diss., 1969
- [79] MERKER, Günter ; SCHWARZ, Christian ; STIESCH, Gunnar ; OTTO, Frank: *Verbrennungsmotoren: Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*. Teubner, 2006
- [80] ALMSTADT, Kurt: *Einfluß des Gemischzustandes an der Zündkerze auf die Entflammungsphase im Ottomotor*, Technische Universität Braunschweig, Diss., 1985
- [81] LEWIS, B. B. ; ELBE, G. von: *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. Academic Press, 1987. – 333–361 S.

- [82] HATTWIG, M. ; STEEN, H.: *Handbook of explosion prevention and protection*. Wiley-VCH, 2004. – 333–361 S.
- [83] CHEN, Zheng ; BURKE, Michael P. ; JU, Yiguang: On the critical flame radius and minimum ignition energy for spherical flame initiation. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 1, S. 1219 – 1226
- [84] WILLIAMS, F.A.: *Combustion Theory: The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*. Perseus Books Group, 1985
- [85] WODARZ, J. ; KÖHLER, J.: Flammenkernbildung 2: Einfluß realer Motorbedingungen auf die Flammenkernbildung / Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV). 1991 (431). – Forschungsbericht
- [86] METGHALCHI, M. ; KECK, J.C.: Burning Velocities of Mixtures of Air with Methanol, Iso-octane, and Indolene at High Pressure and Temperature. In: *Combustion and Flame* 48 (1982), S. 191–210
- [87] SHY, S.S. ; LIU, C.C. ; SHIH, W.T.: Ignition transition in turbulent premixed combustion. In: *Combustion and Flame* 157, Nr. 2, S. 341 – 350
- [88] LEE, Y. G. ; BOEHLER, J. T.: Flame Kernel Development and its Effects on Engine Performance with Various Spark Plug Electrode Configurations. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2005
- [89] KO, Yongseo ; ANDERSON, Richard W.: Electrode Heat Transfer During Spark Ignition. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 09 1989
- [90] PISCHINGER, S.: Einfluß der Zündkerze auf Funkenentladung und Flammenkernbildung im Ottomotor. In: *Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors*. Graz, 10 1991
- [91] ALGER, Terry ; MANGOLD, Barrett ; MEHTA, Darius ; ROBERTS, Charles: The Effect of Sparkplug Design on Initial Flame Kernel Development and Sparkplug Performance. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2006
- [92] LEE, Y. G. ; GRIMES, D. A. ; BOEHLER, J. T. ; SPARROW, J. ; FLAVIN, C.: A Study of the Effects of Spark Plug Electrode Design on 4-Cycle Spark-Ignition Engine Performance. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 03 2000
- [93] BRUTSCHER, Tobias: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Entflammung und Flammenausbreitung bei funkengezündeten Brenngas-Luft-Gemischen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion*, Universität Karlsruhe, Diss., 2003
- [94] JOOS, Franz: *Technische Verbrennung*. Berlin Heidelberg : Springer, 2006
- [95] ISHII, K. ; AOKI, O. ; UJIIE, Y. ; KONO, M.: Investigation of ignition by composite sparks under high turbulence intensity conditions. In: *Symposium (International) on Combustion* 24 (1992), Nr. 1, S. 1793 – 1798. – Twenty-Fourth Symposium on Combustion

- [96] HORSTMANN, Tilo: *Einfluß turbulenter Strömungsbedingungen auf den Entzündungsvorgang von Brennstoff/Luft-Gemischen*, Universität Karlsruhe, Diss., 1999
- [97] HERDEN, W.: Zündung und Entflammung bei Benzindirekteinspritzung. In: *Diesel- und Benzindirekteinspritzung*. Renningen-Malmsheim : Helmut Tschöke, Expert Verlag, 2000
- [98] KONO, M. ; HATORI, K.: Ignition of Low Flow Velocity Mixtures by Short Duration Sparks. In: *International Conference on Gas Discharges and their Application*, 1985
- [99] KONO, M. ; HATORI, K. ; IINUMA, K.: Investigation on Ignition Ability of Composite Sparks in Flowing Mixtures. In: *20th International Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, 1984
- [100] BALLAL, D.R. ; LEFEBVRE, A.H.: The Influence of Spark Discharge Characteristics on Minimum Ignition Energy in Flowing Gases. In: *Combustion and Flame* 24 (1975), S. 99–108
- [101] SWETT, C.C.: Spark Ignition of Flowing Gases Using Long-Duration Discharges. In: *6th International Symposium on Combustion*, 1957
- [102] HUANG, C.C. ; S.S. ; LIU, C.C. ; YAN, Y.Y.: A transition on minimum ignition energy for lean turbulent methane combustion in flamelet and distributed regimes. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), Nr. 1, S. 1401 – 1409
- [103] ABDEL-GAYED, R.G. ; BRADLEY, D. ; HAMID, M.N. ; LAWES, M.: Lewis number effects on turbulent burning velocity. In: *Symposium (International) on Combustion* 20 (1985), Nr. 1, S. 505 – 512
- [104] TING, David S-K. ; CHECKEL, M. D. ; JOHANSSON, Bengt: The Importance of High-Frequency, Small-Eddy Turbulence in Spark Ignited, Premixed Engine Combustion. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 10 1995
- [105] HERWEG, R. ; ZIEGLER, G.F.W.: *Flammenkernbildung 1: Untersuchung der Flammenkernbildung im Ottomotor / Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV)*. 1988 (349). – Forschungsbericht
- [106] MALY, Rudolf ; HERWEG, Rüdiger: *Spark Ignition and Combustion in Four-Stroke Gasoline Engines*. In: *Flow and Combustion in Reciprocating Engines*. Berlin Heidelberg : Springer, 2009
- [107] KIM, J. ; ANDERSON, R.W.: Spark Anemometry of Bulk Gas Velocity at the Plug Gap of a Firing Engine. In: *SAE Technical Paper* (1995), Nr. 952459
- [108] SCHNEIDER, A. ; LEICK, P. ; HETTINGER, A. ; ROTTENGRUBER, H.: Experimental Studies on Spark Stability in an Optical Combustion Vessel under Flowing Conditions. In: *3. Internationaler Motorenkongress*. Baden Baden, 2016

- [109] GEIGER, José ; PISCHINGER, Stefan ; BÖWING, Robert ; KOSS, Hans-Jürgen ; THIEMANN, Jörg: Ignition Systems for Highly Diluted Mixtures in SI-Engines. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 03 1999
- [110] W.HERDEN ; MALY, R. ; SAGGAU, B. ; WAGNER, E.: Neue Erkenntnisse über elektrische Zündfunken und ihre Eignung zur Entflammung brennbarer Gemische - 2. Teil. In: *Automobil-Industrie* 2/78 (1978)
- [111] PISCHINGER, S. ; GEIGER, J. ; BALLAUF, J. ; VOGT, B. ; GRÜNEFELD, G. ; GREIS, A.: Entflammungsverhalten des DI-Ottomotors. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 2 (2002)
- [112] F., Schwarz: *Untersuchungen zur Bestimmung und Beschreibung des Restgasverhaltens von 4-Takt-Verbrennungsmotoren*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 2005
- [113] WELLER, Ralf: *Lastangepaßte Einlaßströmung zur Verbesserung der AGR Verträglichkeit des Ottomotors*, Universität Siegen, Diss., 1998
- [114] PETERS, N.: *Technische Verbrennung*. Vorlesungsmanuskript, 2008
- [115] COWARD, H. F. ; JONES, G. W.: Limits of Flammability of Gases and Vapors. In: *United States Department of the Interior, Bureau Of Mines* (1952)
- [116] TANG, Qijun ; LIU, Jingping ; ZHAN, Zhangsong ; HU, Tiegang: Influences on Combustion Characteristics and Performances of EGR vs. Lean Burn in a Gasoline Engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2013
- [117] BHATTACHARYA, Atmadeep ; BANERJEE, Deb K. ; MAMAIKIN, Dmitrii ; DATTA, Amitava ; WENSING, Michael: Effects of Exhaust Gas Dilution on the Laminar Burning Velocity of Real-World Gasoline Fuel Flame in Air. In: *Energy & Fuels* 29 (2015), Nr. 10, S. 6768–6779
- [118] SAUER, Christina ; KULZER, André ; RAUSCHER, Martin ; HETTINGER, Alexander: Analysis of Different Gasoline Combustion Concepts with Focus on Gas Exchange. In: *SAE Int. J. Engines* 1 (2008), 04, 336-345. <http://doi.org/10.4271/2008-01-0427>
- [119] BARGENDE, Michael: *Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren*, Technische Hochschule Darmstadt, Diss., 1990
- [120] Norm September 1997. *Zündanlagen Teil 2: Prüfung der elektrischen Leistungsfähigkeit*
- [121] MAIER, Martin: *Untersuchung und Entwicklung von Netzwerkmodellen für belastete KFZ-Zündsysteme*, Universität Dortmund, Diss., 2005
- [122] LINDL, Bruno: Wechselwirken der Zündanlagenkomponenten und deren Einfluß auf den Verbrennungsmotor. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 55 (1994)
- [123] APOJEE GmbH: *Smart Coil One - User Manual*
- [124] GÜNTHER, Rudolf: *Verbrennung und Feuerungen*. Springer, 1974

- [125] TENNEKES, H. ; LUMLEY, J.L.: A First Course in Turbulence. In: *MIT Press* (1972)
- [126] KWON, S.J. ; SEO, I.W.: Reynolds number effects on the behavior of a non-buoyant round jet. In: *Experiments in Fluids* (2005), Nr. 75, S. 801–812
- [127] HUSSEIN, H.J. ; S.P., Capp ; W.K., George: Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric turbulent jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* (1994), Nr. 258, S. 31–75
- [128] KREMER, H.: *Zur Ausbreitung inhomogener turbulenter Freistrahlen und turbulenter Diffusionsflammen*, Universität Karlsruhe, Diss., 1964
- [129] SETTLES, G.S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer Berlin Heidelberg, 2001
- [130] PANIGRAHI, Pradipta K. ; MURALIDHAR, Krishnamurthy: *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer, 2012
- [131] KAWAHARA, N. ; TOMITA, E. ; OKA, T. ; IKEDA, Y.: Fuel Concentration Measurement of Premixed Mixture in a Spark-Ignition Engine Using Spark-Induced Breakdown Spectroscopy. In: *15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 2010
- [132] KAWAHARA, N. ; TOMITA, E. ; TAKEMOTO, S. ; IKEDA, Y.: Fuel concentration measurement of premixed mixture using spark-induced breakdown spectroscopy. In: *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 64 (2009), Nr. 10, S. 1085 – 1092. – A Collection of Papers Presented at the Fifth International Conference on Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS 2008)
- [133] LETTY, C. ; PASTORE, A. ; MASTORAKOS, E. ; BALACHANDRAN, R. ; COURIS, S.: Comparison of electrical and laser spark emission spectroscopy for fuel concentration measurements. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 34 (2010), Nr. 3, S. 338 – 345. – Sixth Mediterranean Combustion Symposium
- [134] FANSLER, T.D. ; STOJKOVIC, B. ; DRAKE, M.C. ; ROSALIK, M.E.: Local fuel concentration measurements in internal combustion engines using spark-emission spectroscopy. In: *Applied Physics B* 75 (2002), Nr. 4, S. 577–590
- [135] HABER, L.C.: *An investigation into the origin, measurement and application of chemiluminescent light emissions from premixed flames*. 2000
- [136] RUTHENBERG, Ingo: *Laserspektroskopische Analyse eines strahlgeführten Brennverfahrens der Benzindirekteinspritzung*, Universität Stuttgart, Diss., 2007
- [137] GRZESZIK, Roman: *Laserinduzierte Fluoreszenz und Flammenemissionsspektroskopie zur Charakterisierung des Gemischbildungsprozesses bei wand- und luftgeführten Brennverfahren mit Benzindirekteinspritzung*, Universität Bielfeld, Diss., 2002

- [138] KRABICKA, J ; LU, G: Visualisation and characterisation of flame radical emissions through intensified spectroscopic imaging. In: *Journal of Physics: Conference Series* 178 (2009), Nr. 1
- [139] ZIZAK, G.: *Flame Emission Spectroscopy: Fundamentals and Applications*. Egypt : The ICS Training on Laser Diagnostics of Combustion Processes, Niles, University of Cairo, 2000
- [140] GAYDON, A.: *The Spectroscopy of Flames*. Springer, 1974
- [141] HAN, Kyung-Man: *Lichtleiterbasierte Methoden zur optischen Analyse von räumlichen Verbrennungsprozessen und Verbrennungsanomalien in Ottomotoren*, Universität Karlsruhe, Diss., 2010
- [142] TITUS, F. ; SPICHER, U. ; HADLER, J. ; PULVIRENTI, F. ; CEVOLANI, R. ; PALTRINERI, S.: Investigations on Combustion with Endoscopic High-Speed Visualization in a Boosted 8-Cylinder High-Power Engine with Direct Injection. In: *15. Tagung – Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors*. Graz, 2016, S. 182–197
- [143] RACK, Philip: *Bestimmung der Zündfunkenlänge und Strömungsgeschwindigkeit mittels numerischer und experimenteller Methoden im motorischen Betrieb*. 2016
- [144] PASCHEN, F.: Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz. In: *Annalen der Physik* 37 (1899), S. 69–96
- [145] KRAVCHIK, T. ; SHER, E. ; HEYWOOD, J.B.: From Spark Ignition to Flame Initiation. In: *Combustion Science and Technology* 108 (1995), S. 1–30
- [146] KRZALIC, Galib: *Simulation der Funkendurchbruchphase in Gasen mittels stochastischer Methoden*, Universität Dortmund, Diss., 2006
- [147] YAHIA, K.B.: *Hybridmodellierung der Anfangsphase der Zündung einer Gasentladung*, Universität Karlsruhe, Diss., 2002
- [148] WELKE, H.: *Modellierung der Entladungsentwicklung in komprimierten Isoliergasen bei Impulsbeanspruchungen*, Technische Hochschule Darmstadt, Diss., 1992
- [149] ZIEGLER, G. F. W. ; WAGNER, E.P. ; MALY, R. R.: Ignition of lean methane-air mixtures by high pressure glow and arc discharges. In: *Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, 1984
- [150] THIELE, M. ; SELLE, S. ; RIEDEL, U. ; WARNATZ, J. ; SCHIESSL, R. ; MAAS, U.: A Detailed Two-Dimensional Numerical Study of Spark Ignition Including Ionization. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 03 2002
- [151] 1-D Simulation of Spark Discharge in Air. In: *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, 1996, S. 2701–2708

- [152] D'ANGOLA, A. ; COLONNA, G. ; GORSE, C. ; CAPITELLI, M.: Thermodynamic and transport properties in equilibrium air plasmas in a wide pressure and temperature range. In: *The European Physical Journal D* 46 (2008), Nr. 1, S. 129–150
- [153] SANDBERG, Richard D.: Governing equations for a new compressible Navier-Stokes solver in general cylindrical coordinates / University of Southampton. 2007 (AFM-07/07). – Forschungsbericht
- [154] MUNZ, C. D. ; WESTERMANN, T.: *Numerische Behandlung gewöhnlicher und partieller Differenzialgleichungen*. Springer, 2012
- [155] COLLIN, R. ; NYGREN, J. ; RICHTER, M. ; ALDEN, M. ; HILDINGSSON, L.: Simultaneous OH- and Formaldehyde-LIF Measurements in an HCCI engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 2003
- [156] GLEISSNER, Martin: *Analyse von Brennraumströmung, Gemischbildung und Verbrennung am Transparentmotor mit Benzindirekteinspritzung und strahlgeführtem Brennverfahren*, Universität Darmstadt, Diss., 2011
- [157] MÜLLER, S.H. ; BÖHM, R. ; GLEISSNER, M. ; ARNDT, S.: Analysis of the temporal flame kernel development in an optically accessible IC engine using high-speed OH-PLIF. In: *Applied Physics B* 100 (2010), S. 447–452
- [158] SPICHER, U. ; KOLLMEIER, H.-P.: Detection of Flame Propagation During Knocking Combustion by Optical Fiber Diagnostics. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 10 1986
- [159] BUSCH, S.: Optical Measurement Techniques: Their Role in Internal Combustion Engine Development. In: *Proceedings of the 12th International Symposium on Combustion Diagnostics*. Baden Baden, 2014
- [160] U. WALDENMAIER, J. Metzger M. Auer G. S. O. Celik C. O. Celik: Combustion Development for Large Diesel Engines with Support of Optical Measurement Techniques and CFD-Simulations. In: *Proceedings of the 10th International Symposium on Combustion Diagnostics*. Baden Baden, 2012
- [161] KONG, Song-Chang ; RICART, Laura M. ; REITZ, Rolf D.: In-Cylinder Diesel Flame Imaging Compared with Numerical Computations. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1995
- [162] CIATTI, Stephen A.: Light Emission from Flames. In: *Handbook of Combustion*. Wiley-VCH, 2010
- [163] SCZOMAK, David P. ; ZHAO, Allan ; SIMON, Michael ; ZENG, Yangbing: High Speed Endoscope Imaging to Supplement CFD Analysis and Combustion Testing for SIDI Engine Startup Development. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2010

- [164] KIEFER, A. ; LIPPISCH, M. ; STORCH, A. ; KUFFERATH, A.: Entwicklung eines strahlgeführten Magerbrennverfahrens mit Mehrloch-Magnetventil-Injektoren für turboaufgeladene Motoren. In: *9. Tagung Diesel- und Benzindirekteinspritzung*. Berlin, 2014
- [165] LaVision Atomotive: *Enginemaster - Broschüre*. http://www.lavision.de/de/products/enginemaster/enginemaster_system.php. Version: 06 2012
- [166] MARTIN, Jay K. ; PLEE, Steven L. ; REMBOSKI, Donald J.: Burn Modes and Prior-Cycle Effects on Cyclic Variations in Lean-Burn Spark-Ignition Engine Combustion. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 02 1988
- [167] WENIG, M.: *Simulation der ottomotorischen Zyklenschwankungen*, Universität Stuttgart, Diss., 2013
- [168] SHIGARKANTHI, Vinod M. ; PORPATHAM, E. ; RAMESH, A.: Experimental Investigation and Modeling of Cycle by Cycle Variations in a Gas Fuelled S.I. Engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 09 2005
- [169] EDWARDS, K. D. ; WAGNER, Robert M. ; CHAKRAVARTHY, V. K. ; DAW, C. S. ; GREEN, Johny B.: A Hybrid 2-Zone/WAVE Engine Combustion Model for Simulating Combustion Instabilities During Dilute Operation. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 10 2005
- [170] BALL, J.K.: *Cycle-by-cycle variation in spark ignition internal combustion engines*, University of Oxford, Diss., 1999
- [171] MA, Fanhua ; SHEN, Huixian ; LIU, Chuanli ; WU, Deyu ; LI, Guowei ; JIANG, Deming: The Importance of Turbulence and Initial Flame Kernel Center Position on the Cyclic Combustion Variations for Spark-Ignition Engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 1996
- [172] MALY, Rudolf ; VOGEL, Manfred: Initiation and propagation of flame fronts in lean CH₄-air mixtures by the three modes of the ignition spark. In: *Symposium (International) on Combustion* 17 (1979), Nr. 1, S. 821 – 831
- [173] YU, Shui ; XIE, Kelvin ; YU, Xiao ; HAN, Xiaoye ; LI, Liguang ; LIU, Mengzhu ; TJONG, Jimi ; ZHENG, Ming: The Effect of High-Power Capacitive Spark Discharge on the Ignition and Flame Propagation in a Lean and Diluted Cylinder Charge. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2016
- [174] HAN, Sung B. ; CHOI, Kyu H. ; RA, Sung O. ; LEE, Sang J. ; LEE, Jong T.: Ignitability and Combustion Characteristics of the Multi Spark Capacitor Discharge Ignitor for a Lean Burn Engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 10 1995
- [175] SONG, Jeonghoon. ; SUNWOO, Myoungho.: Flame kernel formation and propagation modelling in spark ignition engines. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 215 (2001), Nr. 1, S. 105–114

- [176] CHIRIAC, Radu ; RADU, Robert ; APOSTOLESCU, Nicolae: A Study of Ignition Discharge Parameters Effects on Homogenous Mixtures in Engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 05 2001
- [177] RIVIN, Boris ; DULGER, Mark ; SHER, Eran: Extending Lean Misfire Limit of Methane-Air Mixtures by Means of an Enhanced Spark Discharge. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 03 1999
- [178] LLEWELLYN-JONES, F.: The Mechanism of Electrode Erosion in Electrical Discharges. In: *Platinum Metals Review* 7 (1963), Nr. 2, S. 58–65
- [179] FALSTAD, P.: *Math and Physics Applets*. www.falstad.com, . – Accessed: 2010-10-15
- [180] STARIK, A. M. ; SAVEL'EV, A. M. ; TITOVA, N. S.: Kinetic Processes in the Plasma formed in Combustion of Hydrocarbon Fuels. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 84 (2011), Nr. 1, S. 100–124
- [181] SEMENOV, E. S. ; SOKOLIK, A. S.: Thermal and chemical ionization in flames. In: *Explosion and Shock Waves* 6 (1970), Nr. 1, S. 33–43
- [182] TAGALIAN, J. ; HEYWOOD, J.B.: Flame Initiation in a Spark-Ignition Engine. In: *Combustion and Flame* (1986), Nr. 64, S. 243–246
- [183] PROFOS, Paul ; PFEIFER, Tilo: *Grundlagen der Meßtechnik*. 5. Oldenbourg, 1997
- [184] LAUER, Thomas: *Einfluss der Ladungsbewegung auf Gemischbildung und Entzündung bei Otto-Motoren mit homogenen Brennverfahren*, Technischen Universität Wien, Diss., 2007
- [185] SCHMITT, Martin: *CFD Berechnungen am M271 Forschungsmotor*. Interne Berichte der Robert Bosch GmbH, 2015
- [186] M., Schmitt: *Direct numerical simulations in engine-like geometries*, Universität Zürich (ETH), Diss., 2014
- [187] BELMONT, M R. ; HACOEN, J ; CARPENTER, P W.: Tumble and Swirl: Are they a Mixed Blessing? In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 208 (1994), Nr. 3, S. 223–226
- [188] EVANS, R. L. ; TIPPETT, E. C.: The Effects of Squish Motion on the Burn-Rate and Performance of a Spark-Ignition Engine. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 08 1990
- [189] ENDRES, H. ; NEUSSER, H.J ; WURMS, R.: Entwicklung Tumble-unterstützter Brennverfahren mit Hilfe neuester Entwicklungsmethoden. In: *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)* (1994), 10

- [190] NAKATA, Koichi ; NOGAWA, Shinichiro ; TAKAHASHI, Daishi ; YOSHIHARA, Yasushi ; KUMAGAI, Atsunori ; SUZUKI, Tetsushi: Engine Technologies for Achieving 45% Thermal Efficiency of S.I. Engine. In: *SAE Int. J. Engines* 9 (2015), 09, 179-192. <http://dx.doi.org/10.4271/2015-01-1896>
- [191] WEISS, Maximilian: *Untersuchung von Flammenfrontstreckungseffekten auf die sphärische Flammenausbreitung laminarer und turbulenter Brennstoff/Luft-Gemische*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 2008
- [192] SUZUKI, Kotaro ; UEHARA, Kazuhiro ; MURASE1, Eiji ; NOGAWA, Shinichiro: Study of Ignitability in Strong Flow Field. In: *3rd International Conference on Ignition Systems for Gasoline Engines*. Berlin, 2016
- [193] AYALA, Ferrán A. ; GERTY, Michael D. ; HEYWOOD, John B.: Effects of Combustion Phasing, Relative Air-fuel Ratio, Compression Ratio, and Load on SI Engine Efficiency. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 04 2006