

Lehrstuhl A für Thermodynamik
Technische Universität München

Analyse und Optimierung der innermotorischen Prozesse in einem Wasserstoff-Dieselmotor

Peter Prechtel

Vollständiger Abdruck der
von der Fakultät für Maschinenwesen der
Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.– Prof. Dr.-Ing. D. Hein

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.– Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger, emeritien
2. Univ.– Prof. Dr.-Ing. G. P. Merker
3. Univ.– Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer

Die Dissertation wurde am 27.10.1999
bei der Technischen Universität München eingereicht und durch
die Fakultät für Maschinenwesen am 15.02.2000 angenommen.

Vorwort

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl A für Thermodynamik der Technischen Universität in München.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger, der stets mit großem Interesse und Aufmerksamkeit die Forschungsarbeiten betreut und durch richtungsweisende Diskussionen zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen hat. Darüberhinaus bereitete das selbständige wissenschaftliche Arbeiten am Lehrstuhl große Freude, das durch das entgegengebrachte Vertrauen ermöglicht wurde.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Merker und Herrn Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer möchte ich mich für die freundliche Übernahme des Korreferates und bei Prof. Dr.-Ing. D. Hein für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meinem Kollegen Dipl.-Ing Frank Dorer für die stets freundliche und konstruktive Kooperation während des gesamten Forschungsprojektes. Auch möchte ich mich bei allen Kollegen und Kolleginnen besonders der Verbrennergruppe, sowie meinen Studenten und Hilfskräften für die gute Zusammenarbeit bedanken. Die Mitarbeiter der mechanischen und elektrischen Werkstatt verdienen einen besonderen Dank für ihre Unterstützung beim Bau der aufwendigen Versuchsanlagen.

Weiterhin gilt mein Dank der Bayerischen Forschungstiftung, die durch ihre finanzielle Unterstützung im Rahmen des Forschungsprojektes „Direkteinspritzender Wasserstoff-Dieselmotor hoher Leistungsdichte und geringer Abgasemission“ diese Promotion erst ermöglicht hat, sowie den Kollegen des Lehrstuhls für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeuge und der MAN B&W AG, die ebenfalls an dem Forschungsvorhaben beteiligt waren und durch ihre engagierte Zusammenarbeit die erfolgreiche Durchführung der Arbeiten ermöglichten.

München, April 2000

Peter Prechtel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Aufgabenstellung	2
2	Stand der Technik und des Wissens	4
2.1	Gemischbildungsverfahren für Verbrennungsmotoren . .	4
2.2	Aktuelle Forschungsträger von Wasserstoffmotoren . . .	7
2.3	Forschungsarbeiten zum Wasserstoff-Dieselmotor	8
2.4	Merkmale des Wasserstoffs als Kraftstoff	10
3	Versuchsanlagen und Meßtechnik	14
3.1	Konzept des Wasserstoff-Dieselmotors	14
3.2	Aufbau der Versuchsanlagen	15
3.3	Auslegung der Wasserstoffversorgung	22
3.4	Beschreibung des Hochdruckeinblassystems	25
3.5	Erläuterung der Meßtechnik	29
4	Experimentelle Untersuchungen	34
4.1	Analyse der Gemischbildung	34
4.2	Analyse des Verbrennungsvorganges	38
5	Theoretische Untersuchungen	53
5.1	Analytische Überlegungen zur Gemischbildung	53
5.2	3D-Strömungssimulation der Gemischbildung	56
5.3	Simulation der Chemie des Zündvorgangs	78
5.4	Bestimmung der Zündbedingungen	93
6	Neuentwicklung eines Wasserstoff-Einblassystems	96
6.1	Anforderungen und Ziele	96
6.2	Konzept des Wasserstoff-Einblassystems	97
6.3	Dynamik und Regelbarkeit	102

7	Optimierung der Verbrennung	106
7.1	Verbesserung der Düsengeometrie	106
7.2	Steuerung der Wasserstoff-Einblasung	116
7.3	Einfluß einer Mehrfacheinblasung	118
8	Zusammenfassung	123
9	Ausblick	125
A	Anhang	127
A.1	Druckverlaufsanalyse	127
A.2	Theorie der Strömungsmechanik	131
	Literaturverzeichnis	135

Nomenklatur

α	Wärmeübergangskoeffizient
ϵ	Verdichtungsverhältnis
Γ_i	molekularer Diffusionskoeffizient
λ	Verbrennungsluftverhältnis
Ψ_e	Ausflußfunktion
ρ	Dichte
1°KW _v OT	1 Grad Kurbelwellenwinkel vor dem oberen Totpunkt
A	Querschnittsfläche
c_v	spezifische Wärmekapazität $v = const$
c_p	spezifische Wärmekapazität $p = const$
C_1, C_2, C_3	Konstanten zum Wärmeübergang
E_i^a	Aktivierungsenergie
k_i	Geschwindigkeitskoeffizient
k	Polytropenexponent
H	Enthalpie
H_u	unterer Heizwert
m	Masse
$\dot{m}$	Massenstrom des eingeblasenen Wasserstoffs
n	Stoffmenge
OT	oberer Totpunkt
p_L	Ladedruck
p_{KE}	Kompressionsenddruck
p_{H_2}	Wasserstoffdruck
p_L	Ladedruck
Q_W	Wandwärmeenergie
dQ/dt	Brennverlauf
R	spezifische Gaskonstante
T	Temperatur
T_{KE}	Kompressionsendtemperatur
T_A	Ansauglufttemperatur
T_W	Wandtemperatur
u_i	Geschwindigkeitskomponente in Richtung $i=x,y,z$

U	innerer Energie
UT	unterer Totpunkt
V_1	Zylindervolumen vor Kompressionsbeginn
V_t	Zylindervolumen zur Zeit t
V_c	Kompressionsvolumen
V_H	Hubvolumen
W	Volumenänderungsarbeit

1 Einleitung und Aufgabenstellung

1.1 Einleitung

Die Endlichkeit fossiler Brennstoffressourcen und die zunehmende Umweltproblematik, die zum großen Teil durch die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen verursacht wird, sind Gründe für die Suche nach neuen zukünftigen Konzepten für die Energieversorgung. Das in der Vergangenheit als unschädlich angesehene Kohlendioxid steht nach aktuellen Klimaforschungsberichten im Verdacht, durch den Treibhauseffekt zur Erwärmung der Erdatmosphäre beizutragen. Ein potentiell Energieversorgungskonzept muß deshalb eine effiziente, umweltfreundliche und emissionsarme Methode der Energieumwandlung besitzen, die Verwendung von fossilen Brennstoffen und die Emission von Kohlendioxid vermeiden.

Die Möglichkeit der Speicherung von Energie in Form von Wasserstoff wird als ein vielversprechender Ansatz der Zukunft betrachtet. Wasserstoff kann in großen Mengen durch Elektrolyse aus den nahezu unbegrenzten Wasservorräten der Erde gewonnen werden. Die Energie für die Wasserstofferzeugung wird dabei aus regenerativen Energiequellen oder Kernenergie gewonnen. Das Wasserstoffmolekül enthält keine Kohlenstoffbestandteile, dadurch ist die Energieerzeugung aus Wasserstoff nicht mit einer Kohlendioxidemission verbunden.

Im Bereich der Energieversorgung besitzt der Großdieselmotor heute auf Grund seiner hohen Leistungsdichte, des hohen Wirkungsgrades, der Zuverlässigkeit und seiner Wirtschaftlichkeit eine weite Verbreitung. Der Dieselmotor ist für stationäre und mobile Anwendungen geeignet und kommt z.B. in Blockheizkraftwerken und zum Antrieb von Schiffen zum Einsatz.

In einer zukünftigen Wasserstoffwirtschaft könnte der Dieselmotor wegen seiner positiven Eigenschaften eine anhaltend wichtige Rolle in der weltweiten Energieversorgung darstellen. Vor dem Einsatz einer neuen Generation von umweltfreundlichen, mit Wasserstoff betriebenen Motoren steht die Erforschung der notwendi-

gen Grundlagen. Die Bayerische Forschungstiftung fördert in diesem Zusammenhang die Erarbeitung der Voraussetzungen und die Umsetzung des Betriebs eines Großdieselmotors mit Wasserstoff-Direkteinspritzung. Das Verbundforschungsprojekt *Direkteinspritzender Wasserstoff-Schiffsdieselmotor hoher Leistungsdichte und geringer Abgasemission* basiert auf der Kooperation von zwei Lehrstühlen der Technischen Universität München (TUM), dem Lehrstuhl A für Thermodynamik (LAT) und dem Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen (LVK), mit der MAN B&W Diesel AG aus Augsburg als Industriepartner.

Die Umsetzung eines neuen Motorenkonzeptes unter Verwendung von alternativen Brennstoffen zieht eine Anpassung der innermotorischen Prozesse auf die Eigenschaften des neuen Kraftstoffs und die Entwicklung von notwendigen Komponenten mit sich. Im Rahmen des Verbundforschungsprojektes stellte MAN B&W Diesel AG für die Forschungsarbeiten einen Versuchsmotor und ein neu entwickeltes Hochdruck-Einspritzsystem für Wasserstoff zur Verfügung. Der LVK hat Experimente an dem Einzylinder-Versuchsmotor durchgeführt und die globalen Betriebseigenschaften des Motors untersucht. Der LAT hat für dieses Vorhaben eine realitätsnahe, optisch zugängliche Versuchsanlage entwickelt und die fundamentalen Prozesse im Inneren des Brennraumes analysiert. Darüber hinaus wurden mit numerischen Methoden die strömungsmechanischen Vorgänge der Gemischbildung und die chemischen Reaktionen während des Zündvorganges simuliert.

1.2 Aufgabenstellung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Erarbeitung eines umfassenden Verständnisses der Abläufe im Brennraum eines direkteinspritzenden Wasserstoff-Dieselmotors während der Phasen der Gemischbildung, der Zündung und der Verbrennung. In Abbildung 1.1 sind die innermotorischen Prozesse eines direkteinspritzenden Wasserstoffmotors graphisch veranschaulicht.

Die aus den durchgeführten Experimenten erhaltenen quantitativen

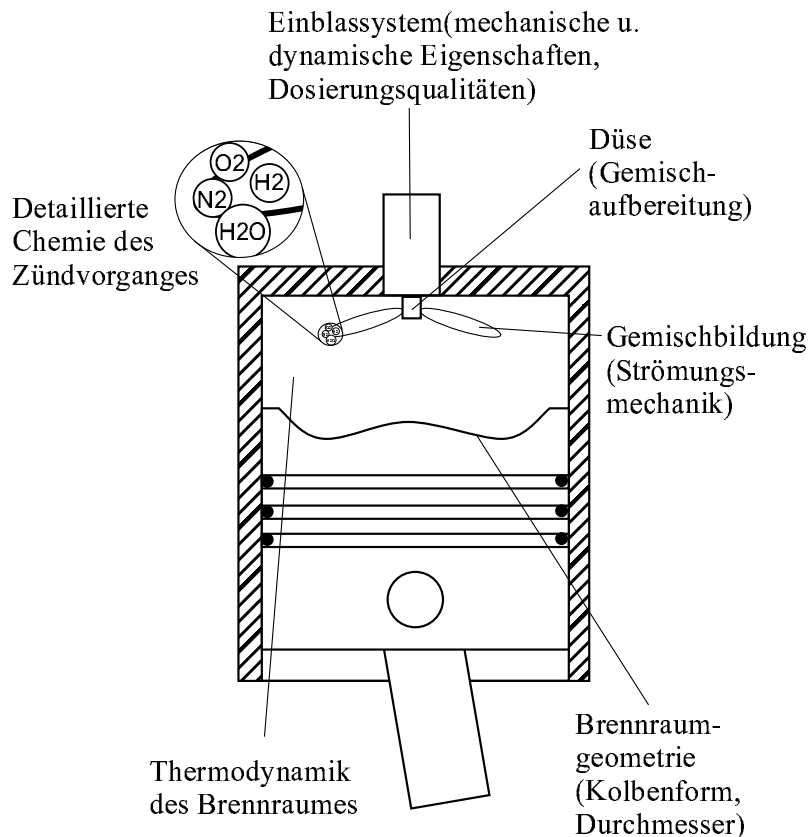


Abbildung 1.1: Skizze von Zylinder und Kolben mit schematischer Darstellung der innermotorischen Prozesse bei einem Verbrennungsverfahren mit innerer Gemischbildung und Selbstzündung.

und quantitativen Informationen über das räumliche und zeitliche Verhalten der Prozesse dienen der optimalen Gestaltung eines Brennverfahrens. Neben den experimentellen Untersuchungen kommen numerische Simulationen zur Bestimmung von Konzentrations- und Temperaturfeldern während des Einspritzvorganges zum Einsatz. Die Analyse der Zündphase auf mikroskopischer Ebene erfolgt an Hand von Berechnungen der Reaktionskinetik der Wasserstoff-Luftverbrennung und liefert signifikante Aussagen über den Einfluß der thermodynamischen Randbedingungen, wie Kompressionsenddruck und -temperatur für ein sicheres Zündverhalten. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wird, aufbauend auf den erarbeiteten Ergebnissen, ein verbessertes Wasserstoff-Hochdruck-Einspritzventil mit neuen Möglichkeiten zur Steuerung des Brennverfahrens entwickelt und untersucht.

2 Stand der Technik und des Wissens

In den 30er Jahren hat Oehmichen [Oe34] an der Technischen Universität München bereits erste Versuche mit Wasserstoff als Kraftstoff für Verbrennungsmotoren durchgeführt. Bis heute wurden immer wieder Anstrengungen unternommen, Motoren mit Wasserstoff zu betreiben. Die verschiedenen Konzepte für den Aufbau von Wasserstoffmotoren lassen sich nach den Varianten der Gemischbildung und des Zündprozesses untergliedern. Anhand der verwirklichten Konzepte und Forschungsarbeiten wird ein Überblick über den aktuellen Stand der Technik und der Forschung gegeben. Aufbauend auf einer Erläuterung der Eigenschaften des Wasserstoffs als Kraftstoff, folgen die Argumente für die Auswahl von möglichen und sinnvollen Verbrennungsverfahren für Großmotoren.

2.1 Gemischbildungsverfahren für Verbrennungsmotoren

Für Motoren bestehen grundsätzlich zwei Möglichkeiten, ein zündfähiges Gemisch aufzubereiten, wobei zwischen innerer und äußerer Gemischbildung differenziert wird. Beide Arten unterscheiden sich von der Anordnung der Gemischbildungssysteme bezüglich des Brennraumes. In beiden Fällen kann die Entflammung sowohl mit, als auch ohne Zündhilfe erfolgen.

Äußere Gemischbildung

Bei der äußeren Gemischbildung werden der Kraftstoff und die Verbrennungsluft außerhalb des Zylinders vermischt und das Gemisch über die Einlaßventile dem Motor zugeführt. Nach dem Schließen der Ventile wird das Gemisch verdichtet und verbrannt. Die Zündung erfolgt in der Regel mit einer Zündkerze (Prinzip des Ottomotors).

Die Komponenten des Gemischbildungssystems müssen bei der Anordnung außerhalb des Brennraums nur auf die thermodynamischen Be-

dingungen im Ansaugsystem ausgelegt sein. Die Temperaturen liegen bei maximal 125 °C. Die Drücke liegen bei Umgebungsdruck bzw. bei einer Aufladung des Motors bei maximal einigen bar. Dadurch sind für die Versorgungsdrücke des Kraftstoffes keine hohen Werte notwendig. Im Falle von gasförmigen Kraftstoffen kann beim Vorhandensein eines Tanksystems mit Überdruck auf eine zusätzliche Kraftstoffförder-einrichtung zur Bereitstellung des Einspritzdruckes verzichtet werden. Überdrücke von ein bis fünf bar können bei der äußeren Gemischbildung bereits ausreichen. Das bedeutet, daß die Versorgungs- und Gemischbildungsvorrichtungen für den Kraftstoff vergleichsweise niedrigen Beanspruchungen unterliegen.

Ein Nachteil der äußeren Gemischbildung ist die mögliche Verschlechterung des Liefergrades, da neben der Luft auch der Kraftstoff angesaugt werden muß. Im Falle des Wasserstoffs führt, auf Grund des niedrigen volumenspezifischen Heizwertes des Kraftstoff-Luft-Gemisches, diese Eigenschaft zu einer Verringerung der Leistung (vgl. Kapitel 2.4).

Prinzipbedingt liegt bei äußerer Gemischbildung ein zündfähiges Gemisch außerhalb des Brennraumes vor. Dadurch besteht die Möglichkeit, daß Rückzündungen in das Ansaugsystem auftreten. Die Empfindlichkeit für dieses Verhalten hängt sehr stark von den Zündeigenschaften des Kraftstoffs ab. Bei kritischen Kraftstoffen, wie dem Wasserstoff, wird in modernen Pkw-Motoren das Rückzünden durch eine intelligente Motorregelung praktisch vollständig ausgeschlossen. Diese Maßnahme ist jedoch mit einer Verminderung der abgegebenen Leistung verbunden.

Innere Gemischbildung

Bei der inneren Gemischbildung werden der Kraftstoff und die Verbrennungsluft erst im Inneren des Brennraumes miteinander vermischt. Die Einspritzung bzw. Einblasung erfolgt bei der frühen inneren Gemischbildung bei niedrigen Zylinderdrücken noch vor der letzten Phase der Kompression. Bei der späten inneren Gemischbildung wird der Kraftstoff erst in der Nähe des oberen Totpunktes eingespritzt. Nach erfolgter Zündung des Kraftstoffs kann die Einspritzung

auch noch während der Verbrennung andauern.

Mit dem Verfahren der inneren Gemischbildung wird ausgeschlossen, daß außerhalb des Brennraumes ein zündfähiges Gemisch vorhanden ist und damit Rückzündungen in das Ansaugsystem vollkommen ausgeschlossen. Diese Konzepte besitzen daher eine systembedingte hohe Betriebssicherheit.

Ein weiterer Vorteil der inneren Gemischbildung besteht in der Vermeidung von hohen Liefergradverlusten, da während der Ansaugphase die Befüllung des Zylinders mit reiner Frischluft erfolgt und die Einspritzung des Kraftstoffs erst nach dem Schließen der Einlaßventile in den Brennraum möglich ist. Dieses Verfahren hat dadurch ein höheres Potential für die Erzielung einer höheren Leistungsdichte.

Dem gegenüber stehen die erheblich höheren Anforderungen an die Temperatur- und Druckbeständigkeit des Einspritzsystems. Der Injektor kommt bei jedem Verbrennungstakt mit den heißen Verbrennungsgasen von ca. 2000 °C in Berührung und ist zusätzlich den hohen Brennraumdrücken von 40 bis 200 bar im Zylinder ausgesetzt.

Die diskontinuierliche Zufuhr des Kraftstoffs in den Brennraum verkürzt, besonders bei der späten Einspritzung, den für die Gemischbildung zur Verfügung stehenden Zeitraum. Die Homogenisierung der Kraftstoffverteilung in diesem kurzen Zeitraum ist eine zu lösende Aufgabenstellung.

Die Versorgungsdrücke für den Kraftstoff steigen mit dem Verlegen des Einspritzzeitpunktes in Richtung des oberen Totpunktes. So ist z. B. in einem Motor mit einem maximalen Verbrennungsdruck von 150 bar ein wesentlich darüber liegender Druck für die Einspritzung des Kraftstoffes notwendig.

Bei der frühen inneren Gemischbildung wird, wie bei der äußeren Gemischbildung ein fremdgezündetes Brennverfahren verwendet, um in Verbindung mit einem niedrigen Kompressionsverhältnis eine unkontrollierte Zündung auszuschließen. Eine simultane Selbstzündung großer Bereiche des homogenisierten Kraftstoff-Luft-Gemisches würde wegen der schlagartigen Energiefreisetzung zu großen Druckgradienten

und damit zu einer Beschädigung des Motors führen.

Die späte innere Gemischbildung erlaubt in Verbindung mit der Kompressionszündung ein Brennverfahren ohne Zündhilfe. Dieses Verfahren kommt heute sowohl in Vorkammermotoren als auch in direkteinspritzenden Motoren für Dieselkraftstoff zum Einsatz.

2.2 Aktuelle Forschungsträger von Wasserstoffmotoren

Institutionelle und industrielle Forschungstätigkeiten haben in den vergangenen 20 Jahren in verschiedenen Anwendungsbereichen zur Auswahl geeigneter Motorenkonzepte geführt. In den Größenklassen von Kleinmotoren für Personenkraftwagen bis hin zu schweren Motoren für Lastkraftwagen haben Wasserstoffantriebe, auf Grund langjähriger Entwicklungs- und Erprobungsphasen, nahezu technologische Marktreife erreicht.

Den aktuellen Stand der Technik mit äußerer Gemischbildung und Fremdzündung stellt ein Ottomotor im Bereich der Antriebe für Personenkraftwagen dar [ReFiPe89]. Der Motor wird mager betrieben und besitzt zur Kraftstoffversorgung einen Flüssiggasspeicher. Ein modernes Motormanagement beherrscht die Rückzündproblematik. Dieses Motorenkonzept erfüllt zukünftige Emissionsvorschriften ohne den Einsatz eines Katalysators. In naher Zukunft wird die Entwicklung dieser Technologie Serienreife erlangen.

Auf der Basis eines fremdgezündeten Ottomotors mit äußerer Gemischbildung hat MAN ein Konzept für den Antrieb von Stadtlinien- bzw. Flughafenbussen entwickelt. Das auf der stöchiometrischen Verbrennung aufbauende Verfahren benötigt einen Oxidationskatalysator. Die hohen, bei der stöchiometrischen Verbrennung auftretenden Temperaturen erfordern eine außermotorische Abgasnachbehandlung der Stickoxide. Es existieren Versuchsträger sowohl mit flüssiger Wasserstoffspeicherung als auch mit Druckgasspeicherung. Die Busse werden im öffentlichen Linienverkehr und am Flughafen München in Feldversuchen unter realistischen Bedingungen seit etwa drei Jahren erfolg-

reich erprobt [Pr99].

Aus dem Bereich der Motoren mit früher innerer Gemischbildung mit Fremdzündung existieren Systeme für Motoren zum Antrieb von Bussen und Lastkraftwagen, die ebenfalls einen sehr hohen Entwicklungsstand erreicht haben. Im Rahmen der Projekte *Hypass* [ZiKr95] und *Hysolar* [BrMaEs96] wurden aufgeladene mager betriebene Verbrennungsmotoren entwickelt, die eine zum Dieselmotor vergleichbar hohe Leistungsdichte aufweisen und zudem extrem niedrige Schadstoffemissionen verursachen. Die guten Emissionwerte sind bei diesem Konzept ohne Abgasnachbehandlung (Katalysator) erzielbar. Der Wasserstoff wird hierbei in Druckgastanks gespeichert, die das notwendige höhere Druckniveau von 20 bis 40 bar für die innere Gemischbildung zur Verfügung stellen, ohne den Einsatz eines zusätzlichen Wasserstoffverdichters zu erfordern.

2.3 Forschungsarbeiten zum Wasserstoff-Dieselmotor

Die Forschung auf dem Gebiet des Wasserstoff-Dieselmotors beschränkt sich auf eine Reihe von Grundlagenarbeiten seit Beginn der achtziger Jahre. Die Anwendung in einem Großdieselmotor wird erstmals in diesem Forschungsprojekt behandelt. Einen Überblick über die Forschungsarbeiten und die Problematik von Wasserstoffmotoren mit Selbstzündung gibt Das in [Da90].

Die Eigenschaften der Entflammung des Wasserstoffs durch Kompressionszündung wurde in mehreren Veröffentlichungen von Karim et al. [KaKl75], Ikegami [IkMiSh82] und Wong [Wo90] kontrovers diskutiert. In allen Veröffentlichungen wurde festgestellt, daß die Selbstzündung nicht problemlos zu erzielen ist. Zu beachten ist hierbei unter welchen Vorraussetzungen und mit welchen Hilfsmitteln jeweils die Selbstzündung erzielt werden sollte. Ikegami setzt z.B. für seine Versuche anstatt eines direkteinspritzenden Motors einen Vorkammermotor ein. Wie in den folgenden Kapiteln ausführlich erläutert wird, stellt die hohe Selbstzündtemperatur des Wasserstoffs tatsächlich

einen Nachteil für Motoren mit Kompressionszündung dar.

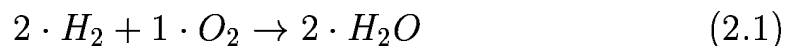
Die bisher nicht zufriedenstellend gelöste Selbstzündproblematik führte auf der Suche nach einem stabileren Betriebsverhalten zu einer Reihe von weiteren Veröffentlichungen, in denen Ansätze zur Erhöhung der Zuverlässigkeit der Wasserstoffzündung vorgeschlagen wurden. Aly [Al93] setzt mit dem Zündstrahlverfahren für die Entflammung eine zusätzliche Diesel-Einspritzdüse ein, die eine sichere Zündung des Wasserstoffs gewährleistet. Das Dieseleinspritzsystem ermöglicht einen weiten Variationsbereich des Dieselanteils an der Gesamtkraftstoffmenge bis hin zum ausschließlichen Dieselbetrieb und ermöglicht dadurch ein problemloses Starten des Motors. Um eine ungewollte Zündung des Wasserstoffs zu vermeiden, besitzt der Motor ein reduziertes Verdichtungsverhältnis. Die Variante dieses Brennverfahrens wird heute bereits kommerziell in großen Erdgas-Dieselmotoren eingesetzt.

Furuhama [FuKa82] verwendet in seinem Motor eine heiße Oberfläche als Zündhilfe für den Wasserstoff. Hierbei wird während des gesamten Motorenzyklus eine Glühkerze beheizt, so daß der Wasserstoff bei der späten inneren Gemischbildung beim Erreichen der unmittelbaren Umgebung der Glühkerze auf seine Selbstzündtemperatur aufgeheizt wird und zur Zündung kommt.

Die Entwicklung eines Wasserstoff-Diesel-Motors ist unmittelbar mit der Konzeption eines zuverlässigen inneren Gemischbildungssystems verbunden. Aus diesem Bereich sollen hier noch zwei Arbeiten, die sich mit dieser Thematik ausgiebig beschäftigt haben, erwähnt werden. Aus den achziger Jahren stammt eine Arbeit von Gutmann [Gu84], in der ein Konzept für die innere Gemischbildung vorgestellt wird. Briem [Bri97] hat einen Niederdruckinjektor für die bestmögliche Ausnutzung des Druckgasspeichers für den in Kapitel 2.2 beschriebenen *Hysolar*-Motor entwickelt.

2.4 Merkmale des Wasserstoffs als Kraftstoff

Die chemische Reaktion der Wasserstoffverbrennung wird durch die stöchiometrische Formel in Gleichung 2.1 beschrieben. Dabei reagieren zwei mol Wasserstoff mit einem mol Sauerstoff der Luft zu zwei mol Wasser. Das Abgas dieser Reaktion ist reiner Wasserdampf.



Die thermodynamischen und fluidmechanischen relevanten Eigenschaften des Wasserstoffs, hinsichtlich seiner Anwendung als Kraftstoff in einem Verbrennungsmotor, sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Zusätzlich enthält die Tabelle Daten von Methan stellvertretend für gasförmige Kraftstoffe und von Diesel als Beispiel für flüssige Kraftstoffe.

Der Einsatz des Wasserstoffs erfordert neben der Entwicklung eines neuen Brennverfahrens auch eine erhebliche Veränderung der gesamten Versorgungseinrichtungen (Kraftstofftank, Kraftstoffpumpe, Leitungssystem) und der Komponenten für die Gemischbildung (Einspritzsystem, Düsenauslegung) im Motor. Anhand der thermodynamischen, fluidmechanischen und chemischen Eigenschaften lassen sich bereits grundlegende Tatsachen diskutieren, die bei der Umsetzung eines potentiellen Verbrennungskonzeptes zu berücksichtigen sind.

Der Siedepunkt des Wasserstoff bei Umgebungsdruck liegt mit $-253\text{ }^{\circ}\text{C}$ nahe dem absoluten Nullpunkt. Eine Verflüssigung bzw. die Erhaltung des flüssigen Aggregatzustandes ist nicht bei Umgebungstemperatur durch hohen Druck möglich, da der kritische Punkt ($T_{KP} = -240\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{KP} = 1,3\text{ MPa}$) nur wenig über dem Siedepunkt liegt. Eine flüssige Zuführung des Wasserstoffs zum Motor kann daher nur unter thermisch sehr gut isolierten Bedingungen erfolgen. In der Praxis wird bei flüssig gespeichertem Wasserstoff die Verdampfungswärme zum Kühlen des Speichers verwendet, d.h. der Wasserstoff liegt im Tanksystem in überwiegender Zeit als siedende Flüssigkeit vor. Das Kraftstofffördersystem muß deshalb in der Lage sein, eine siedende Flüssigkeit anzusaugen und zu verdichten. Neben der tiefen Betriebs-

Tabelle 2.1: Thermodynamische und fluidmechanische Eigenschaften des Wasserstoffs.

Eigenschaft	Einheit	Wasserstoff	Methan	Diesel
Dichte flüssig	kg/m ³	71	324	820 - 860
Dichte gasförmig	kg/m ³	0,09	0,72	—
Molmasse	kg/kmol	2,01	16,04	170
Siedepunkt, -bereich bei 1 bar	°C	-253	-162	170 - 360
Wasserstoffanteil: H	Gewichts-%	100	25	15
Kohlenstoffanteil: C	Gewichts-%	0	75	85
Mindestluftbedarf	kg/kg	34,6	17,2	14,5
Stöchiometrie in Luft	Vol-%	29,3	9,4	1,3
unterer Heizwert	MJ/kg	120	50	43
Zündgrenzen in Luft	λ	0,5 - 10,5	0,7 - 2,1	0,48 - 1,35
Zündgrenzen in Luft	Vol-%	4,0 - 77,0	5,0 - 15,0	0,6 - 7,5
Zündtemperatur	K	858	813	523
Minimale Zündenergie	mJ	0,02	0,29	0,24
Max. Flammentemp. in Luft	K	2318	2148	—
Detonationsgrenze in Luft	Vol-%	18,3 - 59	6,3 - 13,5	—
Diffusionskoeff., 1000 K, 100 bar	m ² /s	$8,5 \times 10^{-6}$	$1,9 \times 10^{-6}$	—

temperatur nahe des absoluten Nullpunktes ergibt sich daraus für die Pumpen eine zusätzliche technische Schwierigkeit.

Die Verwendung des Wasserstoffs in gasförmigem Aggregatzustand im Gemischbildungssystem wird in den meisten Fällen technisch realisiert, um die genannten Nachteile der flüssigen Kraftstoffförderung zu vermeiden. Allerdings sind auf Grund der geringen Energiedichte des gasförmigen Wasserstoffs eine Reihe von Punkten zu berücksichtigen.

Die Dimensionierung der Leitungs-, Ventil- und Düsenquerschnitte für eine Wärmekraftmaschine erfolgt abhängig von dem auf das Volumen bezogenen unteren Heizwert.

$$H_{u,V}[\frac{MJ}{m^3}] = H_{u,m}[\frac{MJ}{kg}] \cdot \rho(p)[\frac{kg}{m^3}] \quad (2.2)$$

Unter gleichen Druckbedingungen ist für die Zufuhr des Wasserstoffs im Vergleich zu Methan ein um den Faktor 3,3 höherer Volumenstrom zu beherrschen, um die gleiche Energiemenge bereit zustellen. Der

Vergleich von komprimiertem Wasserstoff auf einem Druckniveau von 300 bar und flüssigem Dieseldieselkraftstoff liefert für eine identische Energiemenge einen um den Faktor elf größeren Volumenstrom.

Ausgehend von der chemischen Reaktion des Wasserstoffs mit Luft aus Gleichung 2.1 ergibt sich, daß für die stöchiometrische Verbrennung ein großer Volumenanteil des Kraftstoffs im Brennstoff-Luftgemisch notwendig ist. Für eine stöchiometrische Verbrennung von Wasserstoff in Luft beträgt der Volumenanteil des Kraftstoffs 29,3 Vol%, im Gegensatz zu 9,4 Vol%, für Methan und 1,3 Vol% für Diesel als Beispiel für langkettige Kohlenwasserstoffe. Mit dieser Eigenschaft ist bei einem Motor mit äußerer Gemischbildung eine Verschlechterung der spezifischen Leistung verknüpft, da die Menge des angesaugten Brennstoffluftgemischs bis zu 30% reduziert wird (Liefergradverlust). Aus diesem Grund ist der Einsatz einer inneren Gemischbildung zur Erzielung einer hohen Leistungsdichte eines Wasserstoffmotors sinnvoll.

Die geringe Zündenergie des Wasserstoffs von 0,02 mJ ist die Ursache für die leichte Entzündbarkeit des Wasserstoffs durch kleine Funken oder brennende Partikel.

Vorteile des Wasserstoffs sind die weiten Zündgrenzen, die im Bereich von 4 bis 75 Vol% liegen. Diese Anteile entsprechen Kraftstoff-Luftverhältnissen λ , wie es in Gleichung 2.3 definiert ist, zwischen 10 und 0,14. Der Motor kann dadurch in weiten Bereichen ohne Drosselung der Luftzufuhr betrieben werden.

$$\lambda = \frac{n_{O_{Vl}}}{n_{O_{min}}} = \frac{n_{Vl} \cdot 0,42}{n_{H_2}} \quad (2.3)$$

$n_{O_{min}}$ minimale Sauerstoffmenge für stöchiometrische Verbrennung

$n_{O_{Vl}}$ vorhandene Sauerstoffmenge in der Verbrennungsluft

n_{H_2} Stoffmenge des Wasserstoffs

n_{Vl} Stoffmenge der Verbrennungsluft

Die hohe laminare Brenngeschwindigkeit des Wasserstoffs, die für Stöchiometrie etwa 2,3 m/s beträgt, wirkt sich durch eine zügige und

effiziente Verbrennung günstig auf die Erzielung eines hohen Wirkungsgrades aus.

Der Gemischbildungsprozess des Wasserstoffs mit der Luft läuft in lokalen Bereichen wegen der hohen Diffusivität beschleunigt ab. Ihr Wert liegt mit $8,5 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$ im Vergleich zu Methan um einen Faktor vier höher.

Auf Grund der weiten Detonationsgrenzen zwischen 18,4 Vol% und 59 Vol% [Br87] besteht besonders bei der äußeren und frühen inneren Gemischbildung die Möglichkeit der Ausbildung einer detonativen Verbrennung. Diese Gefahr muß durch geeignete Maßnahmen der Verbrennungsführung ausgeschlossen werden.

Die wichtigste Eigenschaft im Zusammenhang mit der Verwendung des Wasserstoffs im selbstzündenden Dieselmotor ist seine Zündtemperatur. Sie liegt mit 858 K im Vergleich zum klassischen Dieselmotor mit 523 K um über 330 K höher. Die Kompressionsendtemperatur des Wasserstoff-Dieselmotors muß deshalb höhere Werte erreichen, um eine sichere Zündung zu gewährleisten.

3 Versuchsanlagen und Meßtechnik

3.1 Konzept des Wasserstoff-Dieselmotors

Die Eigenschaften des Wasserstoffs und die spätere Anwendung bestimmen maßgeblich die Auslegung des Motorenkonzepts. Die Zielgruppe der interessierenden Großmotoren liegt in einer Dimension von über zehn Litern Hubraum pro Zylinder.

Die Forderung einer vergleichbaren Leistungsdichte zu aktuellen Dieselmotoren, mit einem Mitteldruck von mindestens 18 bar, führt auf Grund von sicherheitstechnischen Überlegungen, wie sie in den Abschnitten 2.1 und 2.4 diskutiert wurden, zu der Auswahl eines Konzepts mit innerer Gemischbildung. Mit diesem Verfahren wird verhindert, daß die notwendigen, sehr großen Mengen von zündfähigem Wasserstoff-Luftgemisch außerhalb des Motorbrennraumes vorliegen und Rückzündungen in das Ansaugsystem auftreten.

Das Ziel der dieselmotorischen Selbstzündung erfordert, zur Vermeidung von ungewollten Frühzündungen und zur Sicherung eines kontrollierten Verbrennungsablaufs ein System für die späte innere Gemischbildung. Der anwendungsbedingte Einsatz von gasförmigem Wasserstoff führt damit zur Notwendigkeit eines Hochdruck-Einblassystems.

Die Eigenschaften des Verbrennungsverfahrens lassen sich in folgender Auflistung zusammenfassen:

1. Das Verfahren erlaubt den sicheren Betrieb von Großdieselmotoren mit einer Zylinderleistung von mehr als 180 kW.
2. Der Motor erzielt hohe Leistungsdichten und geringe Schadstoffemissionen.
3. Die Entflammung des Wasserstoffs im Motor erfolgt nach dem Dieselprinzip durch Selbstzündung.
4. Der Wasserstoff wird gasförmig mit hohem Druck in den Brennraum eingeblasen.

3.2 Aufbau der Versuchsanlagen

Die Entwicklung des neuen Verbrennungskonzeptes lehnt sich an der Zielgruppe Großmotoren an. Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Arbeiten werden im Maßstab 1:1 mit originalen Einsblassystemen durchgeführt, um die Übertragbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten. Als Basis der Forschungsarbeiten dient eine Motorenklasse mit knapp 14 Litern Hubraum pro Zylinder (MAN 1L 24/30).

Zur Durchführung der Untersuchungen wurden am LAT realitätsnahe Versuchsanlagen mit optischen Zugängen zum Brennraum entwickelt. Diese Anlagen erlauben eine detaillierte Analyse der Einblasvorgänge, der Gemischbildung, der Zündung und der Verbrennung. Als Meßprinzipien kommen sowohl Verfahren, die das Eigenleuchten der Flammen ausnützen, als auch lasergestützte Techniken zum Einsatz. Für die Untersuchung und Optimierung des Einblassystems ist eine stationäre Hochdruckkammer vorhanden, die Verbrennungsdrücke bis zu 200 bar erlaubt. Für aufwendigere Experimente, die den Kompressionshub realitätsgetreu nachbilden, steht eine schnelle Kompressionsmaschine zur Verfügung. Beide Apparaturen zeichnen sich durch eine hohe Flexibilität in der Brennraumvariation, als auch der schnellen Adaptierbarkeit an verschiedene Einblassysteme aus. Eine detaillierte Beschreibung der Auslegung der Versuchsanlagen wird von Dorer in [Do99] gegeben.

Die stationäre Versuchskammer (vgl. Abbildung 3.1, 3.2) besitzt bis zu fünf optische Zugänge aus synthetischem Quarzglas. Das Kammer Volumen läßt sich durch eine variable Brennraumhöhe von bis zu 40 mm verschiedenen Zeitpunkten der Kolbenstellung des Motors anpassen. Die Fläche des Querschnitts der Kammer entspricht der des realen Motorkolbens mit einem Durchmesser von 240 mm. Die Kammer besitzt außerdem Luftzuführungen, die so angeordnet sind, daß ein Drall erzeugt werden kann. In dieser Kammer wurden Experimente mit den ersten zur Verfügung stehenden Gasinjektoren durchgeführt [PrDoMa97].

Die schnelle Kompressionsmaschine bietet vielfältigere Möglichkeiten als die stationäre Kammer, da sich hier zeitlich variable geometri-

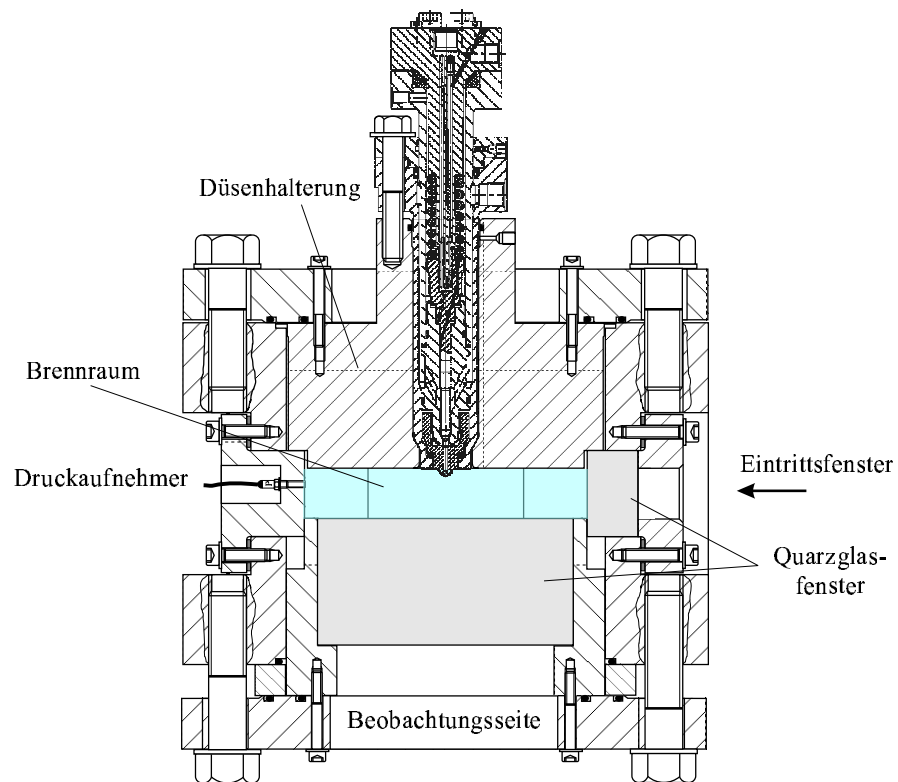


Abbildung 3.1: Vertikaler Schnitt durch die stationäre Hochdruckkammer.

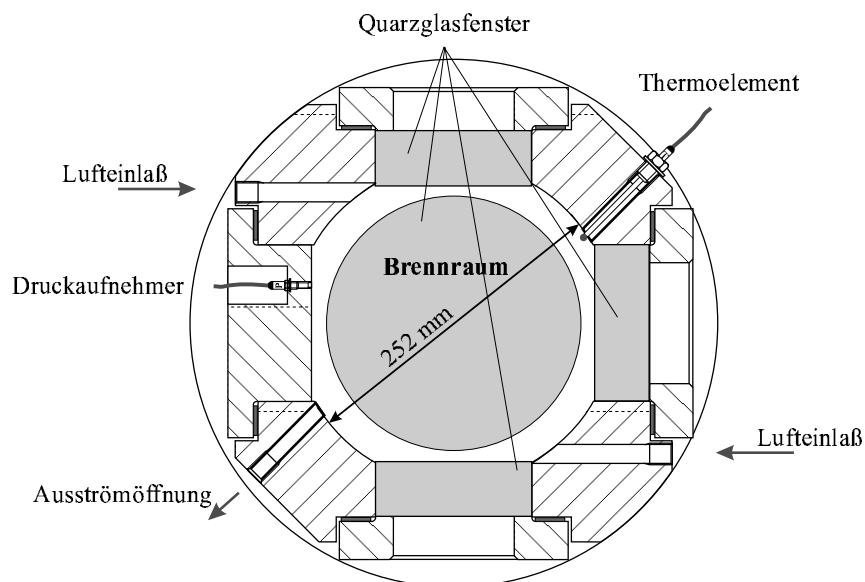


Abbildung 3.2: Horizontaler Schnitt durch die stationäre Hochdruckkammer.

sche und thermodynamische Bedingungen und realistische Quetschströmungen erzielen lassen. Die Anforderungen an diese Maschine waren, neben den guten optischen Zugangsmöglichkeiten, die Eignung für empfindliche Meßtechniken und eine örtlich flexible Aufstellung der Anlage. Der Aufbau der Anlage ist in Abbildung 3.3 mit einem im Zylinderkopf montierten Einblassystem dargestellt. Die Funktion der Maschine basiert auf der gegenläufigen Bewegung zweier konzentrischer Kolben (Ausgleichsgewicht, Kompressionskolben). Nach dem Öffnen des kleinen Bypassventils bewegen sich die Kolben zunächst langsam bis der Kompressionskolben die Dichtungen verläßt und das große Überströmventil öffnet. Der Kompressionskolben stellt gleichzeitig das Ventil dar. Durch das Öffnen des Überströmventils beschleunigen die beiden Kolben auf 10 bis 15 m/s und komprimieren in realitätsnaher Zeit die Luft im Brennraum. Die Einblasung erfolgt elektronisch gesteuert zu einem frei wählbaren Zeitpunkt. Nach der Kompressionsphase bewegen sich die Kolben wie auf einer Luftfeder wieder in Richtung ihrer Ausgangslagen (vgl. [Do99]).

Bisher in der Literatur erwähnte Kompressionsmaschinen besitzen keinen Massenausgleich (vgl. [Do99]). Für diese Anlagen sind zum Einsatz von optischen Meßtechniken erhebliche bauliche Maßnahmen notwendig. Ein Kamimoto [KaKoMa81] diskutierte Konzept benötigt z. B. ein knapp 30 Tonnen schweres Fundament, um die nach außen auftretenden Kräfte aufzunehmen.

Aus diesem Grund und wegen der Vorgabe eines vibrationsarmen Laufs der Maschine für die Messungen wurde erstmals ein Konzept mit vollständigem Massenausgleich erarbeitet (vgl. Abbildung 3.4). Die eingeschränkten Laborverhältnisse und die hohen Kolbengeschwindigkeiten erforderten darüberhinaus einen sehr kompakten Aufbau, um den benötigten Platz und einen, mit Verlusten behafteten Verrohrungsaufwand zu reduzieren.

Das Konzept von zwei konzentrisch angeordneten Kolben, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegen, erlaubt die vollständige Erhaltung des Schwerpunktes zu jedem Zeitpunkt des Kompressions- und Expansionshubes und stellt die denkbar kompakteste Bauform dar. Die exakte Kopplung beider Kolben durch ein inkompressibles Medi-

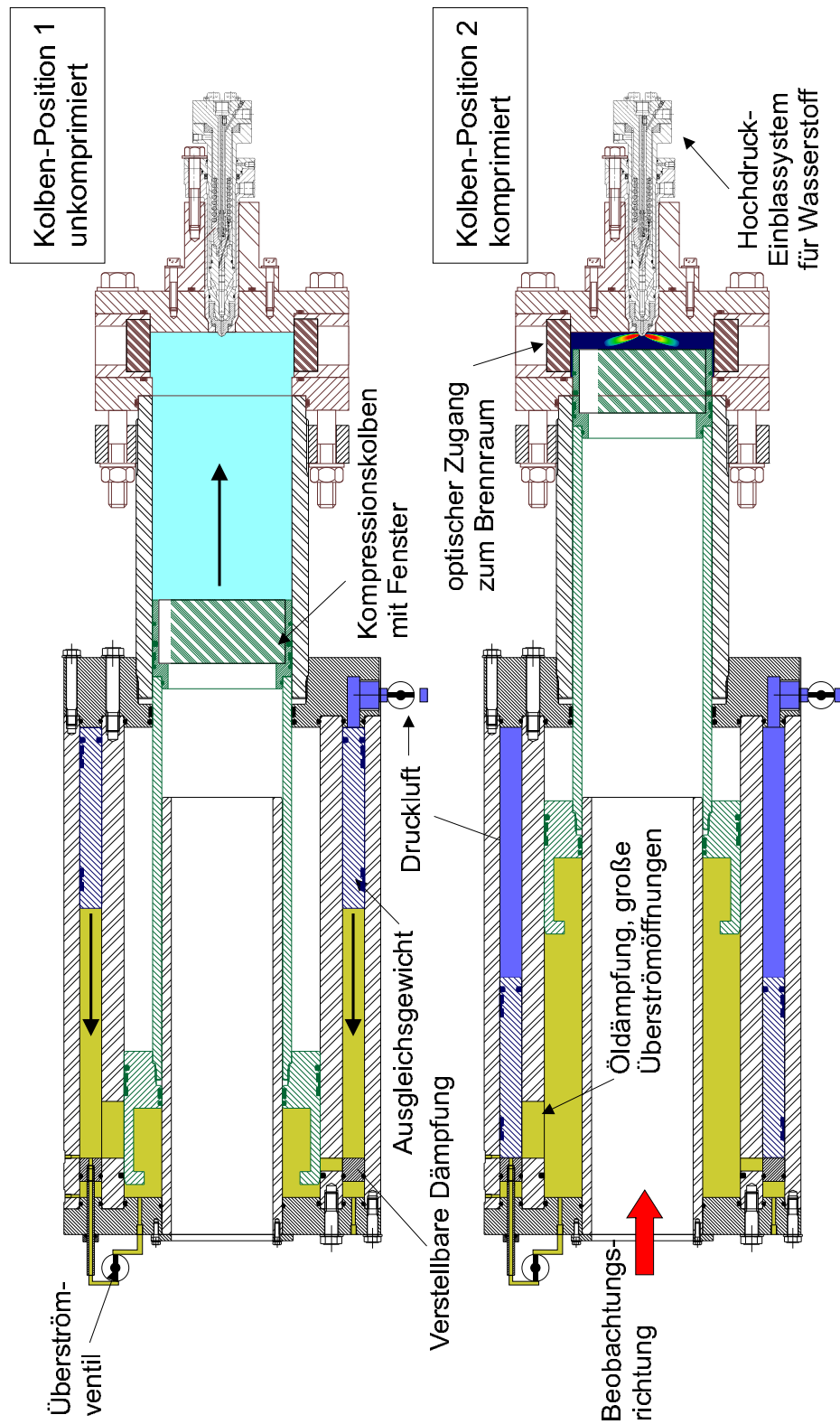


Abbildung 3.3: Schnitt durch die Versuchsanlage schnelle Kompressionsmaschine.

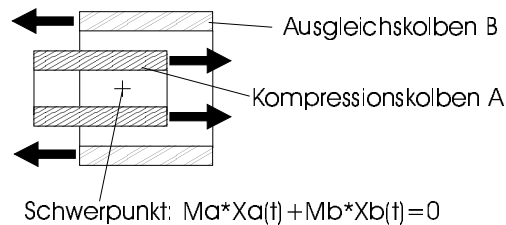
Vollständiger Massenausgleich der beiden Kolben

Abbildung 3.4: Prinzip des vollständigen Massenausgleichs. Die Masse der beiden bewegten Kolben wird bei der Fertigung auf 10 g genau aufeinander abgestimmt. Die konzentrische Anordnung der beiden Kolben verhindert das Auftreten äußerer Kräfte an der Maschine.

um (Hydrauliköl) gewährleistet dabei auch die notwendige Schmierung der Dichtungen bei den hohen Kolbengeschwindigkeiten.

Die Anpassung der Geschwindigkeit des Kolbens an die Geschwindigkeiten des Versuchsmotors auch unter variierenden Bedingungen des Ladedruckes kann mit einem hydraulischen Dämpfungsmechanismus erzielt werden.

Der nahezu vollständige Einblick in den gesamten Brennraum läßt sich durch eine große Quarzscheibe im Kolbenboden ($\varnothing=200$ mm, $d=100$ mm) erreichen. Um die Baugröße der Maschine zu minimieren und gleichzeitig auf ein aufwendiges Spiegelsystem zu verzichten, sitzt der Kompressionskolben auf einem Rohr das den Durchblick in den Brennraum gewährt. Durch diese Anordnung sind fünf verschiedene Rohre inklusive der notwendigen komplexen Dichtungssysteme konzentrisch zueinander anzubringen. Die Fertigung der Anlage mit der Anpassung der Dichtungen aus der Hand eines einzigen Herstellers hat sich bisher als Garant für den erfolgreichen und störungsfreien Betrieb erwiesen.

Die kompakte konzentrische Anordnung der beiden Kolben reduziert die hydraulische Verbindung der beiden Ölkammern auf eine Blende im Zwischenrohr. Die hier notwendigen großen Volumenströme von bis zu 40.000 Liter Öl pro Minute hätten enorm aufwendige Verrohrungen zur Folge. Die gleichzeitige Funktion des Kompressionskolbens, als schnell schaltendes Ventil für die Auslösung der Bewegung ermöglicht den Verzicht auf ein zusätzliches Ventil, das die oben genannten Men-

gen innerhalb kürzester Zeit ohne Druckverlust schalten kann. Der Schaltvorgang des Ventils müßte kürzer sein als die Zeit, die für die Bewegung des Kolbens bis zum oberen Totpunkt (OT) notwendig ist. Sie beträgt zwischen 30 und 80 ms. Den Kolben als Ventil zu verwenden gewährt, daß nach Überfahren der Überströmblenden die volle Antriebsleistung am Kolben anliegt. Die Bewegung wird durch ein kleines Bypassventil, das in der verschlossenen Stellung des Kolbens, eine Verbindung der beiden Ölkammern herstellt ausgelöst.

Die Massen der beiden Kolben sind so ausgelegt, daß die notwendigen Antriebsdrücke zu einer dem Motor äquivalenten Geschwindigkeit führen. Eine Feinabstimmung der Kolbengeschwindigkeit gewährt ein zusätzlicher Dämpfungskolben in der äußeren Ölkammer. Mit diesem Kolben lassen sich die Drosselverluste und damit der Volumenstrom an den Überströmöffnungen einstellen. Der Antrieb der Anlage erfolgt aus drei fünfzig Liter Pressluftflaschen (vgl. Abbildung 3.5).

Die Luftversorgung der Brennkammer erfolgt aus dem Druckluftnetz des Gebäudes. Ein nachgeschaltetes Luftreinigungssystem aus Grob-, Fein- und Aktivkohle-Filterung (vgl. Abbildung 3.5) sichert die Zufuhr reiner Verbrennungsluft bis zu einem Ladedruck von 11 bar.

Zur Variation der Strömungsbedingungen im Brennraum ist vor dem Einlaßventil ein Druckspeicher angebracht. Mit Hilfe der darin komprimierten Luft und den tangential an den Brennraum angebrachten Luftzuführungen kann eine zusätzliche Turbulenz bzw. ein Drall erzeugt werden. Mit diesem Aufbau läßt sich gezielt der Einfluß der Ladungsbewegung auf das Eindringverhalten des eingeblasenen Wasserstoffs studieren.

Desweiteren steht für die Konditionierung der Ansaugluft eine elektrische Luftvorheizung des Behälters für Temperaturen bis zu 100 °C zu Verfügung. Die Anlage erlaubt dadurch eine vom Verdichtungsverhältnis in gewissen Grenzen unabhängige Variation der Kompressionsendtemperatur nach der polytropen Zustandsänderung:

$$T_{KE}(\epsilon) = T_A \cdot \epsilon^{k-1} \quad (3.1)$$

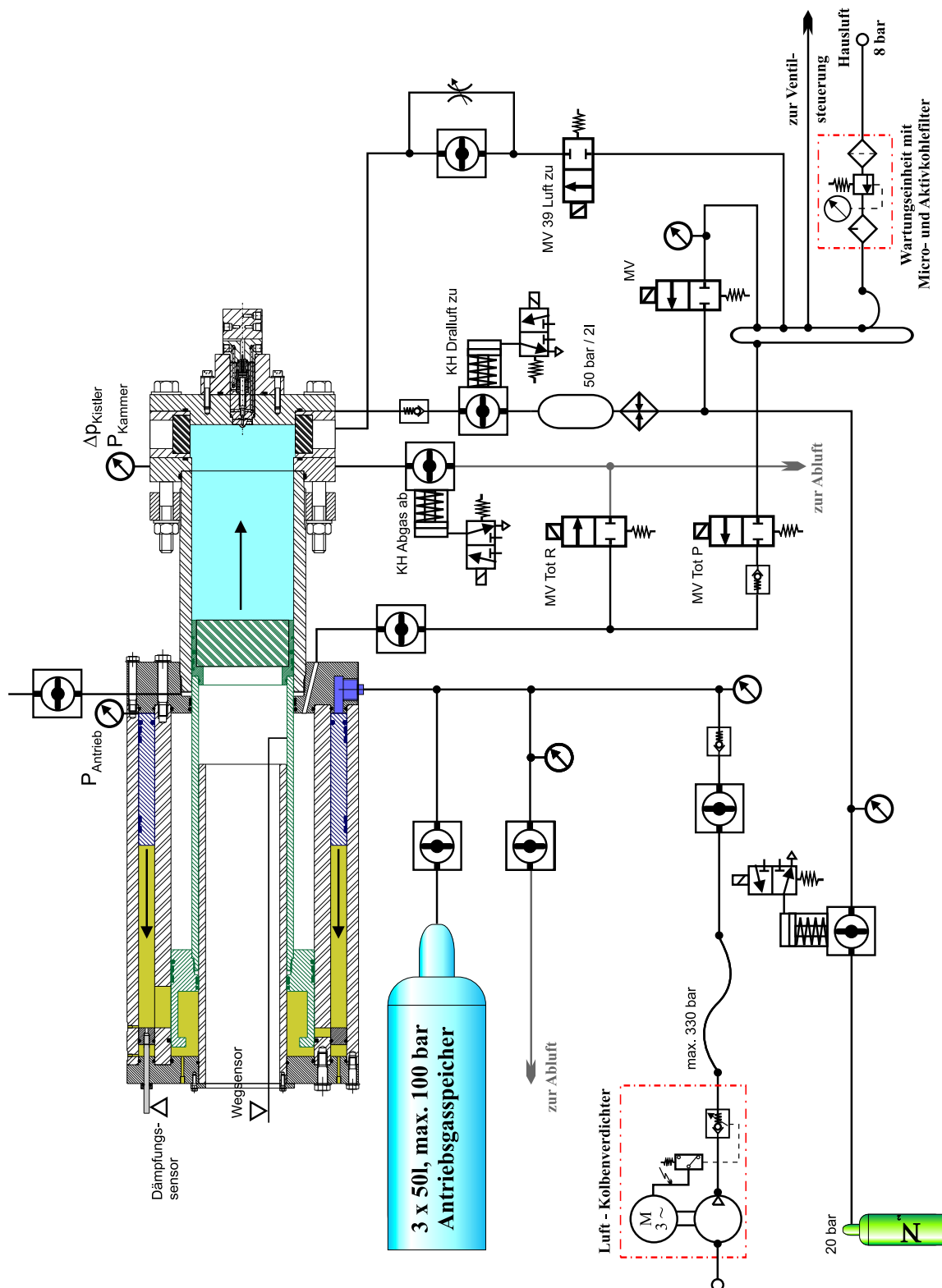


Abbildung 3.5: Luftversorgung der Versuchsanlagen.

$$p_{KE}(\epsilon) = p_L \cdot \epsilon^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.2)$$

T_A	Ansauglufttemperatur
p_L	Ladedruck
T_{KE}	Kompressionsendtemperatur
p_{KE}	Kompressionsenddruck
p_L	Ladedruck
ϵ	Verdichtungsverhältnis
k	Polytropenexponent

3.3 Auslegung der Wasserstoffversorgung

Das dieselmotorische Brennverfahren erfordert eine Einblasung auch während des Verbrennungsvorganges. Der maximal erlaubte Verbrennungsdruck dieses Versuchsmotors liegt in der Größenordnung von 150 bar. Die pro Zeiteinheit zugeführte Massenstrom hängt von den Eigenschaften der Düse und dem Druckverhältnis von Versorgungsdruck und Brennraumdruck ab. Der Massenstrom $\dot{m}$ läßt sich an Hand des Modells einer durchströmten Blende wie folgt formulieren [StMa86]:

$$\dot{m} = A_e \cdot p_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{RT}} \cdot \Psi_e \quad (3.3)$$

$$\Psi_e = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left\{ \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right\}} \quad (3.4)$$

Ψ_e	Ausflußfunktion
p_0	Druck vor der Blende (Kesseldruck)
p_e	Druck nach der Blende
A_e	Querschnittsfläche der Blende
κ	Isentropenexponent

Die Querschnittsfläche der Blende entspricht der Querschnittsfläche der Düsenbohrungen. Die Ausflußfunktion erreicht ab dem kriti-

schen Druckverhältnis einen maximalen Wert. Oberhalb des kritischen Druckverhältnisses hängt der Massenstrom nur noch vom Druck des Gases vor der Blende ab.

$$\left(\frac{p_e}{p_0}\right)_{krit} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = 0,5266 \quad \text{mit } \kappa_{H_2} = 1,41 \quad (3.5)$$

Daraus ergibt sich für den minimalen Kesseldruck p_0 ein Wert von mindestens 285 bar. Dieses hohe Druckniveau ist notwendig, um die eingeblasene Menge des Wasserstoffs unabhängig von den Brennraumbedingungen und damit vom Ablauf der Verbrennung festzulegen. Der maximale Wert von Ψ_e beträgt:

$$\text{Max}(\Psi_e) = \Psi_{max} = \Psi_{krit} = 0,484 \quad (3.6)$$

Die Zylinderleistung des Viertaktmotors beträgt etwa 180 kW bei 800 U/min. Daraus ergibt sich die notwendige Wasserstoffmenge von 0,31 mol bzw. 7,0 Normliter pro Arbeitspiel (vgl. Gleichung 3.7). Hierbei wurde ein Wirkungsgrad von $\eta = 0,4$ angenommen.

$$\begin{aligned} n_{H_2} &= \frac{2 \cdot P}{f \cdot \eta \cdot H_{u,V}} \cdot \frac{1}{V_{mol}} = \\ &= \frac{2 \cdot 180 \text{ kW}}{13,3 \text{ Hz} \cdot 0,4 \cdot 11,0 \text{ kJ/l}} \cdot \frac{1}{22,4 \text{ l/mol}} = 0,31 \text{ mol} \end{aligned} \quad (3.7)$$

In Abbildung 3.6 ist das Wasserstoffversorgungskonzept dargestellt. Die Wasserstoffzufuhr kann entweder aus einem Wasserstofftank oder einzelnen Wasserstoffflaschen erfolgen. Der Wasserstoff wird durch einen Hochdruckkompressor in den 0,5 Liter großen 300 bar Zwischenpeicher der Versuchsanlage gepumpt. Das Volumen des Tanks ist mit der 20-fachen Menge des einzublasenden Wasserstoffs ausreichend groß dimensioniert. Die Messung des Drucks erfolgt mit mehreren schnellen Sensoren, um eine genaue Bestimmung der Einblasmenge zu ermöglichen.

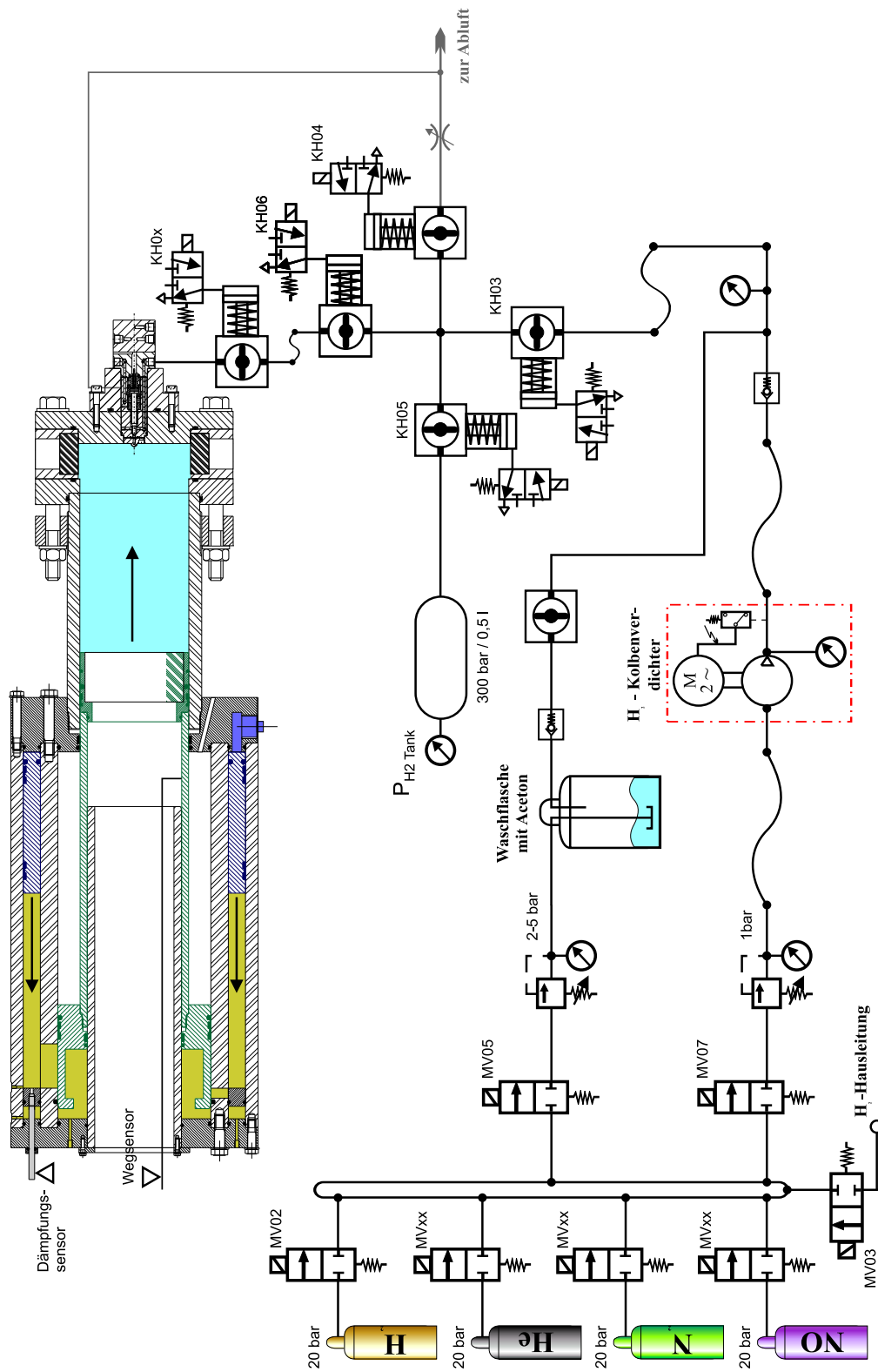


Abbildung 3.6: Wasserstoffversorgung der Versuchsanlagen.

Für spezielle Meßverfahren, wie Dorer in [Do99] erläutert, können auch andere Gase wie Helium, Stickstoff usw. eingeblasen werden. Messungen mit laserinduzierter Fluoreszenz benötigen abhängig von der Anregungsstrategie zusätzliche Tracermoleküle. Mit Hilfe einer Waschflasche kann z.B. Acetondampf dem Wasserstoff beigemischt werden.

Das System besitzt Sicherheitsabsperrentile, Spülventile und Entlüftungsventile um den Wasserstoff sicher aus der Anlage abzublasen.

3.4 Beschreibung des Hochdruckeinblassystems

In der Erläuterung des Motorenkonzeptes in Kapitel 3.1 wurde bereits erwähnt, daß für die innere Gemischbildung ein leistungsfähiges Hochdruck-Einblassystem zum Einsatz kommen muß. In Abbildung 3.7 ist ein Prinzipschaltbild des Einblasventils von MAN dargestellt.

Die Betätigung der Nadel erfolgt hydraulisch mit Hilfe eines elektromagnetischen zweistufigen Schnellschaltventils über eine Steuerölleitung. Nachdem Abschalten des Steueröldruckes schließt eine Feder die Nadel wieder. Um das Entweichen des Wassertoffs entlang des Nadelschaftes zu verhindern, wird an dieser Stelle eine Sperröldichtung eingesetzt. Für die Ölversorgung des Ventils sind zwei Druckniveaus von 150 bar und 600 bar notwendig, die jeweils mit einem Membranspeicher gepuffert werden.

In Abbildung 3.8 ist die Anordnung der hydraulischen Ventile und die Position der Drucksensoren dargestellt. Das Reaktionsverhalten des Ventils auf ein eingehendes elektronisches Signal ist im Zusammenspiel mit dem Verlauf der Öldrücke in Abbildung 3.9 veranschaulicht. 1,5 ms nach dem Eingang des Signals steigt der Vorsteueröldruck an. Die Nadel öffnet sich nach 3 ms gleichzeitig mit dem Ansteigen des Steueröldruckes. Die Dauer der Öffnungs- bzw. Schließflanke beträgt jeweils 1 ms. Der Schließvorgang wird beim Aufsetzen der Nadel von einem Prellen begleitet. Das gesamte System zeichnet sich durch eine gute Reproduzierbarkeit des Nadelhubes aus.

Unterhalb des Nadelsitzes befindet sich eine Aufnahme für die Düsenköpfe. Die gewünschte räumliche Charakteristik der Strahlen ergibt sich aus der Anordnung der Bohrungen, die auch den engsten Querschnitt im System darstellen. Beim Anliegen eines kritischen Druckverhältnisses werden die Bohrungen mit der Schallgeschwindigkeit des Wasserstoffs von 1400 m/s durchströmt. In Abbildung 3.10 sind verschiedene Konfigurationen der Düsenbohrungen einander gegenüber gestellt. Die Tabelle 3.1 enthält die technischen Daten der Düsen mit einer Anzahl von 6 bis 18 Löchern. Der Gesamtquerschnitt der Bohrungen ist indirekt proportional zur Einblasdauer und liegt zwischen 2,7 und 4,2 mm².

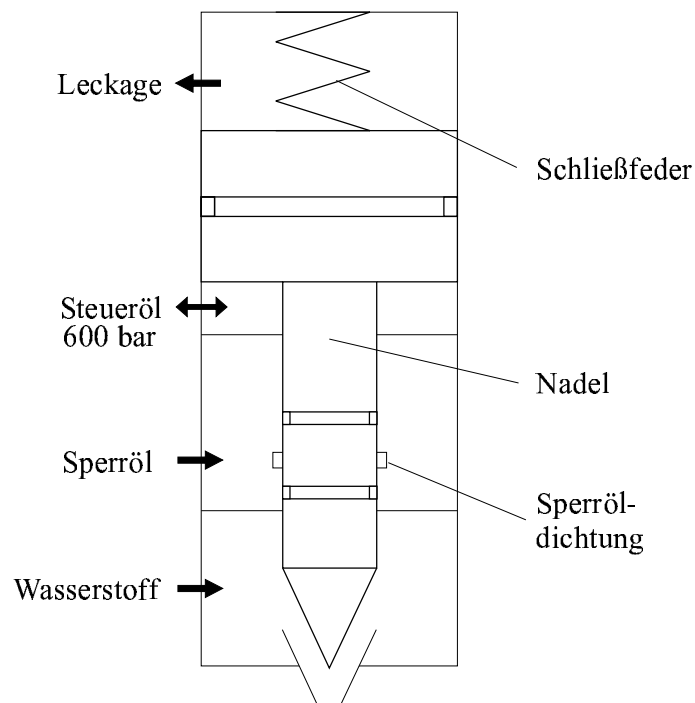


Abbildung 3.7: Prinzip des Wasserstoff-Hochdruckventils. Die Nadel wird durch das Schalten des Steueröldruckes geöffnet und mit Hilfe einer Feder wieder geschlossen. Eine Sperröldichtung verhindert das Eindringen des Wasserstoffs in den Steuerödraum.

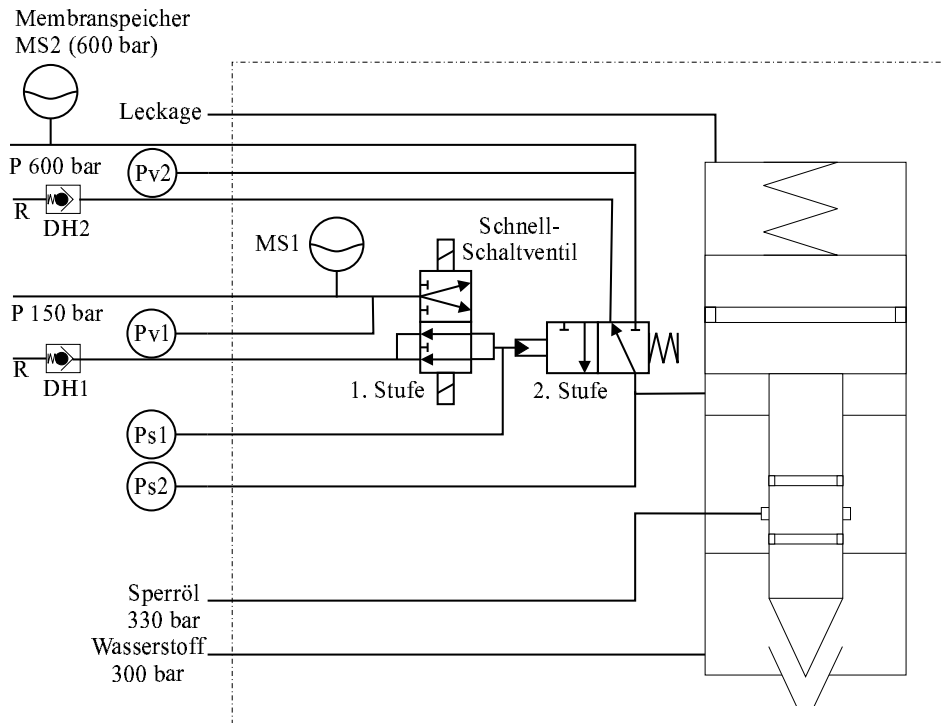


Abbildung 3.8: Ansteuerung des Hochdruckventils mit einem zweistufigem Schnell-schaltventil. Hydraulikversorgung auf zwei Druckniveaus. Anordnung der Drucksensoren.

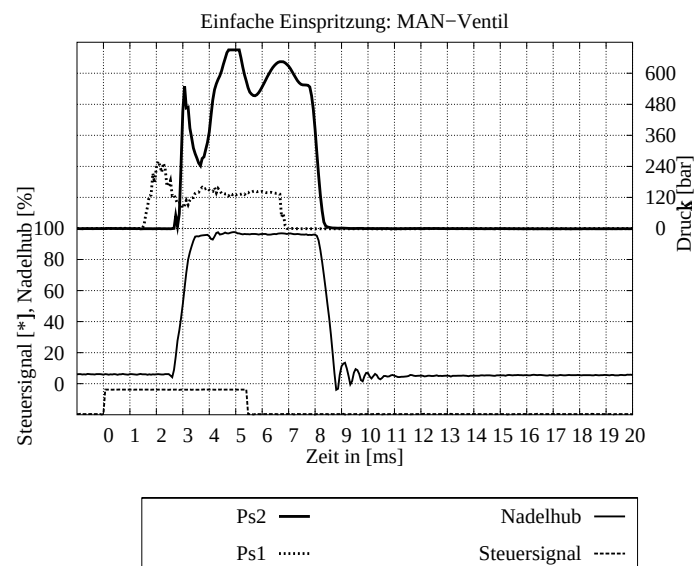


Abbildung 3.9: Zeitlicher Zusammenhang zwischen dem Steuersignal, den Steueröldrücken und dem Verlauf des Nadelhubes.

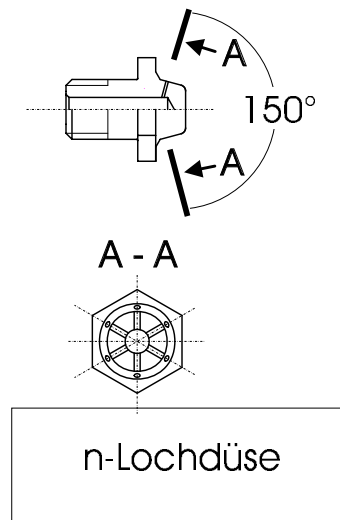


Abbildung 3.10: Anordnung der Bohrungen und Aufbau verschiedener Mehrlochdüsen.

Tabelle 3.1: Einfache Düsengeometrien mit jeweils gleichen Bohrungsdurchmessern, Querschnitte und notwendige Einblasdauer für gleiche Einblasmenge. Alle Düsen haben einen Einspritzwinkel von 150° (Einheiten: ϕ [mm], A [mm²], dt [ms]).

Bez.	$n_{ges.}$	A_{ges}	dt	ϕ
6L	6	3,02	9,95	0,8
7L	7	2,69	11,14	0,7
8L	8	3,08	9,74	0,7
10L	10	2,83	10,61	0,6
12L	12	3,39	8,84	0,6
15L	15	4,24	7,07	0,6
18L	18	3,53	8,49	0,5

3.5 Erläuterung der Meßtechnik

Die Aufgabe der durchgeführten Experimente war die Erarbeitung eines grundlegenden Verständnisses der typischen Phänomene und Effekte der Wasserstoffverbrennung im Motor. Optische Meßtechniken helfen hier eine detaillierte Vorstellung der Vorgänge zu erhalten. Während des Forschungsprojektes wurden Schlieren/Schattenmeßtechnik, Chemolumineszenz und laserinduzierte Fluoreszenz zur Diagnose der Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgänge verwendet. An dieser Stelle seien kurz die Prinzipien der Schlieren/Schattenmeßtechnik und der Chemolumineszenz erläutert, da diese Verfahren zur Darstellung der Ergebnisse herangezogen werden.

Schlieren/Schattenmeßtechnik

Das Prinzip der Schlieren/Schattenmeßtechnik [Toe64] basiert auf der Ablenkung eines parallelen Lichtstrahls in optisch verschieden dichten Medien. Der Strahl wird beim schrägen Durchlaufen eines Gradienten des Brechungsindex aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Bei der Abbildung des parallelen Lichtstrahls entstehen nach einer Schlierenblende hellere und dunklere Zonen in Abhängigkeit davon, ob sich die abgelenkten Strahlen überlagern oder abschwächen. Der Ablenkwinkel der Strahlen ist eine Funktion des Gradienten des Brechungsindex. Die optische Dichte eines Mediums hängt auf der einen Seite von seinen physikalischen Eigenschaften als auch von seiner Dichte ab. So besitzt z.B. Wasserstoff einen anderen Brechungsindex als Luft. In reinen Medien kann ebenfalls der Effekt verwendet werden, wenn durch Temperaturgradienten oder Druckwellen die Dichte des Mediums beeinflußt wird. Bei der Wasserstoffeinblasung in Luft treten sowohl unterschiedliche Medien, als auch Temperatur- und Dichtegradienten auf, was eine Detektion der Strahlstruktur ermöglicht [Sc34].

Chemoluminiszenz

Die Chemoluminiszenz beruht auf einer Lichtemission von Atomen oder Molekülen während oder nach einer chemischen Reaktion. Besonders bei exothermen Reaktion liegen die Reaktionsprodukte oder Zwischenprodukte in einem elektronisch hochangeregten Zustand vor [He79]. Sie emittieren dabei ein charakteristisches Linienspektrum. Bei Verbrennungsprozessen ist der Chemoluminiszenz zusätzlich noch eine Lichtemission in Abhängigkeit der Temperatur der Gase überlagert [Ma94].

Die Verbrennung von Wasserstoff und Luft bildet als Zwischenprodukt das OH-Molekül, das eine charakteristische Strahlung bei 308 nm in Form von zwei Emissionslinien ausstrahlt [DiCr61]. Diese charakteristische Strahlung entstammt damit unmittelbar aus den Reaktionszonen und eignet sich deshalb zur Identifikation von Flammenstrukturen. Um bei den Messungen den Einfluß anderer Strahlungseffekte zu reduzieren, kann ein schmalbandiger Filter (z.B. UG11) oder ein Bandpaß-Spiegelfilter vor dem Detektorsystem angebracht werden.

Für die Diskussion von detaillierten Grundlagen der Meßtechniken sei auf die einschlägige Literatur verwiesen. In Mayinger [Ma94] sind relevante optische Meßtechniken, die speziell für die technische Anwendung Nutzen bringen, ausführlich beschrieben. Eckbreth [Ec88] erläutert im Detail die Eigenschaften der laserinduzierten Fluoreszenz in der Diagnostik.

Meßaufbau zur Untersuchung der Gemischbildung

Die Kompressionsmaschine bietet die Möglichkeit, realitätsnahe Untersuchungen der Gemischbildung und der Verbrennung mit modernen optischen Meßtechniken durchzuführen. Für die Analyse der Gemischbildung und zur Untersuchung des Strahlbildes stehen zwei Meßtechniken zur Verfügung. Für die Aufnahme von sehr schnellen Abläufen eignet sich besonders die Verwendung einer Meßtechnik, die eine hohe Meßrate erlaubt. Mit einer modernen digitalen Hochgeschwindigkeitskamera ergibt sich die Möglichkeit, einen sehr schnellen Vorgang in

einem einzigen Meßzyklus vollständig zu erfassen.

Die Schlieren/Schattenmethode erlaubt die Aufnahme des Einblasvorganges mit Hilfe einer hochfrequent getakteten Laserlichtquelle. Das Ergebnis liefert Informationen über die Kontur der Wasserstoffstrahlen. Die Bilder zeigen damit sehr genau die Umrisse der Gebiete in denen Wasserstoff vorhanden ist. Der zeitliche Verlauf der Strahlstruktur läßt sich damit bestimmen (vgl. Abbildung 3.11) .

Die komplementäre Meßtechnik, die laserinduzierte Fluoreszenz liefert einzelne Schnittbilder des Wasserstoffstrahls. Damit lassen sich die Konturen der Grenzfläche zwischen dem eingeblasenen Wasserstoff und der Luft bestimmen. Für diese Aufnahmetechnik ist es notwendig dem Wasserstoff eine geringe Menge von Azetondampf beizugeben, um ein für den Laserstrahl anregbares Gemisch zu erzeugen [LoYiHa92]. Eine genaue Beschreibung und Interpretation der hier angewandten Meßtechniken ist in der Arbeit von Dorer [Do99] zu finden.

Meßaufbau zur Untersuchung der Verbrennung

Für die Verbrennung kann neben den Schlieren/Schattenmeßtechniken auch das Verfahren der Aufnahme der Eigenfluoreszenz (Chemolumineszenz) verwendet werden. Dabei wird das Licht, das während der chemischen Reaktion emittiert wird mit einer UV-empfindlichen Kamera aufgezeichnet. Das emittierte Licht entstammt zu einem großen Anteil aus der Emission des angeregten OH-Radikals, das als Zwischenprodukt bei der chemischen Reaktion von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser auftritt. In Abbildung 3.12 ist ein Meßaufbau zur Beobachtung des Verbrennungsablaufs zu sehen. Bei einer geeigneten Konfiguration ist es möglich, die Schlieren/Schattenmeßtechnik mit der Eigenfluoreszenzmeßtechnik zu kombinieren. Diese Aufnahmen zeigen dann sowohl die Wasserstoffverteilung im Brennraum als auch die Gebiete der Zündung und Verbrennung.

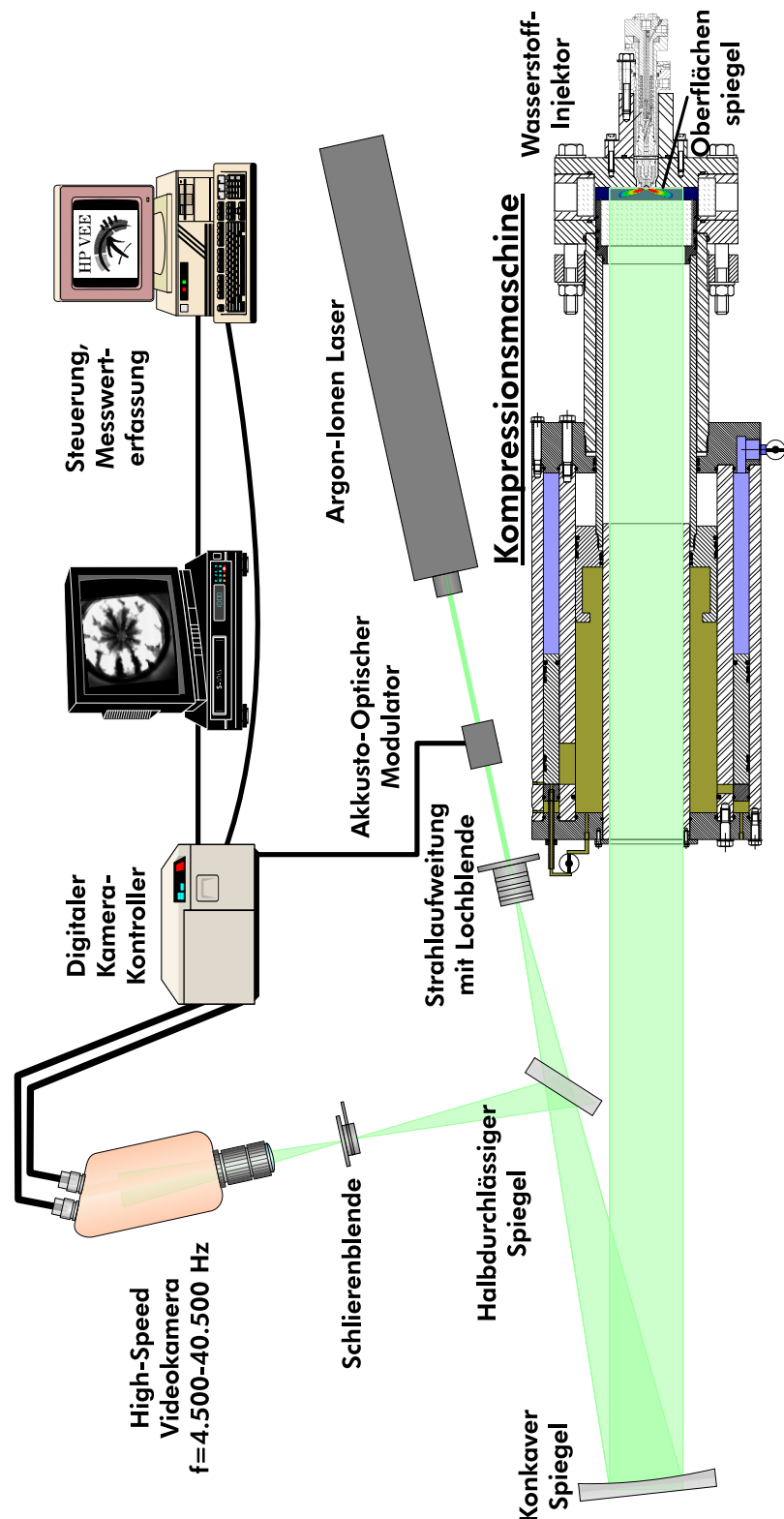


Abbildung 3.11: Versuchsaufbau mit der Schlieren/Schattenmethode zur Analyse der Gemischbildung. Die Bildfrequenz beträgt 4.500 bis 40.000 Bilder/s. Mit einer angepassten Intensität der Laserstrahlung ist die gleichzeitige Detektion der Gemischbildung, des Zündvorganges und der Verbrennung möglich.

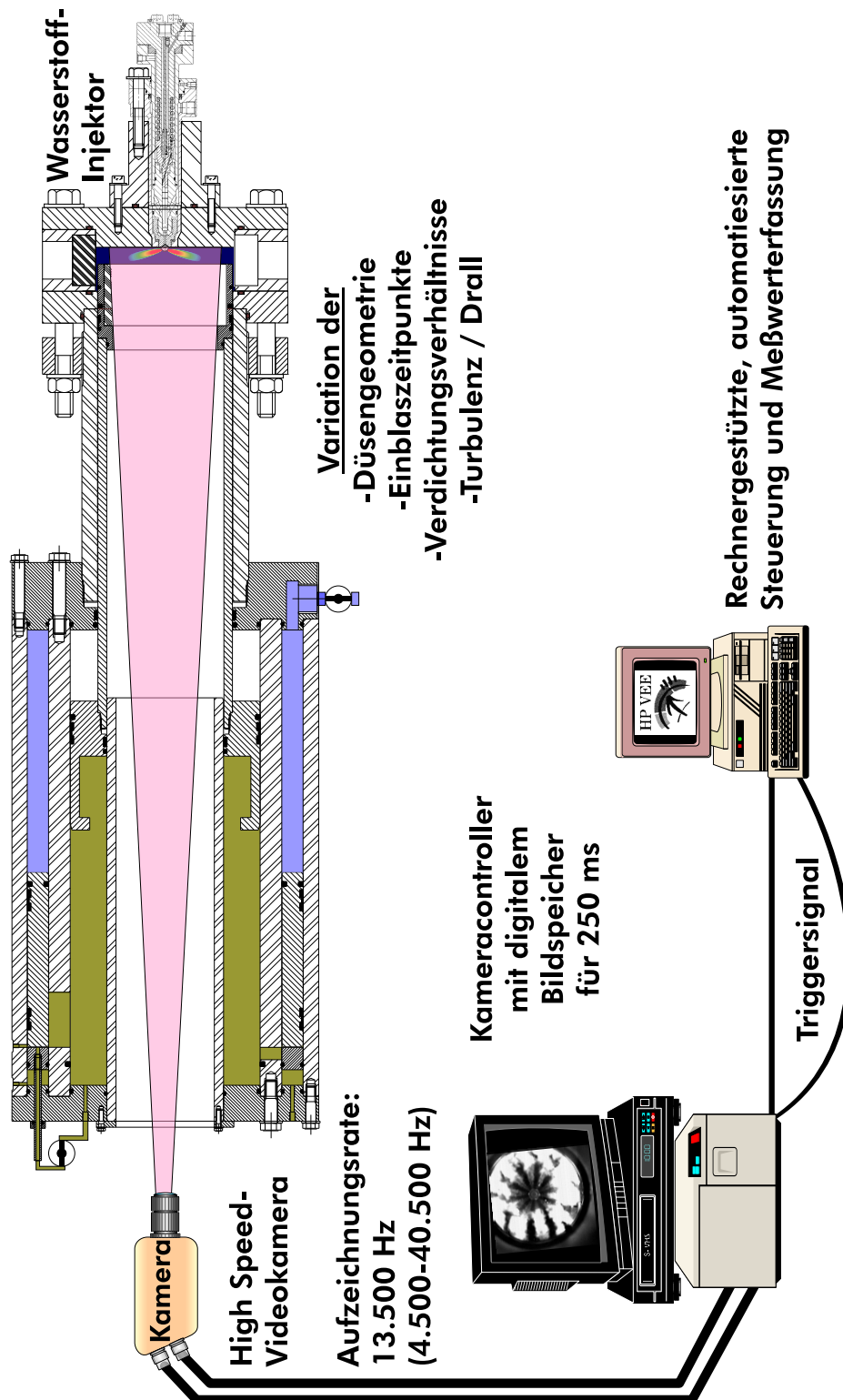


Abbildung 3.12: Versuchsaufbau zur Detektion der Eigenfluoreszenz der Verbrennung. UV-empfindliches Hochgeschwindigkeits-Videosystem mit digitaler Bildspeicherung für 250 ms. Die typische Aufzeichnungsfrequenz beträgt 13.500 Bilder/s und die Bildgröße (128×128) Pixel × 8 Bit.

4 Experimentelle Untersuchungen

4.1 Analyse der Gemischbildung

Bei der späten inneren Gemischbildung wird unmittelbar vor dem Verbrennungsbeginn der Kraftstoff in den Brennraum eingebracht. Im Gegensatz zum klassischen Dieselmotor liegt hier der Kraftstoff im gasförmigen Zustand vor. Welche Konsequenzen die Eigenschaften des Wasserstoffs und die Konfiguration des Einblassystems auf das Eindring- und Mischungsverhalten haben, wird in diesem Kapitel erläutert. Hierbei wird auch auf spezielle Düsenkonfigurationen eingegangen, die eine Bildung von zusammenhängenden zündfähigen Gebieten ermöglichen. Weitere zu beachtende Einflußfaktoren sind der Abstand der Düse zum Kolben und der Druck im Brennraum auf das Eindringverhalten des Wasserstoffs. Alle Experimente zur Gemischbildung werden mit der Schlieren/Schattenmeßtechnik, wie sie in Abbildung 3.11 dargestellt ist, durchgeführt.

Düsenformen

Zur Charakterisierung der Düsenformen wurden Experimente bei stehendem Kolben und bei vergleichbaren Bedingungen wie im Motor durchgeführt. Der Kolben befindet sich bei den Untersuchungen in einer Stellung von ca. 6 mm vor dem oberen Totpunkt (vgl. Abbildung 3.11). Dadurch wird erreicht, daß das Eindringen der Wasserstoffstrahlen durch die seitlichen Begrenzungen der flachen Kolbenmulde beschränkt wird. Die Dichte der Luft im Brennraum beträgt $14,2 \text{ kg/m}^3$, was einem Druck von 11 bar bei Umgebungstemperatur entspricht.

6- und 7-Lochdüsen Die ersten Untersuchungen des Eindringverhaltens wurden an einfachen Düsengeometrien mit gleichen Bohrungsdurchmessern (vgl. Abbildung 3.10) durchgeführt. Die Bildserien in Abbildung 4.1 zeigen das Eindringverhalten von Düsen mit

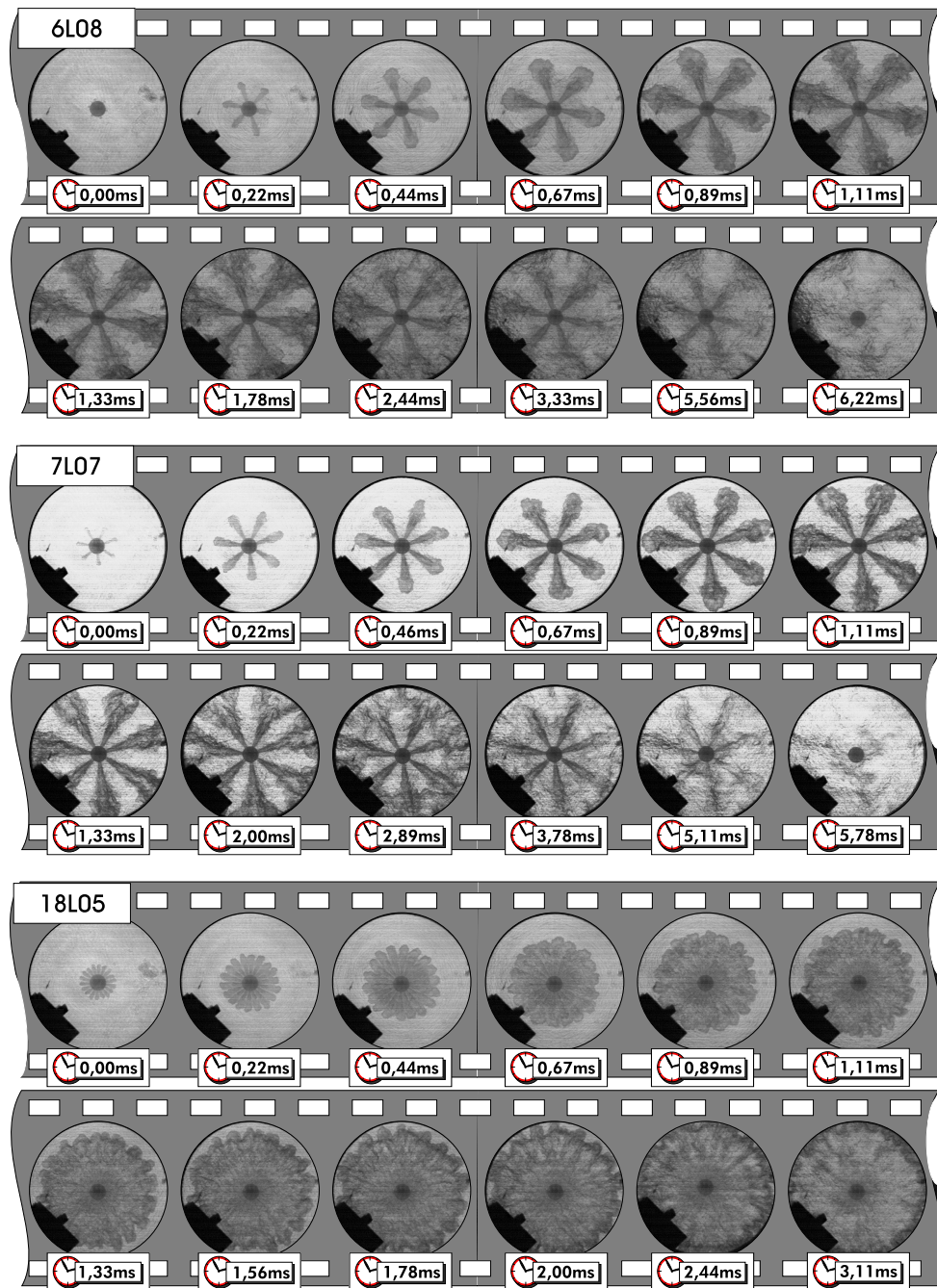


Abbildung 4.1: Eindringverhalten des Wasserstoffs bei Düsen mit gleichen Bohrungsdurchmessern. Obere Bildserie: 6-Lochdüse mit $\phi=0,8$ mm. Mittlere Serie: 7-Lochdüse mit $\phi=0,7$ mm. Untere Serie: 18-Lochdüse mit $\phi=0,5$ mm.

einheitlichen Bohrungsdurchmessern. In den beiden ersten Serien der 6- und 7-Lochdüsen sind deutlich die Strukturen¹ der Strahlen und die Abstände zwischen den Strahlen zu erkennen. Die Wandberührung erfolgt nach etwa einer Millisekunde. Die Strahlen der 6-Lochdüse mit einem Bohrungsdurchmesser von 0,8 mm dringen etwas schneller in den Brennraum ein, als die Strahlen aus der 7-Lochdüse mit einem Bohrungsdurchmesser von 0,7 mm. Ein größerer Bohrungsdurchmesser führt zu einem größeren Impuls des eingeblasenen Wasserstoffstrahls. Der Strahl mit dem höheren Impuls wird langsamer durch die Luft abgebremst und kann daher schneller in den Brennraum eindringen.

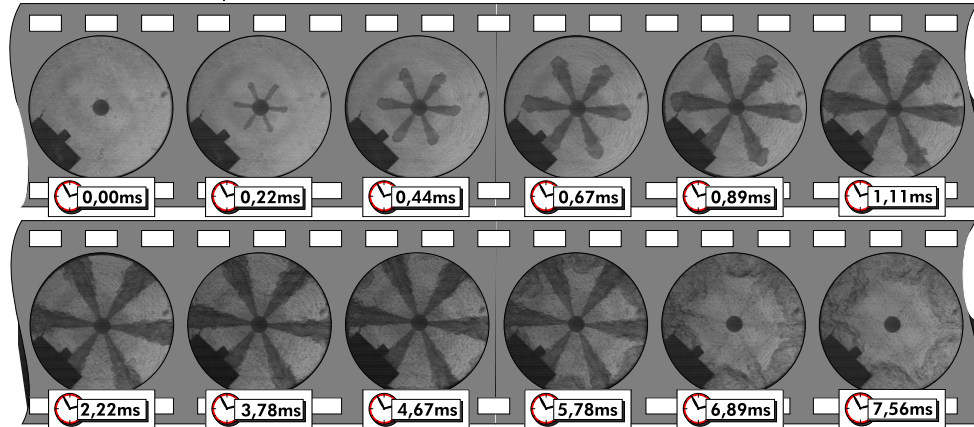
18-Lochdüsen Vollkommen verschieden zu diesen Typen verhalten sich die Strahlen aus der 18-Lochdüse mit 0,5mm Bohrungsdurchmesser. Hier sind nur in den ersten 0,2 ms die Strahlen räumlich voneinander getrennt. Zu späteren Zeitpunkten breitet sich ein zusammenhängendes Gebiet des Wasserstoffs im Brennraum aus. Wegen der erheblich kleineren Bohrungen benötigt der Wasserstoff mehr als 2 ms, um die Begrenzungen des Brennraumes zu erreichen. Auf Grund des geringen Impulses des einzelnen Strahls steht weniger kinetische Strömungsenergie zur Verwirbelung des Kraftstoffluftgemisches im gesamten Brennraum zur Verfügung. Die kinetische Energie führt zu einer sehr guten lokalen Gemischaufbereitung, ohne jedoch den gesamten Brennraum schnell genug ausnützen zu können.

Wandeeinfluß

Die Position und Form des Kolbens kann zur Unterstützung der Gemischbildung verwendet werden. In Abbildung 4.2 ist der Einfluß der Kolbenposition und des Druckes auf das Aufplatzen der Wasserstoffstrahlen dargestellt. Die obere Serie der Bilder zeigt das ungehinderte Eindringen des Wasserstoffs bei großem Kolbenabstand und niedrigem Druck. Wegen des großen Kolbenabstandes zum oberen Totpunkt treffen die Strahlen nicht in die Kolbenmulde. Der Wasserstoff breitet

¹Der schwarze Schatten unten links in den Bildern wird von einem, im Blickfeld der Kamera liegenden, Kolbenhubsensor verursacht.

Kolben 40 mm v.OT, P=11 bar



Kolben 3 mm v.OT, P=25 bar

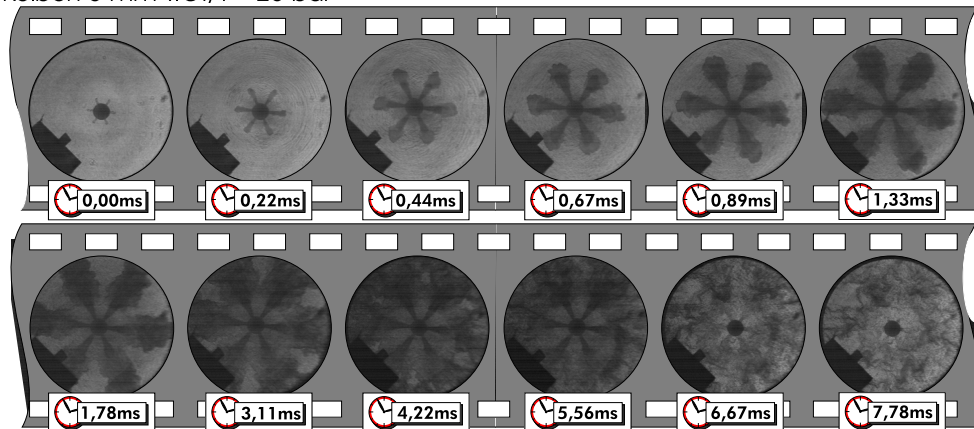


Abbildung 4.2: Eindringverhalten des Wasserstoffs in Abhängigkeit von Kolbenposition und Dichte der Luft im Brennraum bei einer 6-Lochdüse. Obere Bildserie: 40 mm Abstand des Kolbens vor OT. Untere Bildserie: Kolben 3 mm vor OT und höherer Druck.

sich in Form von schlanken Keulen bis zu den Wänden des Zylinders aus ohne abgelenkt zu werden. Nach 5 ms ist eine Umlenkung der Strahlen an den Wänden festzustellen. Bis zu diesem Zeitpunkt liegen zwischen den Strahlen große Gebiete vor, die keinen Wasserstoff enthalten. Die zweite Serie verdeutlicht das starke Aufplatzen der Strahlen beim Aufprall auf den Kolbenboden. Das Aufplatzen der Strahlen tritt ab 0,9 ms nach Einblasbeginn auf. Nach 2 ms treten erstmals zusammenhängende brennbare Gemische mit einem Abstand von 25 mm zur Düse auf.

Die Experimente zeigen, daß die Gemischbildung durch die Form und Anordnung der Düse und des Brennraumes beeinflusst werden kann.

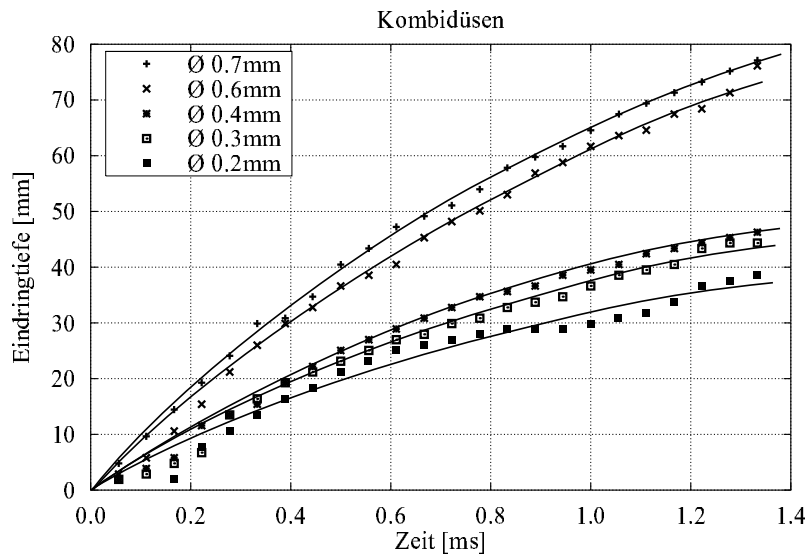


Abbildung 4.3: Eindringtiefe des Wasserstoffs in Abhängigkeit von der Zeit ermittelt aus den Schlieren/Schattenaufnahmen.

Der Zeitrahmen, der für die Gemischbildung zu Verfügung steht hängt von dem Verhältnis der Eindringgeschwindigkeiten und der Größe des Brennraumes ab. Typische Eindringtiefen in Abhängigkeit von der Zeit und des Bohrungsdurchmessers sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß bei einem Bohrungsdurchmesser von mehr als 0,6 mm eine Wechselwirkung des Einblasstrahls mit der Wand, bereits nach 1 ms für einen Wandabstand von 65 mm gegeben ist. Bei kleineren Löchern mit einem Durchmesser von z.B. 0,4 mm müßte der Wandabstand, um zur selben Zeit einen Einfluß auf die Gemischbildung zu haben, weniger als 40 mm betragen. Im Kapitel 4.2 wird deutlich, weshalb eine wandgeführte Gemischbildung und Verbrennung sinnvoll erscheint.

4.2 Analyse des Verbrennungsvorganges

Die grundlegende Fragestellung der ersten Experimente war, ob sich die Kompressionszündung für einen Motor in dieser Größenordnung erreichen läßt. Dazu wurden Versuche mit verschiedenen Kompressionsverhältnissen und Strömungsbedingungen (Drall) im Brennraum durchgeführt. Zunächst wird im folgenden Abschnitt das grundlegende Verhalten des Wasserstoffs bei der Kompressionszündung diskutiert.

Eigenschaften der Selbstzündung des Wasserstoffs

Wie in der Literatur von mehreren Autoren [Da90] diskutiert, konnte noch kein zufriedenstellendes Konzept für die Selbstzündung im Wasserstoffmotor erzielt werden. Ursachen für die wenig befriedigenden Resultate liegen zum Teil in der Zielgruppe der Motoren, für welche die Experimente durchgeführt wurden. Bei kleinen schnell laufenden Motoren stellen die hohen Selbstzündtemperaturen und langen Zündverzugszeiten des Wasserstoffs ungünstige Eigenschaften dar (vgl. Abschnitt 5.3). Für kleinere Motoren mit höherer Drehzahl können deshalb die gleichen Bedingungen (Ansaugtemperatur, Kompressionsverhältnis) zu einer Fehlfunktion des Motors in Form von Zündaussetzern führen. Moderne Pkw-Motoren erreichen heute schon relativ hohe Drücke von max. 130 bar. Die Mitteldrücke liegen bei ca. 12 bar [GoStWi92]. Die Drehzahlen liegen in einem weiten Bereich von 800 bis 4500 U/min.

Großmotoren werden dagegen mit sehr hohen Ladedrücken und höheren Spitzendrücken und gleichzeitig niedrigeren Drehzahlen betrieben. Typische Werte des Spitzendrucks für Motoren dieser Klasse liegen in der Größenordnung von 150 bis 180 bar. Die Mitteldrücke erreichen Werte von 18 bis 19 bar. Die Drehzahlen liegen in der Größenordnung von 400 bis 900 Umdrehungen pro Minute. Der Wandwärmeverlust ist bei einem günstigeren Volumen/Oberflächen-Verhältnis für große Hubräume niedriger als bei kleineren Motoren.

Die Kombination aus geringer Drehzahl, hoher Kompressionsendtemperatur und -druck lassen eine prinzipielle Möglichkeit der Selbstzündung erwarten. Die ersten Versuche bestätigten zunächst, daß eine Selbstzündung mit später innerer Gemischbildung möglich ist. Es zeigte sich jedoch, daß bei den Versuchen in der Kompressionsmaschine deutliche Schwankungen hinsichtlich des Zündverzuges und des Verbrennungsablaufes auftreten. Die Versuche wurden mit verschiedenen Mehrlochdüsen und verschiedenen Kompressionsverhältnissen durchgeführt. In Abbildung 4.4 ist am Beispiel einer 6-Lochdüse eine Verbrennung mit Selbstzündung dargestellt. Die sehr gleichmäßige Zündung der hier dargestellten Verbrennung war nur mit sehr hohen

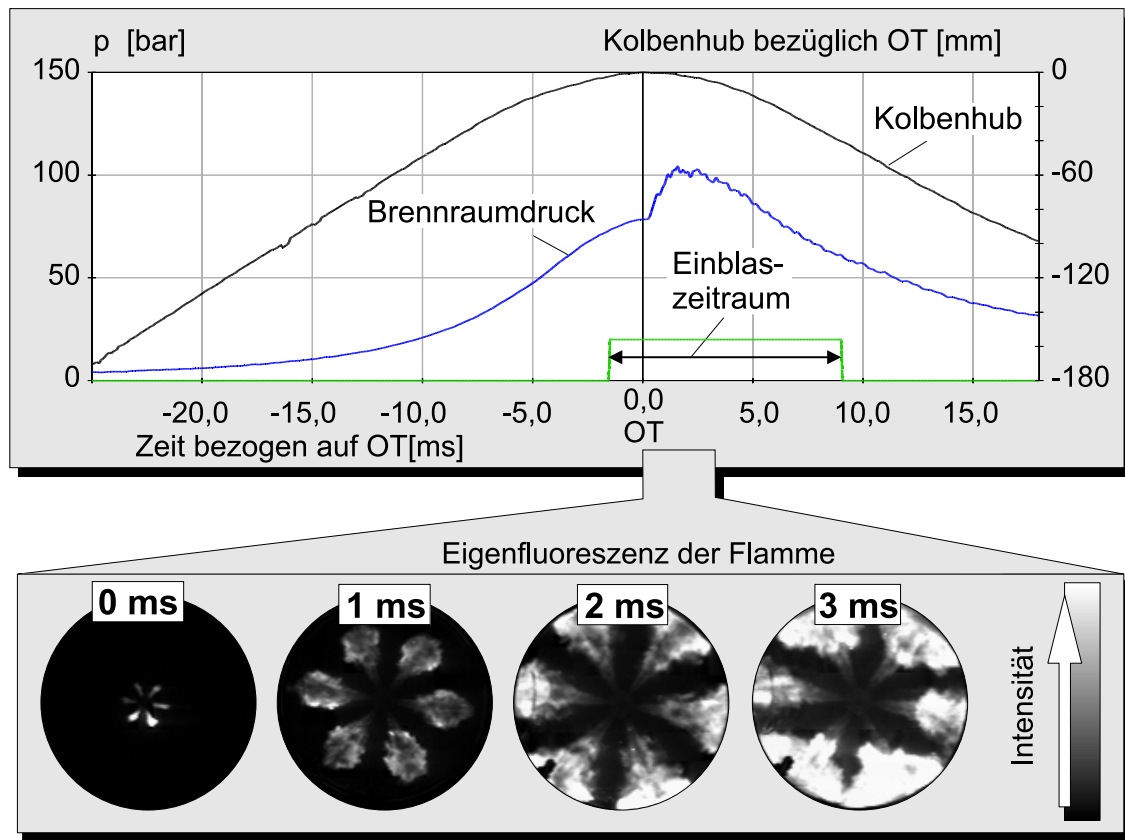


Abbildung 4.4: Verbrennung des Wasserstoffs mit sofortiger Selbstzündung. Alle Strahlen zünden unabhängig voneinander.

Kompressionsverhältnissen von $\epsilon=25$ und mehr erzielbar.

Zur Erhöhung der Zündsicherheit könnte die Wasserstoffeinblasung weiter vor dem oberen Totpunkt erfolgen. Allerdings führt diese frühere Einblasung zu einer sehr harten Verbrennung (vgl. Abbildung 4.5). Die hohe Druckanstiegsrate zu Beginn der Verbrennung (Zündsprung) entsteht durch den mit der frühen Einblasung verbundenen verlängerten Zündverzug und die hohe Brenngeschwindigkeit des Wasserstoffs. Die frühe innere Gemischbildung in Verbindung mit der Selbstzündung muß aus diesem Grund vermieden werden.

Ein zunehmendes Kompressionsverhältnis verkürzt die minimal beobachteten Zündverzüge. Bei der Verwendung eines Dralls, in Verbindung mit einem erhöhten Ladedruck können die minimal erreichten Zündverzüge reduziert werden (vgl. Abbildung 4.6). Zu beachten ist, daß auf Grund der beobachteten Zündaussetzer in der Abbildung

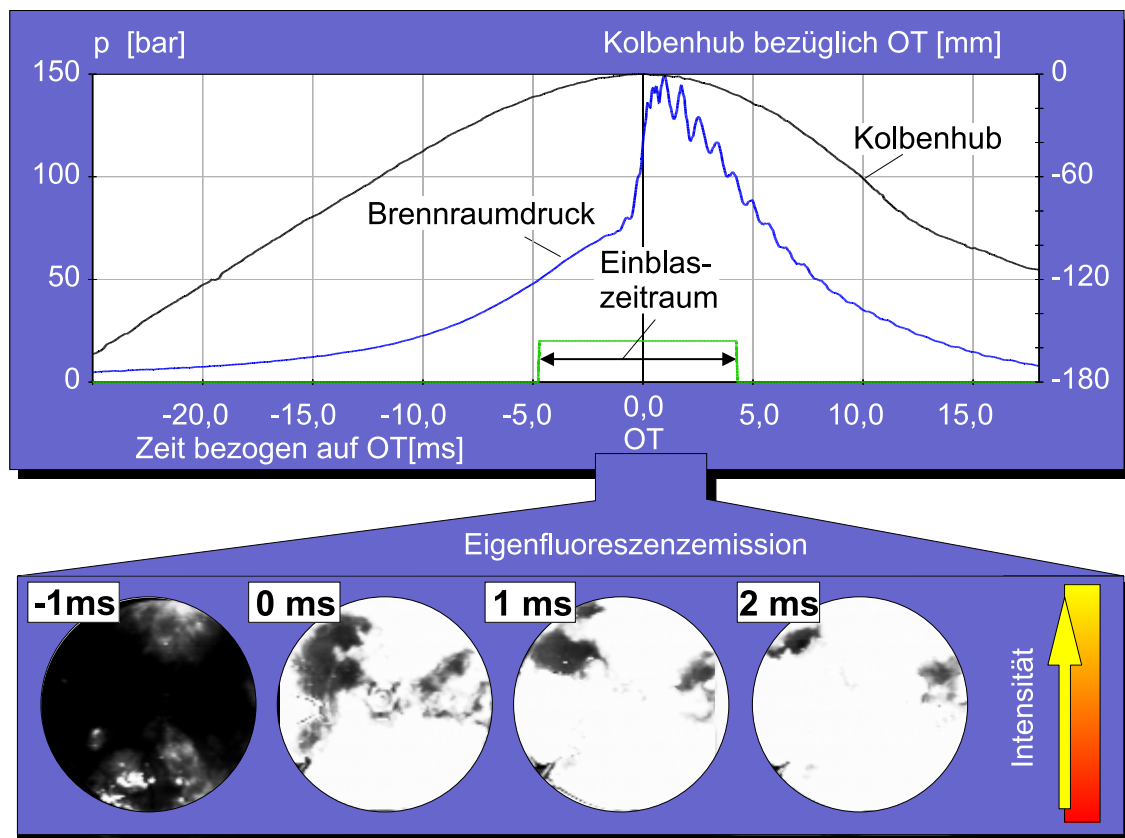


Abbildung 4.5: Frühe Einblasung und Wasserstoffverbrennung mit Selbstzündung verursacht eine sehr harte Verbrennung. Es tritt ein langer Zündverzug und ein großer Zündsprung auf. Die Strahlstruktur ist nicht mehr sichtbar.

auf eine Darstellung der Schwankungsbreite des Zündverzuges verzichtet wurde. Um eine statistische Bestimmung der Schwankungsbreite durchzuführen müßte eine größere Anzahl der Experimente für diese Zustände durchgeführt werden. Ein sinnvoller Motorbetrieb ist jedoch nur unter gut reproduzierbaren Verbrennungsabläufen sinnvoll, deshalb wird an dieser Stelle auf eine statistische Auswertung verzichtet.

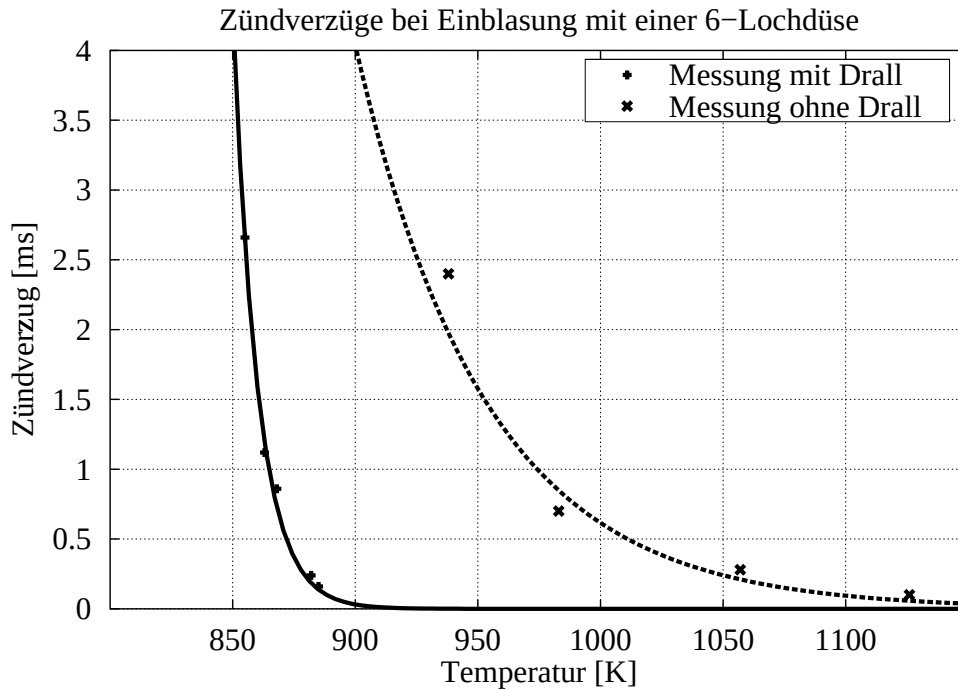


Abbildung 4.6: Minimal aufgetretene Zündverzüge in Abhängigkeit der Temperatur. Exponentielle Abnahme der minimalen Zündverzüge mit der Temperatur. Die Schwankungen liegen allerdings bei niedrigeren Temperaturen unter 1000 K in einer unerwünschten Größenordnung.

Es zeigt sich bei den Experimenten mit Verdichtungsverhältnissen von $\epsilon \leq 22$, daß verschiedene Gebiete zur Zündung kommen, nachdem die Flamme auf einen Nachbarstrahl überschlägt. Eine typische Flammenfortpflanzung ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Hierbei beginnt, zufällig verteilt, einer der Strahlen zu brennen. Die Flamme springt ausgehend von einem Strahl zu den Nachbarstrahlen über. Deutlich zu sehen ist im rechten Teil der Abbildung 4.7, daß der Überschlag der Flamme über einen Zündkanal erfolgt. Der Wirbel eines brennbaren Wasserstoff-Luftgemisches berührt den brennenden Strahl, so daß die Flamme einen neuen Weg zur nächsten entflammaren Region findet,

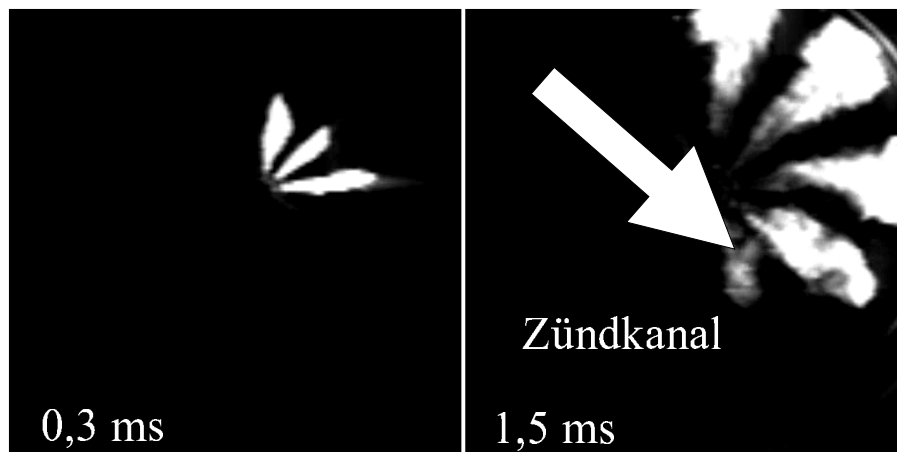


Abbildung 4.7: *Flammenüberschlag auf die Nachbarstrahlen durch Ausbildung eines Zündkanals. $\epsilon = 22$.*

bis alle Strahlen brennen.

Die Flammenausbreitung setzt einen Wärme- und Stofftransport zum Nachbarstrahl voraus. Hierin ist auch der Grund zu finden, warum eine erhöhte Turbulenz oder ein Drall zu einer Verbesserung der Zündeigenschaften führt. Hohe gerichtete oder ungerichtete Strömungsgeschwindigkeiten führen zu einer Auffächerung der eingeblasenen Strahlen. Berühren sich diese Strahlen, so ist ein Flammenüberschlag möglich und der Wasserstoff muß innerhalb dieses Strahls nicht mehr zur Selbstzündung kommen. Ist der Abstand der Strahlen zu groß und die Strömungsgeschwindigkeit des Dralls im Brennraum zu klein, so kann keine signifikante Verbesserung des Verbrennungsablaufs erzielt werden. Versuche im Motor bestätigen die in der Kompressionsmaschine gemachten Beobachtungen.

Auch bei Kompressionsverhältnissen von etwa $\epsilon = 22$ treten unerwünscht hohe Schwankungen im Verlauf der Verbrennung auf. Diese starken zyklischen Variationen ließen sich zum Teil durch einen Drall verbessern, aber nicht ganz vermeiden. Die Schwankungen bei der Zündung können durch geringe Variationen der Temperatur an den Zündherden verursacht werden. Wie später in Kapitel 5.3 beschrieben wird, kann eine kleine Temperaturänderung der Ladeluft von 10 K, die sich in einer Veränderung der Kompressionsendtemperatur von etwa 30 K (für $\epsilon = 17$) auswirkt, zu einem vollständigen Ausfall der

Selbstzündung führen. Bewegt man sich in der Nähe dieser minimalen Zündtemperatur für ein gerade noch rechtzeitiges Zünden, so können sich kleinste Schwankungen in den lokalen thermodynamischen Randbedingungen (lokale Temperatur und Konzentration des Wasserstoffs) zu erheblichen Variationen im Entflammungsvorgang auswirken. Das bedeutet auch, daß die lokalen Verhältnisse für jeden Wasserstoffstrahl voneinander abweichen können.

Eine räumliche Flammenausbreitung, wie in einem Motor mit homogener Ladungsverteilung, kann bei einer diskontinuierlichen Verteilung eines zündfähigen Gemisches nicht stattfinden. Für eine stabile und zuverlässige Verbrennung ergibt sich daraus, daß jeder Strahl im Brennraum für die Zündung ausreichenden Bedingungen erreichen muß.

Aus den Experimenten geht hervor, daß eine Kompressionszündung des Wasserstoffs beobachtet werden kann. Bei genauer Betrachtung zeigt sich, daß der Brennbeginn einen starken Einfluß auf den weiteren Ablauf der Verbrennung besitzt. Höhere Kompressionsverhältnisse und insbesondere höhere Temperaturen wirken sich positiv auf eine stabile Verbrennung aus. Eine Drallströmung beeinflußt das Verbrennungsverhalten erst bei ausreichend hohen Luft-Geschwindigkeiten im Brennraum. Allerdings treten unter den bisher untersuchten Konfigurationen noch unerwünscht hohe Schwankungen auf. Aus diesem Grund muß versucht werden unmittelbar nach Einblasbeginn noch in der Nähe der Düse gute Zündbedingungen zu schaffen. Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, wie sich die Gestaltung der Düsenform auf das Zündverhalten auswirkt.

Einfluß der Düsenform auf das Zündverhalten

Aus den oben geschilderten Beobachtungen soll nun im folgenden eine detaillierte Untersuchung des Zündverhaltens durchgeführt werden. Die Analyse der in der Kompressionsmaschine erfolgt mit Hilfe der optischen Messverfahren und mit der Druckverlaufsanalyse. Aus dem Druckverlauf läßt sich der Brennverlauf berechnen. Er ist ein Maß für die Rate der Energiefreisetzung während des Verbrennungsprozesses. Im Anhang A.1 ist die Methode der Druckverlaufsanalyse

erläutert. Für die Untersuchungen wurden Betriebspunkte ausgewählt, die einen Vergleich mit den Beobachtungen der Experimente von Wiebicke [Wi98] an einem Einzylindermotor erlauben.

Einfache Düsen Eine naheliegende Variante für die Konfiguration der Bohrungen in der Düse ist die Verwendung von sechs gleichen Durchmessern. Die Experimente weisen einige sehr charakteristische Eigenschaften auf. Druckverläufe von 6-Lochdüsen besitzen in der Regel keine großen Druckgradienten. Im Mittel ergeben sich flach ansteigende Druckkurven. Beim Vergleich mehrer Arbeitsspiele sind jedoch deutliche Schwankungen im maximalen Druck, im Druckanstieg und damit im Brennverlauf festzustellen. Diese Beobachtungen konnten sowohl von Wiebicke am Versuchsmotor, als auch in der Kompressionsmaschine gemacht werden.

Mit Hilfe der Eigenfluoreszenzaufnahmen in der Kompressionsmaschine konnte nachgewiesen werden, daß die Schwankungen (bei kleinen Kompressionsverhältnissen $\epsilon = 17$) auf dem Zündverhalten des Wasserstoffs und der Flammenausbreitung im Brennraum beruhen. Es zeigt sich, daß bei dieser Düsengeometrie keine Interaktion der einzelnen Einblasstrahlen untereinander auftritt. Der große Abstand der Strahlen führt bei einer Zündung eines einzelnen Strahls nicht zwingend zu einer Zündung der benachbarten Strahlen. Somit bietet der Einsatz dieser Düsenkonfiguration nicht die Sicherheit, daß der gesamte Wasserstoff nahezu gleichzeitig oder vollständig zündet.

Die folgenden Abbildungen zeigen einige exemplarische Aufnahmen aus den Versuchsserien mit der 6-Lochdüse. Einblaszeitpunkt, Ladedruck und das Verdichtungsverhältnis wurden unter typischen Bedingungen motorischen für einen dieselmotorischen Betrieb durchgeführt. Der Ladedruck beträgt 1,3 bar absolut. Der Beginn der Einblasung liegt 3,2 ms vor OT. Dem Brennraum wurden während einer Einblasdauer von 4,5 ms 0,135 mol Wasserstoff zugeführt.

Abbildung 4.8 zeigt den Druckverlauf eines Versuchs, bei dem sich nur ein einziger Strahl einer 6-Lochdüse entzündet. Alle fünf anderen Wasserstoffstrahlen brennen nicht. Betrachtet man den Druck-

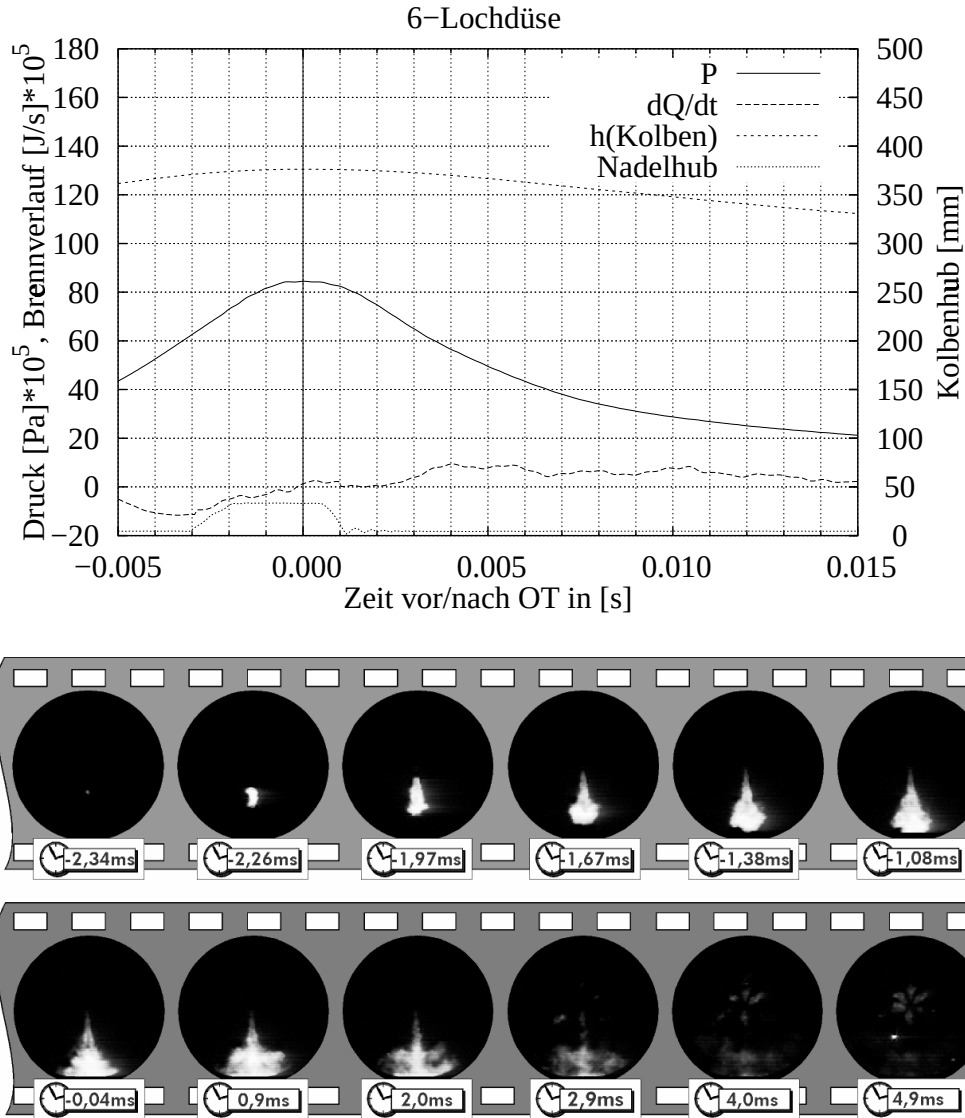


Abbildung 4.8: 6-Lochdüse. 1 Strahl entzündet sich, 5 Strahlen brennen nicht.

verlauf im Vergleich zu einer Schleppkurve, so ist eine geringe Druckerhöhung und damit eine geringe Energiefreisetzung dQ/dt feststellbar. Abbildung 4.9 zeigt eine weitere Variante der Abläufe der Versuchsserie. Hier entzünden sich vier Strahlen der 6-Lochdüse. Der Druckverlauf läßt auf eine stärkere Energiefreisetzung im Vergleich zu obigem Versuch (Abbildung 4.8) schließen. Die eingeblasene Wasserdampfmenge unterscheidet sich jedoch nicht. Auch alle weiteren Parameter sind identisch. Die Wellen im Brennverlauf sind auf das Zünden der einzelnen Strahlen zurückzuführen.

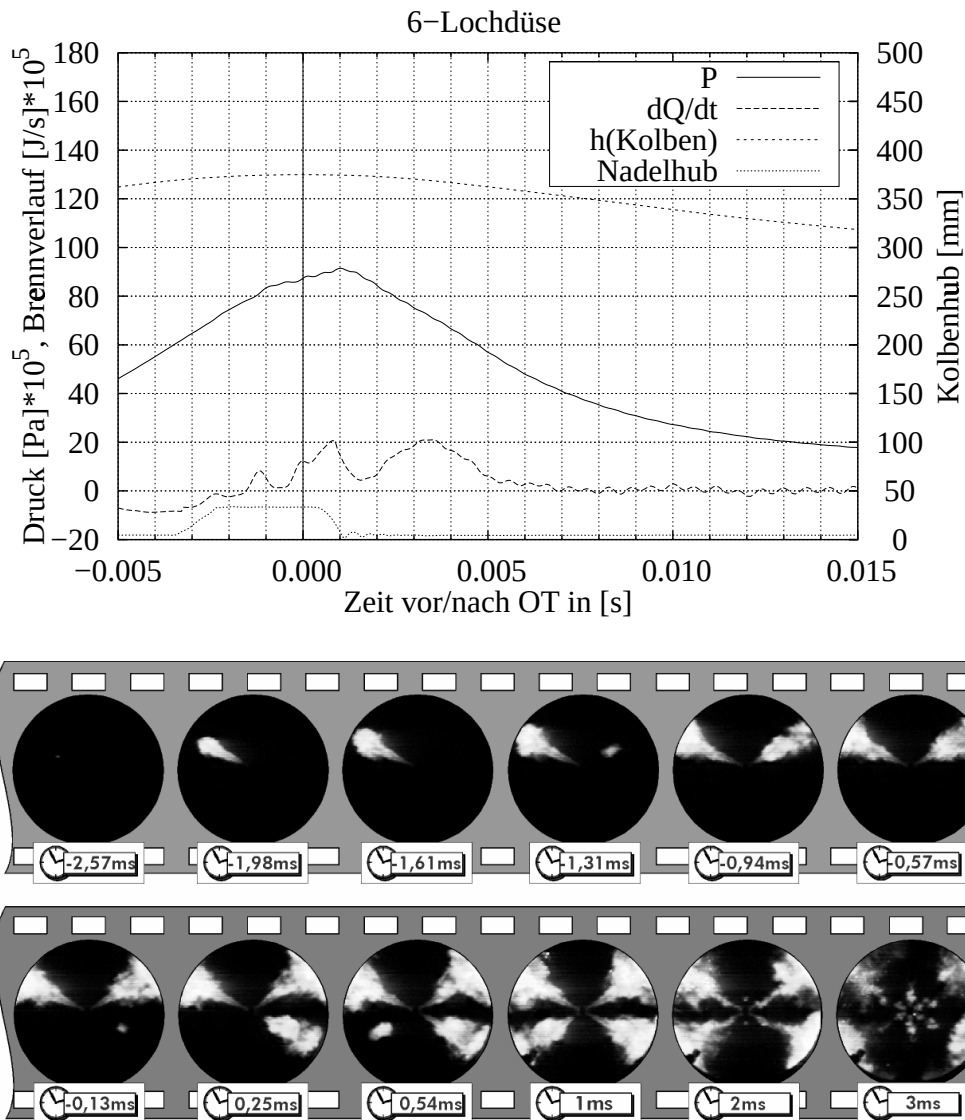


Abbildung 4.9: 6-Lochdüse. 4 Strahlen zünden, 2 brennen nicht.

In Abbildung 4.10 ist eine dritte typische Variante derselben Versuchsreihe zu sehen. Hier entzünden sich alle sechs Strahlen. Jeder Strahl zündet unabhängig von den anderen, bevor eine Ablenkung der Strahlen an den Quetschkanten auftritt. Die Zündung der Strahlen beginnt unabhängig voneinander in der Mitte des Brennraumes. Deutlich zu sehen ist die schnelle Ausbreitung der einzelnen Strahlen bis zur Brennraumbegrenzung und die Auffächerung des Strahls durch den Aufstau-effekt an der Wand, was zu einer guten Ausnützung des gesamten Brennraums und der darin enthaltenen Luft führt.

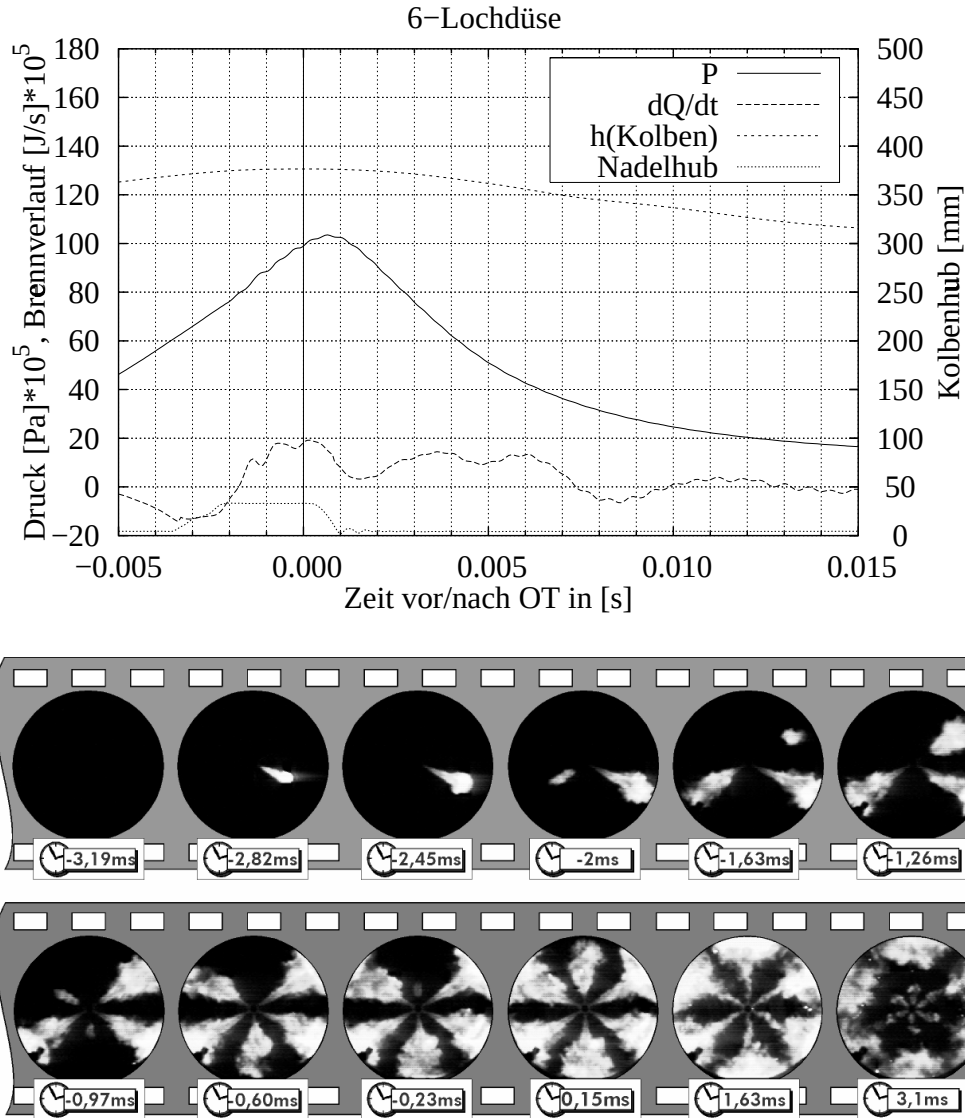


Abbildung 4.10: 6-Lochdüse. Alle Strahlen zünden unabhängig voneinander.

Die Versuche zeigen, daß bei den gewählten Kompressionsverhältnissen eine Entflammung aller Einblasstrahlen bei einer 6-Lochdüse nicht gewährleistet werden kann. Entzünden sich mehrere Strahlen bei dieser Düsenart, so entzünden sie sich nicht gleichzeitig, wodurch die Druckverläufe der Verbrennung mit einer 6-Lochdüse keine starken Druckgradienten aufweisen. Ebenso kann im Druckverlauf die Zündung jedes einzelnen Strahles anhand eines höheren Druckanstiegs erkannt werden. Mit dieser Düsenvariante ist unter den genannten Bedingungen keine gleichmäßige Energieumsetzung möglich und damit ein sinnvoller Motorbetrieb erreichbar.

Viellochdüsen Die Beobachtungen aus obigen Experimenten führten zur der Annahme, daß eine Gewährleistung der Zündung aller Strahlen gegeben ist, wenn die brennbaren Gebiete unmittelbar zusammenhängen und die Flamme sich ungehindert ausbreiten kann. Diese Eigenschaft kann durch eine Verringerung des Abstands der Einblasstrahlen erreicht werden. Das bedeutet, daß die Gewährleistung eines einzigen zusammenhängenden Gebietes zu einer erheblichen Reduzierung von Zyklenschwankungen im Betrieb führen müssen, falls eine Zündung auftritt.

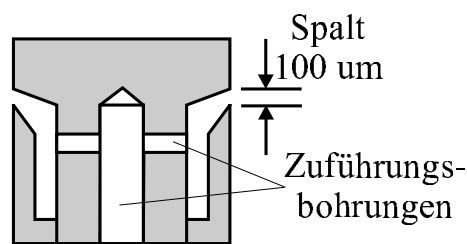


Abbildung 4.11: Aufbau einer Schlitzdüse.

Um diese Behauptung zu überprüfen, wurde eine Düse mit einem umlaufendem Schlitz hergestellt (vgl. Abbildung 4.11), die am besten diesen Anforderungen genügt. Der Spalt hat eine Höhe von 0,1 mm und einen geometrischen Strömungsquerschnitt von $3,93 \text{ mm}^2$. Die Einblasdauer in dem dargestellten Experiment beträgt 6,3 ms, dabei wurde eine Wasserstoffmenge von 0,24 mol eingeblasen.

Mit der Schlitzdüse durchgeführte Versuche bestätigen die Vorüberlegungen. Die exemplarisch für eine Schlitzdüse in Abbildung 4.12 dargestellten Meßwerte zeigen, daß die Zündung unmittelbar an der Düse erfolgt und sich über das gesamte bisher brennbare Gebiet um die Düse herum nach spätestens 0,4 ms ausbreitet. Vergleicht man jedoch die Dauer, bis die Verbrennung die Brennraumwand erreicht, mit der einer 6-Lochdüse, so stellt man eine Verlängerung der Brenndauer fest.

Durch die Konzeption der Schlitzdüse wird der Brennstoff in einer Art Schirm in den Brennraum eingebracht. Dieser Schirm induziert in der Brennraumluft wegen des geringeren Impulses gegenüber Einblasstrahlen einer Mehrlochdüse eine geringere Turbulenz. Dadurch erfolgt die Mischung des Brennstoffs mit der weiter entfernten unverbrauchten Luft erheblich langsamer. Dieses unzureichende Misch-

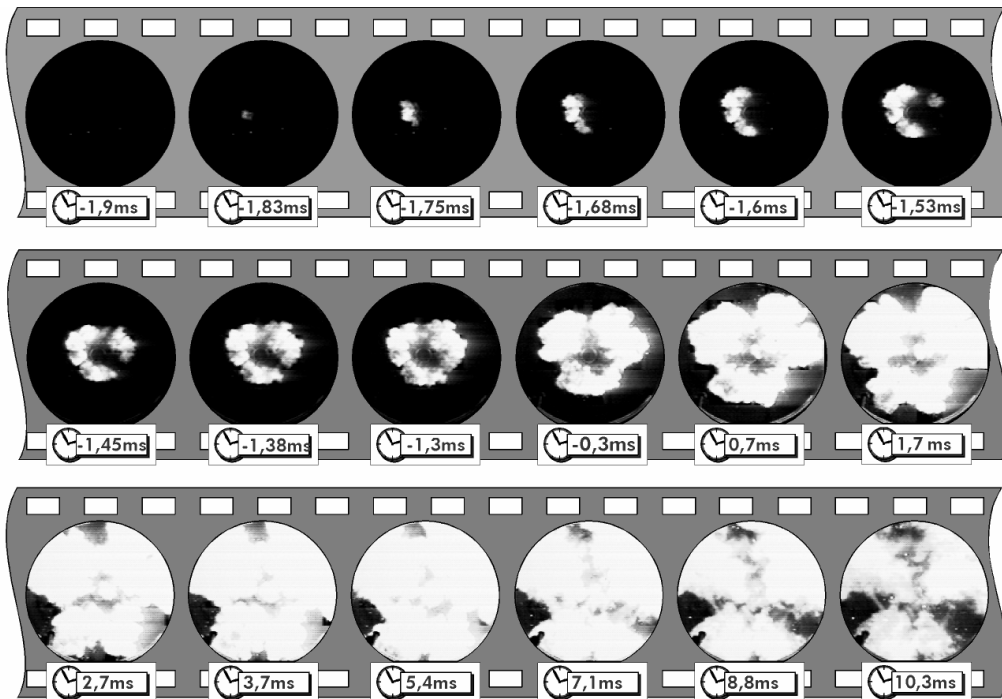
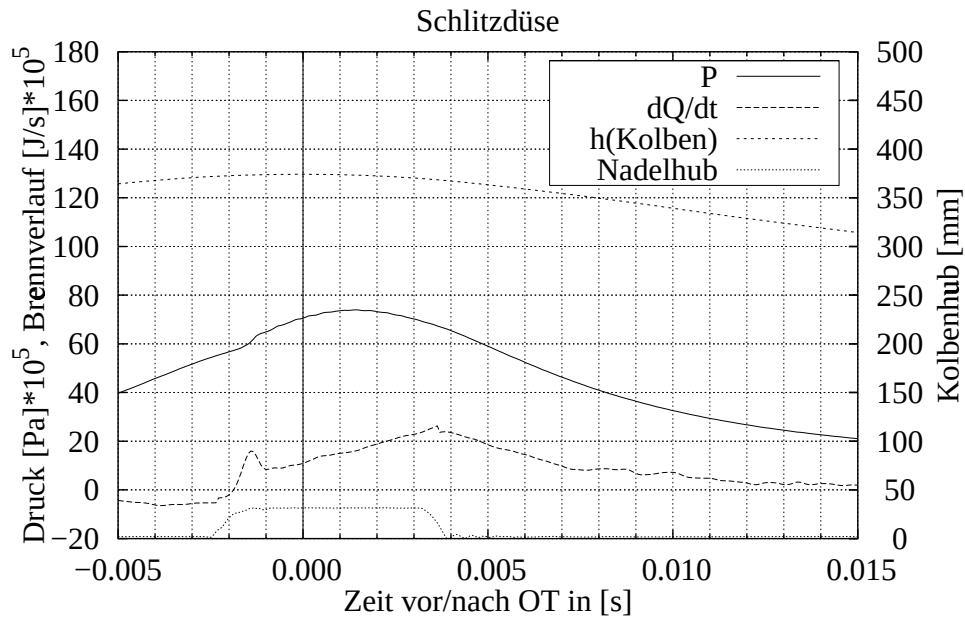


Abbildung 4.12: Schlitzdüse (Spalt=0,1 mm). Diese Düse besitzt die besten Zündei-
genschaften aber auch die längste Brenndauer. Ursache ist die ge-
ringe Turbulenzerzeugung während der Einblasung.

verhalten führt zu einer Schichtung von unverbranntem Wasserstoff im Kern des Schirms, verbranntem Gemisch und unverbrauchter Luft im Rest des Brennraumes. Dadurch kommt es zu einer sehr hohen lokalen Wasserstoffkonzentration und somit zu lokal sehr hohen Verbrennungstemperaturen. Die daraus resultierenden hohen Flammentemperaturen verursachen hohe Stickoxidemissionen.

Die Erzeugung eines zusammenhängenden wasserstoffhaltigen Gebietes bedeutet eine deutliche Verbesserung der Flammenausbreitung zu Beginn der Zündung. Lochdüsen haben gegenüber Schlitzdüsen den Vorteil, daß durch die Einblasstrahlen mehr Turbulenz eingebracht und somit eine gute Durchmischung des Brennstoffs mit der umgebenden unverbrannten Luft erreicht wird. Desweiteren ist die Realisierung einer Schlitzdüse in der Großserie mit einem erheblichen fertigungstechnischen Aufwand verbunden.

Eine Kombination dieser beiden Aspekte wäre eine Düse mit einer gerade noch herstellbaren Anzahl von Düsenbohrungen. Eine solche Düse stellt die in Abbildung 4.13 exemplarisch vorgestellte 18-Lochdüse mit einem Bohrungsdurchmesser von 0,5 mm dar. Wie zu erwarten war, entzündeten sich alle Strahlen fast so schnell wie mit der Schlitzdüse. Die Flamme benötigt 0,6 ms um alle brennbaren Gebiete zu erreichen. Die Ausbreitung über den gesamten Brennraum erfolgte nach 2,07 ms, was eine erhebliche Verbesserung gegenüber der Schlitzdüse darstellt, jedoch an die Werte der 6-Lochdüse nicht heranreicht. Die Ausnützung der gesamten im Brennraum vorhandenen Luft erfolgt schneller als bei der Schlitzdüse und auch die zu erwartenden lokalen Verbrennungstemperaturen werden niedriger sein. Im Vergleich zur 6-Lochdüse ist die Zeit, die für die Ausnutzung des Brennraumes notwendig ist größer.

In den folgenden Kapiteln werden weitere Düsengeometrien analysiert und ihr Einfluß auf das Zünd- und Verbrennungsverhalten diskutiert. Zunächst sollen an Hand von theoretischen Berechnungen die Hintergründe für das Zündverhalten betrachtet werden.

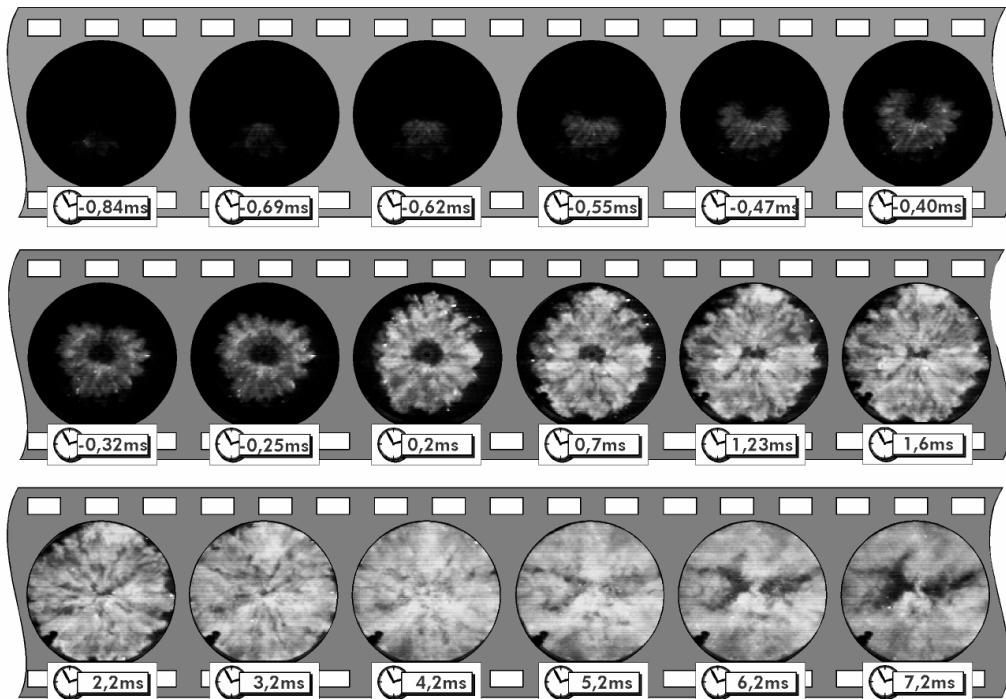
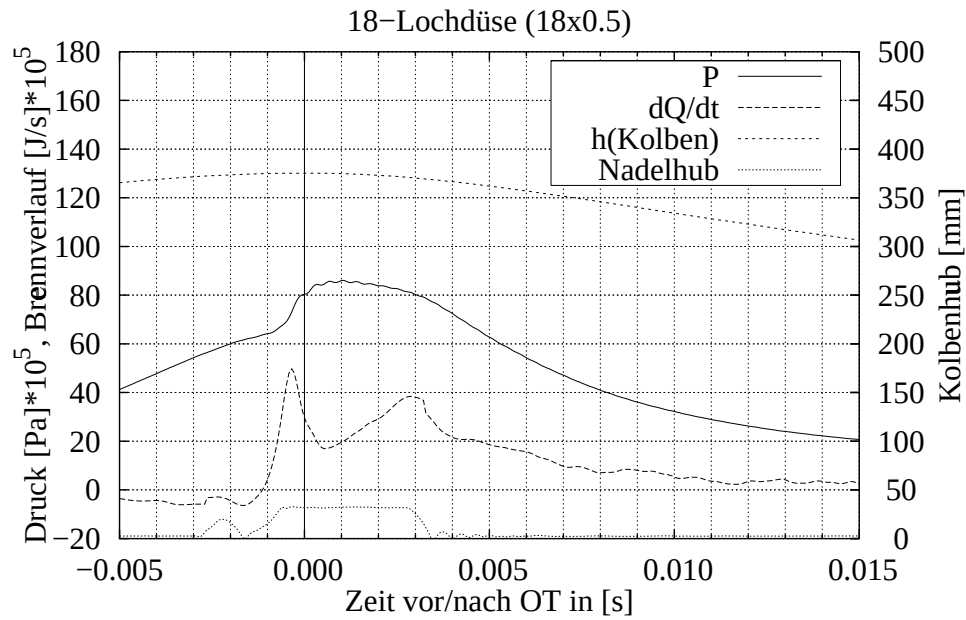


Abbildung 4.13: 18-Lochdüse (18×0,5 mm). Diese Düsenkonfiguration erlaubt ein schnelles Zünden benachbarter Strahlen. Die guten Zündeigenschaften sind mit einer relativ langen Brenndauer verbunden.

5 Theoretische Untersuchungen

Um die Erkenntnisse aus den Experimenten und dem Versuchsmotor mit theoretischem Hintergrund zu erweitern, sollen zunächst die thermo- und fluiddynamischen Effekte während des Einblasvorganges erörtert werden. Anschließend werden diese Überlegungen mit Hilfe numerischer Simulationen der strömungsmechanischen Vorgänge detailliert diskutiert. Dabei ist es wichtig, in welchen Zeiträumen der Gemischbildungsvorgang abläuft und welche Brennraumgeometrien positive Eigenschaften aufweisen. Desweiteren ergeben sich aus den Rechnungen Konzentrations- und Temperaturfelder des eingeblasenen Wasserstoffs. Aufbauend auf diesen thermodynamischen Randbedingungen können die chemischen Abläufe des Zündprozesses simuliert werden. Als Ergebnis erhält man quantitative Aussagen über die Zündverzögerung des Brennverfahrens.

5.1 Analytische Überlegungen zur Gemischbildung

Zur Illustration der wichtigen Effekte bei der Gemischbildung ist in Abbildung 5.1 ein Schnitt durch den Brennraum während der Einblasung dargestellt. Der Kolben bewegt sich in der Nähe des oberen Totpunktes sehr langsam, so daß im Brennraum über einen kurzen Zeitraum quasi-stationäre Bedingungen herrschen. Für die thermodynamischen Randbedingungen vor der Einblasung gelten folgende Werte:

Kompressionsenddruck	: 100 bar
Kompressionsendtemperatur	: 1000 K
Einblasdruck des Wasserstoffs	: 300 bar
Temperatur des Wasserstoffs	: 300 K
Brennstoff-Luftverhältnis	: $\lambda=2$

Die Einblasung des Wasserstoffs in den Brennraum führt zu einer zusätzlichen Kompression der darin vorhandenen Luft. Unter der Annahme einer vollständigen Einblasung des Wasserstoffs ohne Vermi-

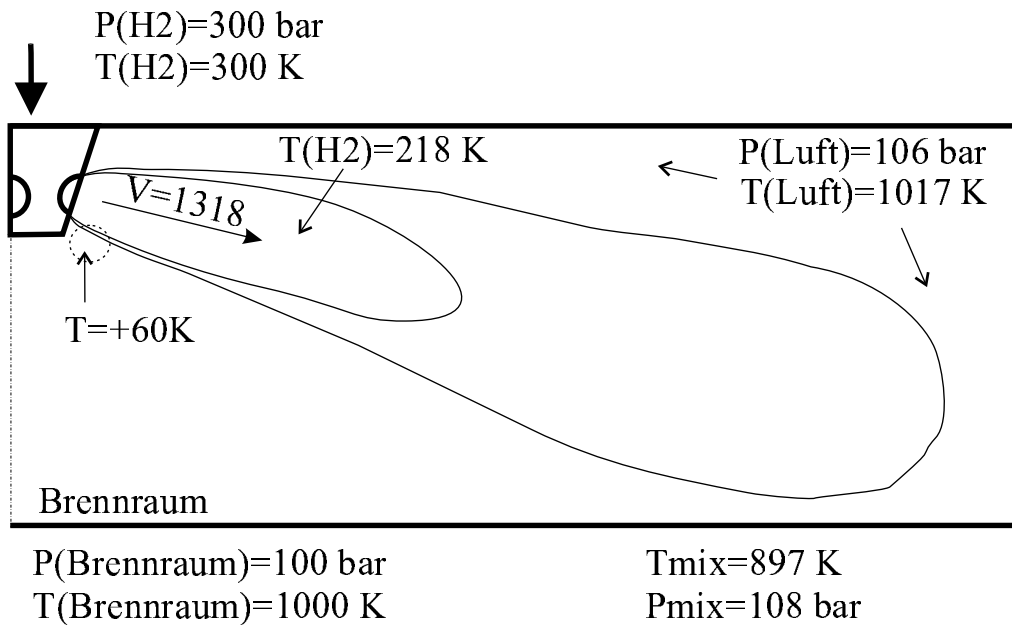


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Profils eines Einblasstrahls. Mögliche Auswirkung verschiedener Effekte auf das Temperaturfeld im Brennraum: Abkühlung des Wasserstoffs bei der adiabaten Expansion, adiabate Kompression der Luft vor der Vermischung mit dem Wasserstoff, Erwärmung der Luft durch viskose Reibungsarbeit bei der Abbremsung des Wasserstoffs. Die Gesamtenergiebilanz bei der Mischung von heißer Luft mit kaltem Wasserstoff liefert eine Abkühlung des Gemisches.

sung und ohne Wärmeaustausch mit der Luft und einer adiabaten Kompression der verdrängten Luft, durch die Zugabe des Wasserstoffs, würde sich diese um maximal 17 K erwärmen.

Der Wasserstoff kühlt sich während des Einblasvorganges durch eine adiabate Expansion ($p_0 = 300 \text{ bar}$, $p_0 = 100 \text{ bar}$) von 300 K auf 218 K ab. Unter der Voraussetzung, daß sich die Luft und der Wasserstoff nicht vermischen, beträgt der Druck in der Kammer 106 bar.

Die Einblasung des Wasserstoffs erfolgt unter kritischen Strömungsbedingungen. Damit ist die Ausströmgeschwindigkeit des Wasserstoffs gleich der lokalen Schallgeschwindigkeit von etwa $v = 1300 \text{ m/s}$.

Unter der Annahme, daß der Wasserstoff seine kinetische Energie bei einer Geschwindigkeit von 1300 m/s durch Reibung vollständig in eine Erwärmung der Luft überträgt, nimmt die Lufttemperatur um höchstens 60 K zu. Je größer der Abstand von der Düse ist, de-

sto geringer ist die Geschwindigkeit des Wasserstoffs und damit die Erwärmung der Luft. Bei einer Geschwindigkeit von ca. 30 m/s beträgt die Erwärmung der Luft nur noch 6 K.

Betrachtet man nach der Einblasung des Wasserstoffs (300 K, 300 bar) in die heiße Luft (1000 K, 100 bar) und einer vollständigen Durchmischung der beiden Gase die Enthalpiebilanz, so lassen sich daraus die Mischtemperaturen bestimmen. Es ergibt sich eine Mischtemperatur von $T_{mix} = 897$ K und ein Druck von $p_{mix} = 106$ bar. Daraus ist zu erkennen, daß die Einblasung des Wasserstoffs im Gesamtsystem zu einer Abkühlung des Gemisches von 1000 K auf 897 K führt.

Insgesamt ergibt sich an den Stellen, an denen Wasserstoff vorhanden ist in Abhängigkeit der Konzentration eine Mischtemperatur, die unterhalb der Lufttemperatur liegt und ein um maximal 8 bar erhöhtes Druckniveau im Brennraum.

Die exakten Temperaturfelder und Konzentrationsfelder werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

5.2 3D-Strömungssimulation der Gemischbildung

Die Optimierung des Einblasvorgangs erfordert das Verständnis des gesamten Prozesses und die Kenntnis der lokalen Bedingungen. Mit dreidimensionalen numerischen Simulationen des Einblasvorgangs sind diese Informationen zu erhalten. Bei den Berechnungen lassen sich sehr effizient die Einflüsse der Strömungsbedingungen im Brennraum, die Einblasgeometrie und die thermodynamischen Randbedingungen analysieren. Interessant hierfür ist insbesondere das zeitliche und räumliche Verhalten der Konzentration des eingeblasenen Wasserstoffs und die durch den Mischprozess entstehenden Temperaturfelder. Bei den Berechnungen lassen sich ebenso die lokalen, durch die Einblasung induzierten, Geschwindigkeitsfelder bestimmen. Ein weiterer Vorteil der numerischen Berechnungen ist die Analyse verschiedener Einflußfaktoren, die sich in der Praxis nur mit großem Aufwand isoliert untersuchen lassen.

Für die Berechnungen im Wasserstoff-Dieselmotor wurde auf einen in der technischen Anwendung bewährten 3D-Strömungscode zurückgegriffen. Zum Einsatz kam das Programm TASCflow3D². Die Auswahl dieses Simulationsprogramms erfolgte auf Grund der darin enthaltenen stabilen Lösungsalgorithmen. Wie in den vorangegangenen Abschnitten bereits diskutiert, wird der Wasserstoff unter einem kritischen Druckverhältnis eingeblasen. Die bei der kritischen Einblasung auftretenden hohen Druckgradienten stellen extreme Anforderungen an die Stabilität und an das Konvergenzverhalten des Codes. Das hier eingesetzte Programm besitzt, im Gegensatz zu anderen Verfahren, einen gekoppelten Lösungsmechanismus für die Geschwindigkeitsfelder und den Druck, was sich für die Lösung der hier untersuchten Problematik als notwendig erweist.

Die Berechnung der Vorgänge während des Einblasvorganges basiert auf den Erhaltungsgleichungen der Thermodynamik und der Strömungsmechanik. Dabei gelten die Gesetze für die Erhaltung der Energie, des Impulses, der Masse und der Komponenten des Fluids. An dieser Stelle sei auf die im Anhang dargestellten Gleichungen der

²TASCflow3D von AEA-Technology Ltd. Version 2.4

Modelle verwiesen, die den Strömungssimulationen zu Grunde liegen (Anhang A.2). Für die Berechnungen werden sowohl für die skalaren Felder als auch für die Geschwindigkeitsfelder zeitlich und räumlich gemittelte Gleichungen verwendet. Diese Mittelung ist notwendig für die Berechnung technischer Prozesse, da eine direkte Simulation der Vorgänge auf mikroskopischer Ebene und eine gleichzeitige Behandlung technisch relevanter Geometrien bisher, wegen des enormen Rechenaufwandes, noch nicht realisierbar ist. Die zeitliche Mittelung führt bei der Lösung der Gleichungen zu einem Schließungsproblem, da Produkte von gemittelten Größen nicht mit dem Mittelwert des Produktes übereinstimmen.

$$\overline{u_i u_j} \neq \overline{u_i} \cdot \overline{u_j} \quad (5.1)$$

Bei der Berechnung ist es deshalb notwendig, ein Modell für die Bestimmung dieser Größen einzuführen. In der Simulation von technischen Prozessen kommt für diesen Zweck am häufigsten das $k - \varepsilon$ Turbulenzmodell von Russel und Saunders (1974) zur Verwendung. Für die Herleitung der theoretischen Grundlagen der dreidimensionalen Strömungssimulation sei auf die einschlägige Literatur hingewiesen [FePe97]. Die Verwendung des $k - \varepsilon$ Modells ist an dieser Stelle, obwohl es ursprünglich nicht für die Ausbreitung von Freistrahlen entwickelt wurde ein guter Kompromiß aus Rechengenauigkeit und Rechenaufwand. Die globale Mischung des Wasserstoffs mit der Luft wird nicht maßgeblich durch mikroskopische Wirbel, die durch das Turbulenzmodell beschrieben werden, bestimmt, sondern durch die Ausbreitung des Wasserstoffstrahls im Brennraum auf Grund seines großen Impulses. Technische Details des Codes können der CFX-TASCflow Dokumentation [ASC95] entnommen werden. An dieser Stelle soll noch erwähnt werden, daß bei der Berechnung zusätzliche Korrekturterme, wie die viskose Reibungsarbeit berücksichtigt werden. Dieser Term ist für die, bei der Abbremsung des Wasserstoffs, entstehende Erwärmung verantwortlich.

Gittergenerierung

Vor allen numerischen Strömungssimulationen muß zunächst die zu untersuchende Geometrie diskretisiert werden. Auf den hierbei generierten Gittern kann dann der Lösungsalgorithmus zur Berechnung der Strömungsvorgänge zum Einsatz kommen. Trotz der räumlichen und zeitlichen Mittelung der notwendigen Größen sind sehr große Datenmengen bei der dreidimensionalen Simulation zu bewältigen.

Zur Vereinfachung des Problems und damit zur Verkürzung der Rechenzeiten wurden zeitlich feststehende Gitter verwendet. Das bedeutet, daß der Kolben in der Nähe des oberen Totpunktes in Abhängigkeit vom Einblasbeginn für die Dauer der Rechenzeit eine fixierte Position einnimmt. Dieses Verfahren stellt zwar eine Vereinfachung des gesamten Ablaufs dar, spiegelt aber dennoch die prinzipiellen Abläufe bei der Gemischbildung wieder. Zudem ist die Kolbenbewegung während des Einblaszeitraums (ca. 10 ms) in der Nähe des oberen Totpunktes sehr langsam.

Um maximale räumliche und zeitliche Auflösungen mit akzeptablen Rechenzeiten zu erzielen, werden bei der Gittergenerierung Symmetrien des zu lösenden Problems ausgenutzt, so daß z.B. bei einer 10 Lochdüse nur ein Segment von $360^\circ/10 = 36^\circ$ berechnet werden muß. In Abbildung 5.2 ist das Prinzip der Gittergenerierung dargestellt. Hierbei wird die Rotationssymmetrie des Brennraumes ausgenutzt. Die Anzahl der Gitterelemente reduziert hier bei einer 10-Lochdüse auf ein zehntel. Dieses Verfahren ermöglicht es andererseits bei einer Düse mit n Löchern, bei gleicher Rechenzeit, eine Erhöhung der Auflösung um den Faktor n (Faktor $\sqrt[3]{n}$ pro Dimension) zu erzielen.

In Abbildung 5.3 ist ein Beispiel für einen Brennraum mit flachem Kolben dargestellt. Rechts im Bild ist die zugehörige diskretisierte Struktur des Berechnungsgitters zu sehen.

Ein aufwendigeres Gitter für einen Motor mit einem Kolben mit ω -Mulde ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Dieser Kolben besitzt zudem eine Quetschkante, welche den effektiven Durchmesser des Brennraumes reduziert, wenn der Kolben den oberen Totpunkt erreicht.

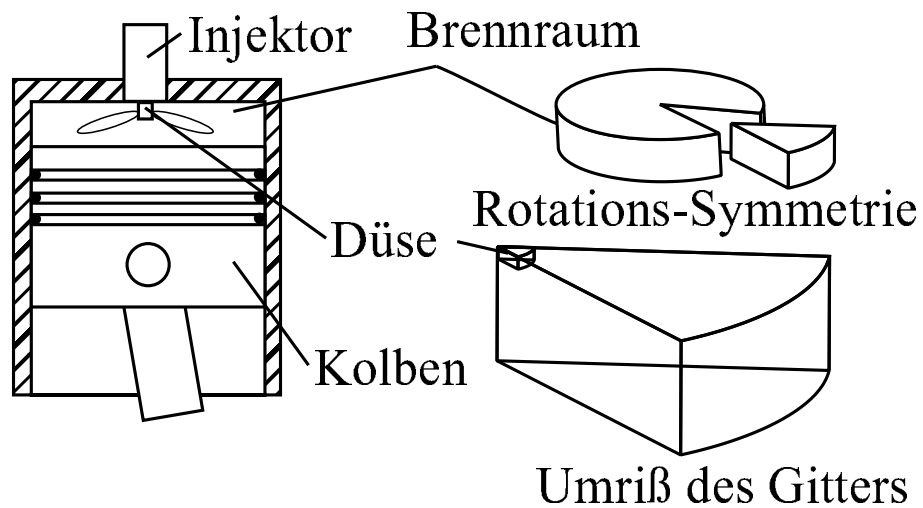


Abbildung 5.2: Prinzip der Gittergenerierung für einen flachen Kolben: Reduzierung der Kontrollvolumen durch Ausnützung der Rotationssymmetrie.

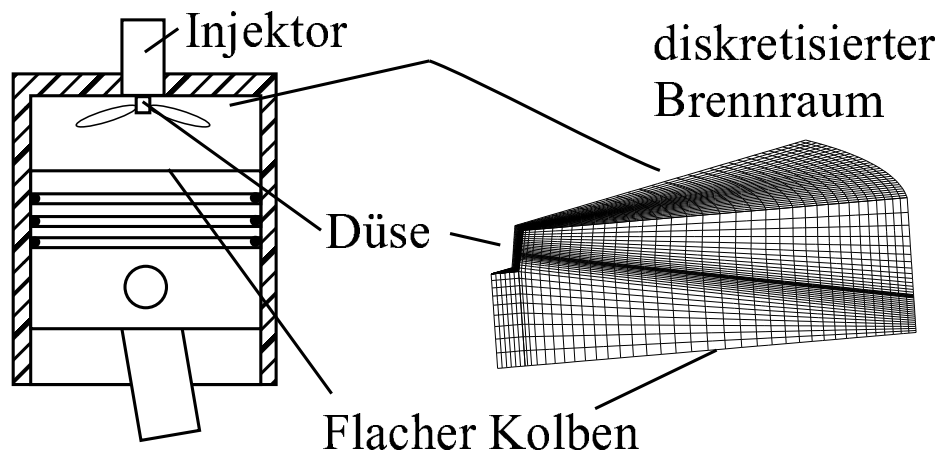


Abbildung 5.3: Gitter eines Brennraums mit flachem Kolbenboden.

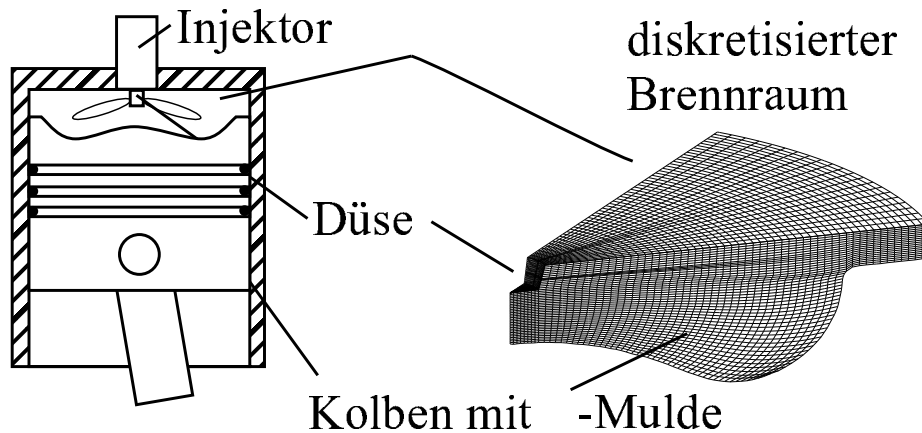


Abbildung 5.4: Gitter eines Brennrums mit ω -Mulde.

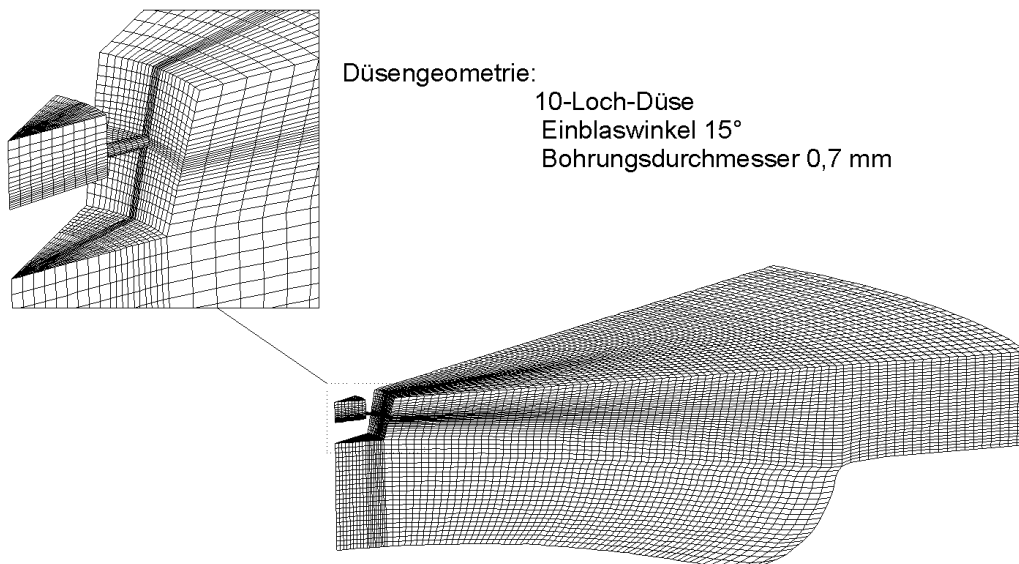


Abbildung 5.5: Segment des Brennrumes mit Düse und Omega-Mulde, großes Gitter mit 150.000 Volumenelementen

Ein Gitter, bei dem die Auflösung nochmals erhöht und zusätzlich die Geometrie im Innenraum der Düse diskretisiert wurde, ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Rechenzeiten für diese Geometrie sind zur Zeit noch zu lang, um für eine Studie von verschiedenen Einflußparametern geeignet zu sein. Für dieses Gitter mit 150.000 Volumenelementen benötigt man etwa vier Wochen Rechenzeit³.

Einen sehr guten Kompromiß, welcher akzeptable Rechenzeiten von

³Zum Zeitpunkt der Durchführung der Rechnungen 1994 - 1996

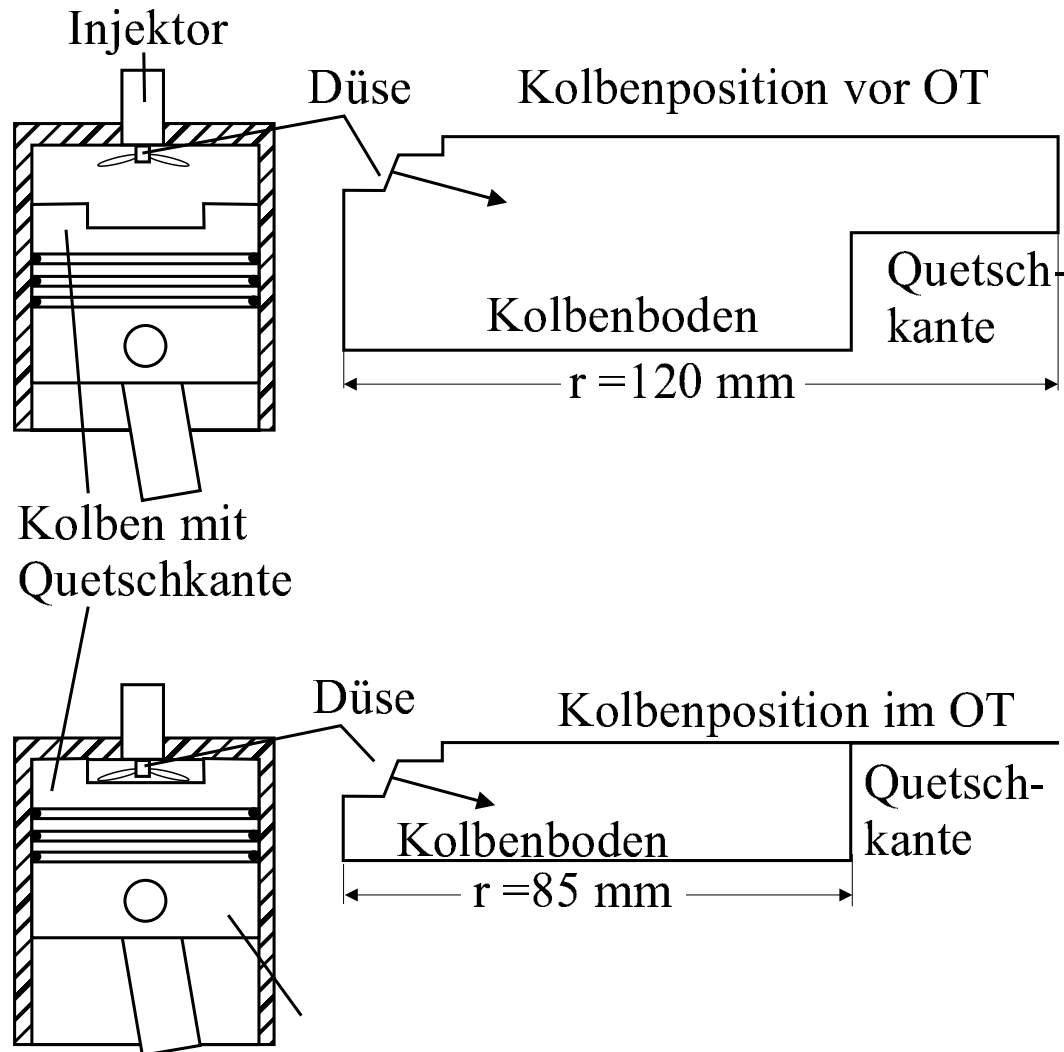


Abbildung 5.6: Schnitt durch das Gitter eines Brennräumes mit einem Kolben mit Quetschkante in Abhängigkeit vom Einblasbeginn.

drei bis vier Tagen mit einer ausreichenden Genauigkeit bietet, erreicht man mit einem in Abbildung 5.6 dargestellten Brennräum. Der Kolben besitzt eine Quetschkante, wie der Kolben mit ω -Mulde. Die Struktur des Gitters ähnelt der des flachen Brennräum aus Abbildung 5.3. In Abhängigkeit des Einblaszeitpunktes besitzt der Brennräum einen größeren (frühe Einblasung) oder kleineren effektiven Durchmesser (Einblasung in OT).

Randbedingungen und Initialisierung des Berechnungsvolumens

Vor der Durchführung der Berechnungen sind die Randbedingungen und die Initialisierungsbedingungen im Brennraum fest zu legen. Bei den Berechnungen des Gemischbildungsvorganges sind mindestens zwei Fluide, Luft und Wasserstoff, zu berücksichtigen. Eine Berechnung mit chemischer Reaktion erfordert die Aufnahme der Fluide Sauerstoff als Reaktionspartner und Wasserdampf als Reaktionsprodukt in die zu lösenden skalaren Felder. Bei den hier dargestellten Untersuchungen wird auf die Verbrennung verzichtet, es reicht die Berechnung für zwei skalare Felder aus. Zu Beginn der Rechnung befindet sich nur ein Fluid, die Luft, im Brennraum. Der Wasserstoff wird erst während des Einblasvorganges dem Brennraum zugeführt.

Die Randbedingungen für die Begrenzungen des Berechnungsgebietes sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Die räumlichen Begrenzungsflächen des Berechnungsgebietes (Zylinderwände, Kolben, Düse) werden als adiabate glatte Wände (wall boundary, smooth walls) dargestellt. Die seitlichen Begrenzungsflächen, die auf Grund der Symmetrie entstanden sind, besitzen symmetrische oder periodische Randbedingungen in Abhängigkeit vom vorliegenden initialisierten Strömungsfeld im Brennraum. Das Düsenloch besitzt als Einströmöffnung die einzige Randbedingung mit einer zeitlichen Abhängigkeit. Hierbei handelt es sich um eine Totaldruck-Randbedingung, mit einem dem Öffnungsvorgang des Ventils entsprechenden Druckanstieg bis zum Maximalwert (vgl. Abbildung 5.8).

Für die Initialisierung der Luft im Brennraum werden in Abhängigkeit der Anfangsbedingungen für Kompressionsenddruck und -temperatur z. B. 1000 K und 100 bar angenommen. Der maximale Einblasdruck des Wasserstoffs liegt in der Größenordnung von 300 bar und die Temperatur bei 300 K. Die Strömungsgeschwindigkeit im Brennraum beträgt im Mittel 0 m/s ohne Vorhandensein einer gerichteten Strömungskomponente. Bei der Annahme einer Drallströmung betragen die maximalen Geschwindigkeiten 10 bis 20 m/s. Wird für die Drallströmung ein Festkörperwirbel mit einer Umdrehungsgeschwindigkeit ω zu Grunde

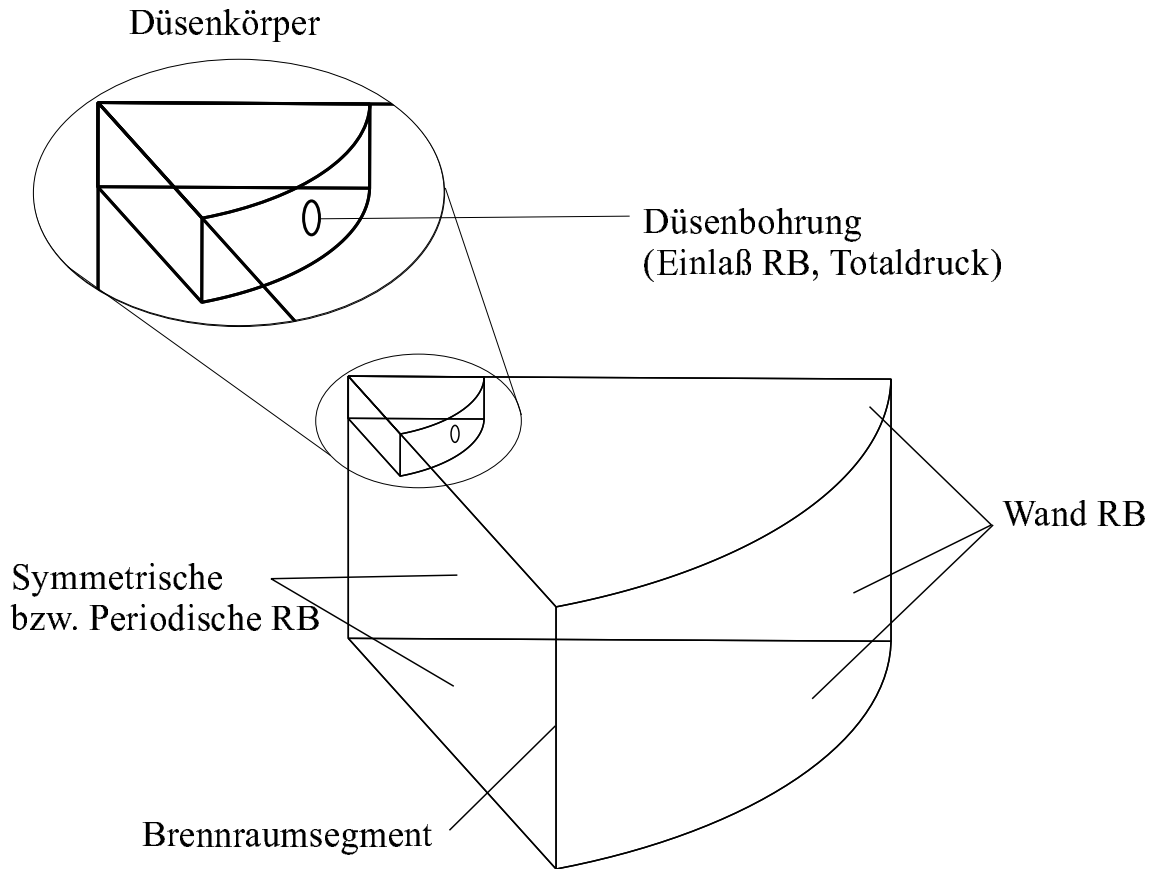


Abbildung 5.7: Randbedingungen für die Begrenzungen des Berechnungsgebietes.

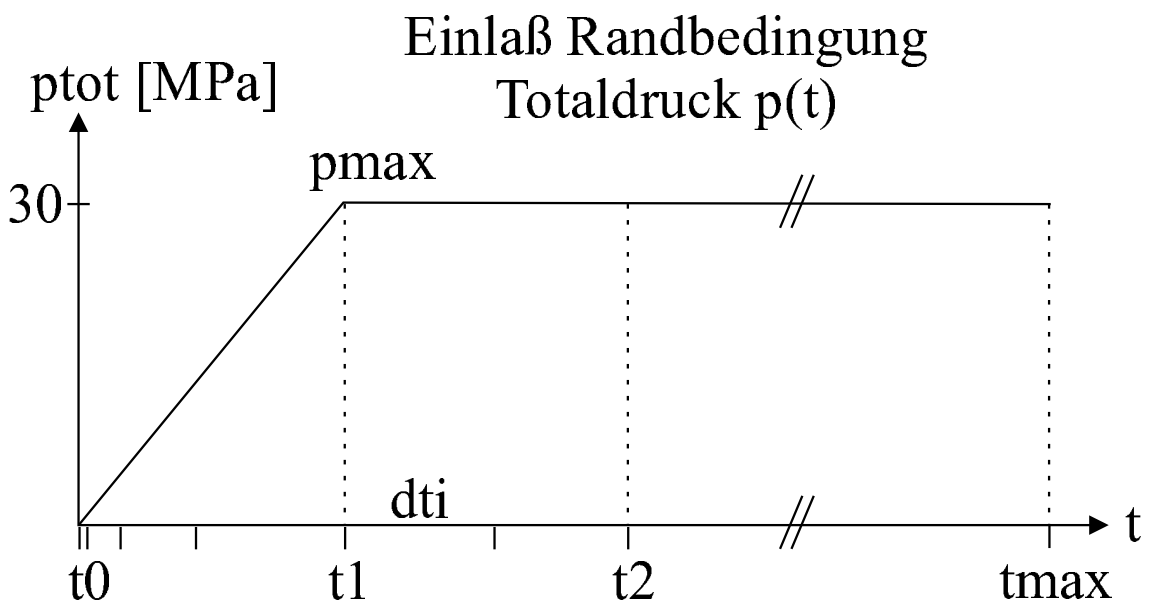


Abbildung 5.8: Zeitlicher Verlauf des Totaldruckes des Wasserstoffs für die Einlaß Randbedingung im Düsenloch.

gelegt, so läßt sich das Geschwindigkeitsfeld wie folgt beschreiben:

$$|\vec{v}(\vec{r})| = \omega \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \quad (5.2)$$

$$\hat{\vec{v}}(\vec{r}) = \hat{\vec{z}} \times \vec{r} \quad (5.3)$$

Die Gleichungen gelten unter der Voraussetzung, daß sich der Ursprung auf der Symmetrieachse des Brennraumes befindet.

Die Turbulenz im Brennraum wird mit 2 - 5% festgelegt. Falls kein Strömungsfeld existiert, werden die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate mit sinnvollen Werten belegt (vgl. Grundgleichungen und Definitionen in A.2).

Simulation der Wasserstoffeinblasung

Die Ziele der Rechnungen sind die Bestimmung der räumlichen und zeitlichen Wasserstoffverteilung, der Raumausnutzung und die Analyse der lokalen Zündbedingungen. Die Rechnungen lassen sich ausgehend von den räumlichen Gegebenheiten in zwei Gruppen einteilen. Bei früher Einblasung, wobei sich der Kolben weit genug vom oberen Totpunkt entfernt befindet, können sich die Strahlen frei im Brennraum ausbreiten. Bei später Einblasung befindet sich der Kolben im oberen Totpunkt (vgl. Abbildung 5.6) tritt schon sehr frühzeitig der Kontakt der Strahlen mit der Wand auf. Ausführlich wird der Fall der späten Einblasung im OT diskutiert, da hier auch die Einblasstrahl-Wand-Wechselwirkung zum Tragen kommt. Die Strahlstruktur bleibt, wie in den Experimenten beobachtet, sehr lange durch die strömungsmechanischen Vorgänge des Einblasvorganges erhalten und bestimmt damit die räumliche Struktur des Verbrennungsablaufs.

Um die beobachtbaren Effekte besser vergleichen zu können, wird auf der Basis einer 8-Lochdüse eine Untersuchung der Variation des Bohrungsdurchmessers, der Strömungsbedingungen im Brennraum und der Anordnung der Bohrungen durchgeführt (vgl. Tabelle 5.1). Der effektive Brennraumdurchmesser beträgt 170 mm in der Kolbenposition im OT.

Tabelle 5.1: Übersicht über die Variationen der Untersuchungen auf der Basis einer 8-Lochdüse. Bedingungen im Brennraum: $T=1000$ K, $P=100$ bar, $P(H_2)=300$ bar, Öffnungsflanke des Ventils: $t_1 - t_0 = 0,5$ ms (vgl. Abbildung 5.8).

$8 \times \varnothing$	T=1000 K	Drall	zusätzliches Loch: 0,8 mm
0,4 mm	x	-	-
0,6 mm	x	x	x
0,8 mm	x	-	-

Bestimmung der Temperatur- und Konzentrationsfelder

Zu drei verschiedenen Zeitpunkten nach Einblasbeginn sind die Konzentrationsfelder des Wasserstoff in Abbildung 5.9 für die Basisdüse mit $8 \times 0,6$ mm dargestellt. Für die Berechnung der Schnittbilder wurde eine Ebene entlang der Ausbreitungsrichtung des Wasserstoffstrahls definiert und darauf die Isolinien der Wasserstoffkonzentration (Volumen-%) berechnet. Die Linien entsprechen Konzentrationen von 5% (entspricht der unteren Zündgrenze), 10, 15, 20 und 75% (entspricht der oberen Zündgrenze). Sie schließen damit alle mit brennbarem Gemisch gefüllten Bereiche ein. Auf den Bildern ist deutlich zu erkennen, wie sich die Wasserstoffstrahlen beim Aufprall auf den Kolbenboden aufweiten (Bild mitte nach 0,67 ms). Die Strahlen dringen etwa 1,5 ms lang in den Brennraum ein, ohne sich gegenseitig zu berühren. Nach etwa 2 ms erreichen die Wasserstoffstrahlen die Begrenzung des Brennraumes (Quetschkanten) in einer Entfernung von 85 mm vom Zentrum des Kolbens. Ein Vergleich der Strahlstruktur mit den experimentellen Resultaten aus Abschnitt 4 zeigt eine gute Übereinstimmung des charakteristischen Eindringverhaltens.

Für die weitere Diskussion der Gemischbildungsprozesse wird in den folgenden Darstellungen meistens ein vertikaler Schnitt durch die Strahlen verwendet, da hier die Einflüsse der Strahl-Wand-Wechselwirkung besser sichtbar sind. In Abbildung 5.10 ist die Wasserstoffkonzentration, dargestellt durch Isolinien, zu erkennen. Komplementär zu dem Konzentrationsprofil verhält sich das Temperaturprofil,

8-Lochdüse: 8 x 0.6 mm

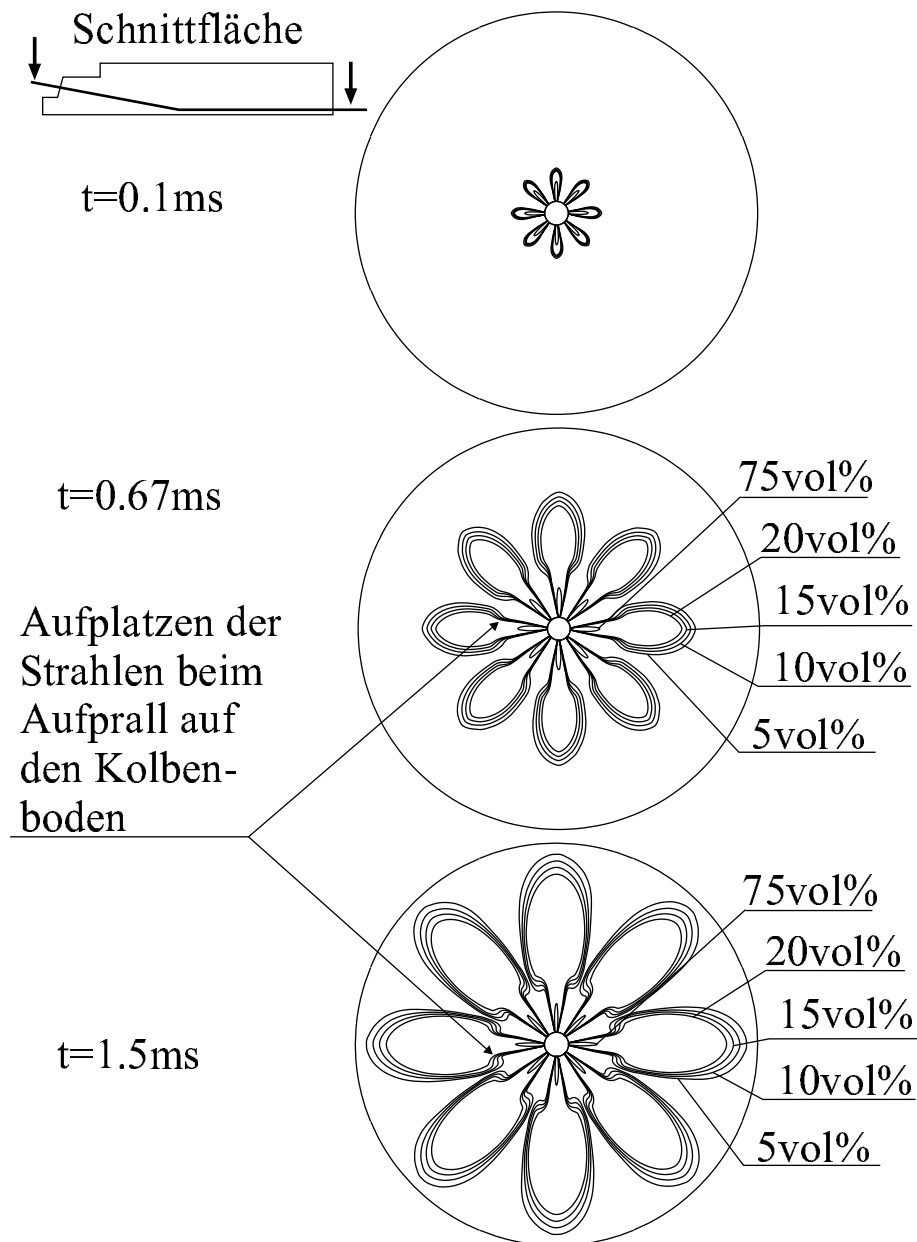


Abbildung 5.9: Ausbreitung des Wasserstoffs bei einer 8-Lochdüse mit einer Blickrichtung senkrecht auf den Kolbenboden. Schnitt entlang der Hauptausbreitungsrichtung der Strahlen (siehe Skizze oben links). Definition der Eindringtiefe als größter Abstand der 10% Linie von der Symmetrieachse.

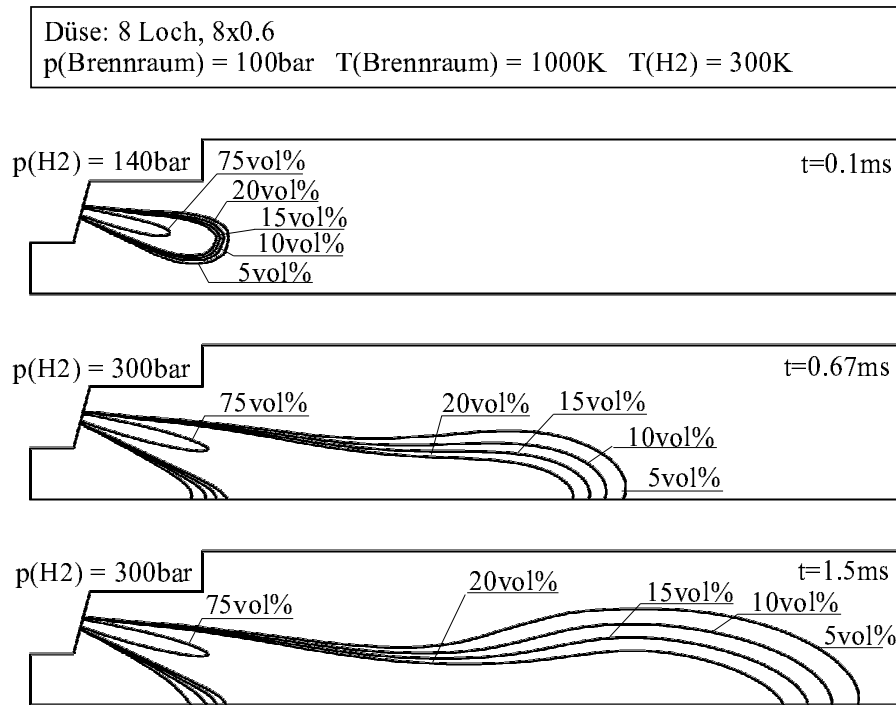


Abbildung 5.10: Ausbreitung der Wasserstoffkonzentration bei einer 8-Lochdüse. Vertikaler Schnitt durch die Mitte Strahlen.

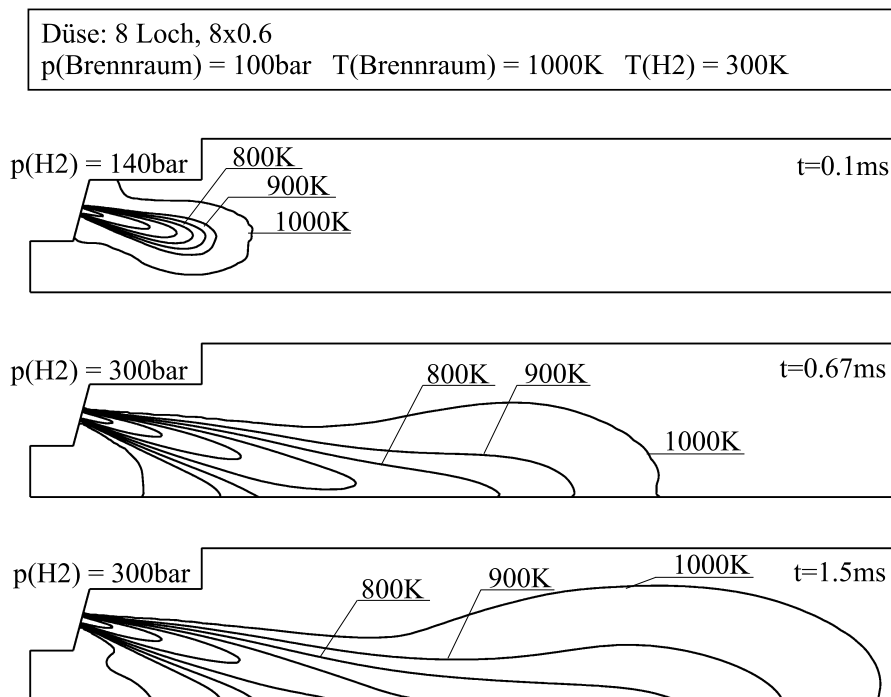


Abbildung 5.11: Ausbildung des Temperaturprofils bei der Einblasung des Wasserstoffs in den Brennraum. Vertikaler Schnitt durch die Mitte Strahlen.

das in Abbildung 5.11 zu sehen ist, auf Grund des kalten eingeblasenen Wasserstoffs. Gebiete mit hoher Wasserstoffkonzentration besitzen eine niedrige Temperatur. Umgekehrt beträgt die Temperatur in Zonen mit wenig oder keinem Wasser nahezu 1000 K. Was im Abschnitt 5.1 bereits angedeutet wurde, zeigt sich durch das Erscheinen der 1000 K-Isolinie. Die im Brennraum durch den Wasserstoff verdrängte Luft wird adiabat verdichtet und erwärmt sich.

Variation des Bohrungsdurchmessers

Die Abbildungen 5.12 bis 5.14 veranschaulichen die Entwicklung der eingeblasenen Wasserstoffstrahlen bei verschiedenen Bohrungsdurchmessern. In den Abbildungen ist die Zone innerhalb der Zündgrenzen mit Konzentrationen zwischen 4% und 75% grau schraffiert. Der Wasserstoff benötigt bei einer Düse mit einer 0,4 mm Bohrung mehr als 3 ms bis zum Erreichen der seitlichen Wand, während er bei der Düse mit einer 0,8 mm Bohrung diese Entfernung schon nach etwas mehr als 1 ms zurückgelegt hat. Die Vermischung mit der Luft oberhalb des eingeblasenen Wasserstoffstrahls erfolgt erst nach der Umlenkung der Strahlen von der Brennraumwand. Diese Luftanteile können für die Verbrennung erst zu einem sehr späten Zeitpunkt verbraucht werden.

Diese Situation läßt sich, wie in Abbildung 5.15 dargestellt, durch das im Brennraum induzierte Strömungsfeld verdeutlichen. Der Wasserstoff verdrängt die Luft im Brennraum. Die Luft strömt entlang des Zylinderkopfes von den Außenwänden in Richtung Zylindermitte. Die drei verschiedenen Düsentypen weisen erhebliche Unterschiede der induzierten Geschwindigkeitsfelder auf. Die Geschwindigkeit im Wasserstoffstrahl der Düse mit großen Bohrungen beträgt in der Nähe des Kolbenbodens 70 m/s, im Vergleich zu 36 m/s für die kleine Düse. Die Verhältnisse der Geschwindigkeiten der Rückströmung weisen ebenfalls große Abweichungen voneinander in der Größenordnung eines Faktors drei auf.

Die Unterschiede im Eindringverhalten des Wasserstoffs für verschiedene Düsen wird in den Graphen der Abbildung 5.16 verdeutlicht. In dem oberen Graphen der Abbildung ist die Eindringtiefe des Wasser-

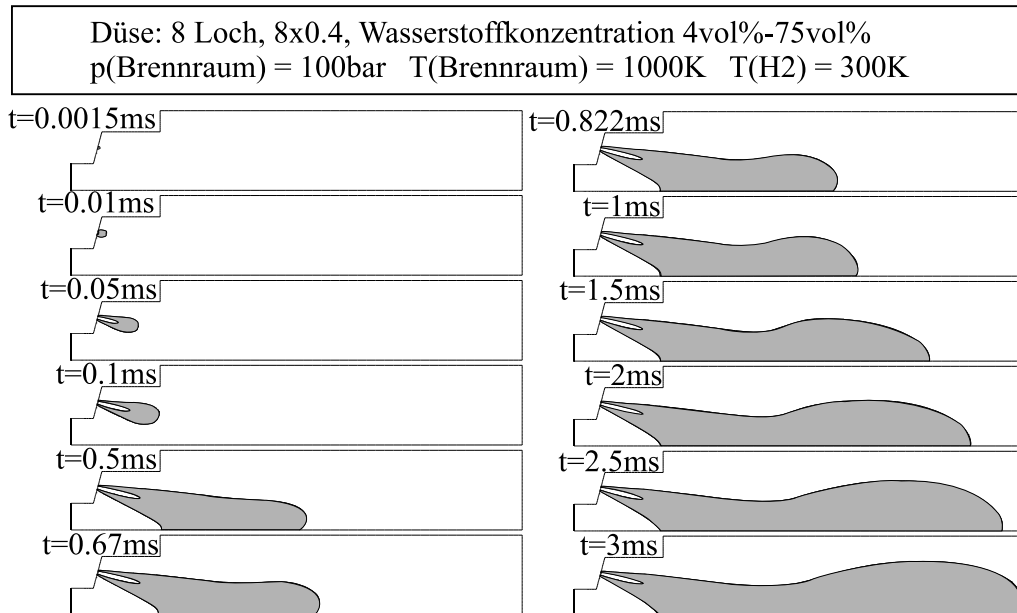


Abbildung 5.12: Wasserstoffausbreitung bei einer 8-Lochdüse mit 0,4 mm Bohrungsdurchmesser. Berührung des Kolbenbodens nach weniger als 0,5 ms. Seitlicher Wandkontakt nach ca. 3 ms. Gebiete innerhalb der Zündgrenzen sind grau schraffiert.

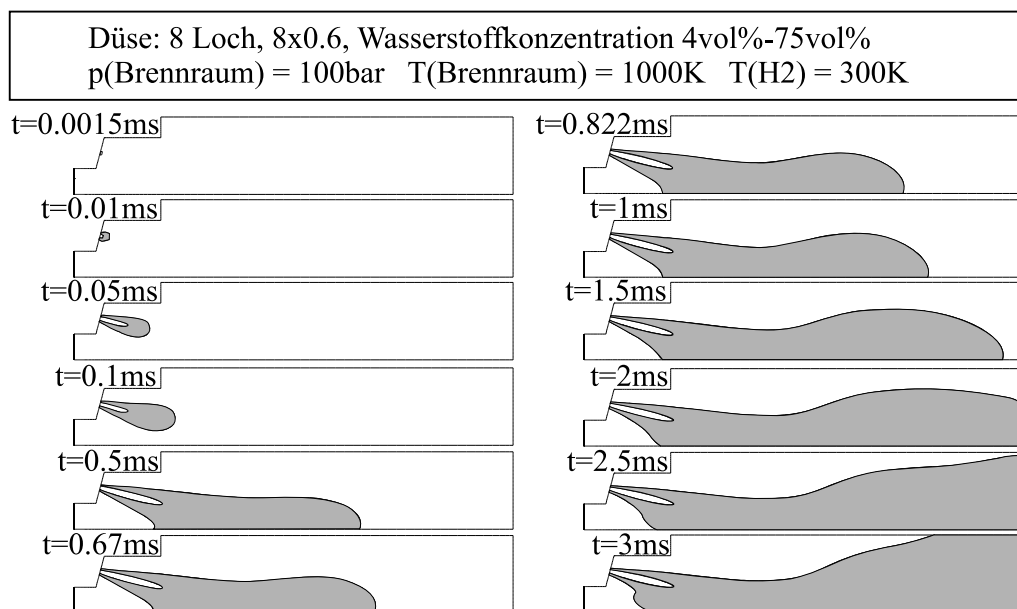


Abbildung 5.13: Wasserstoffausbreitung bei einer 8-Lochdüse mit 0,6 mm Bohrungsdurchmesser. Berührung des Kolbenbodens nach ca. 0,3 ms. Seitlicher Wandkontakt nach ca. 1,6 ms. Gebiete innerhalb der Zündgrenzen sind grau schraffiert.

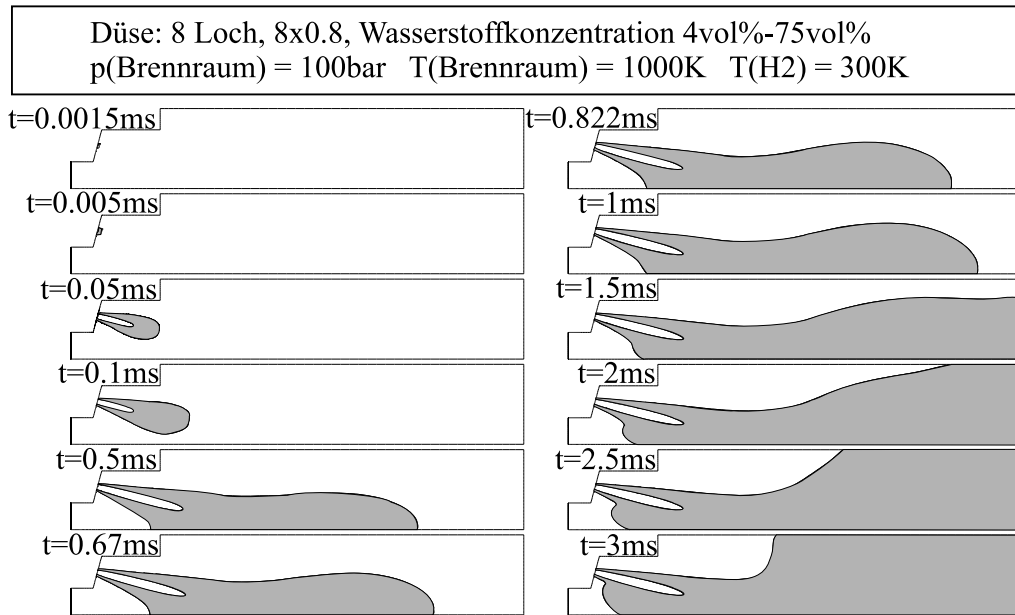


Abbildung 5.14: Wasserstoffausbreitung bei einer 8-Lochdüse mit 0,8 mm Bohrungsdurchmesser. Berührung des Kolbenbodens nach ca. 0,2 ms. Seitlicher Wandkontakt nach ca. 1,2 ms. Gebiete innerhalb der Zündgrenzen sind grau schraffiert.

stoffs über der Zeit aufgetragen. Die Eindringtiefe wird als der größte Abstand eines Punktes auf der 10%-Isolinie der Wasserstoffkonzentration (vgl. Abbildung 5.9) von der Düse definiert. Im unteren Teil der Abbildung ist die, aus der Eindringtiefe abgeleitete Eindringgeschwindigkeit über der Eindringtiefe aufgetragen. Große Eindringgeschwindigkeiten sind nur mit Hilfe großer Bohrungsdurchmesser zu erzielen. Die maximalen Werte mit 160 m/s bei einer 0,8 mm Bohrung liegen erheblich über den Werten der anderen Düsen mit maximal 100 m/s. Damit wird deutlich, daß große Bohrungsdurchmesser ein größeres Potential zur Induzierung einer, der Homogenisierung des Gemisches dienenden, zusätzlichen Turbulenz besitzen.

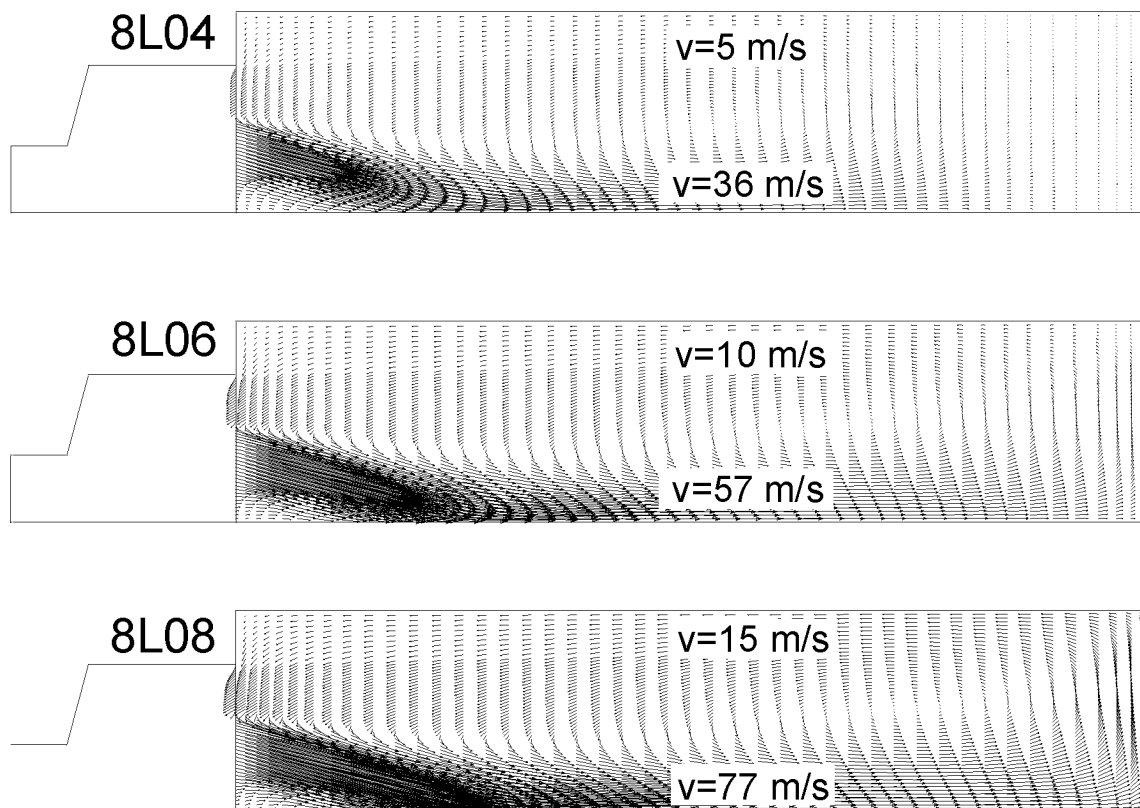


Abbildung 5.15: Ausbildung des Vektorfelder der Geschwindigkeitsverteilung nach einer Einblasdauer von 3 ms für verschiedene Bohrungsdurchmesser: Oben 0,4 mm, Mitte 0,6 mm, Unten 0,8 mm. Rückströmung der Luft entlang des Zylinderkopfes.

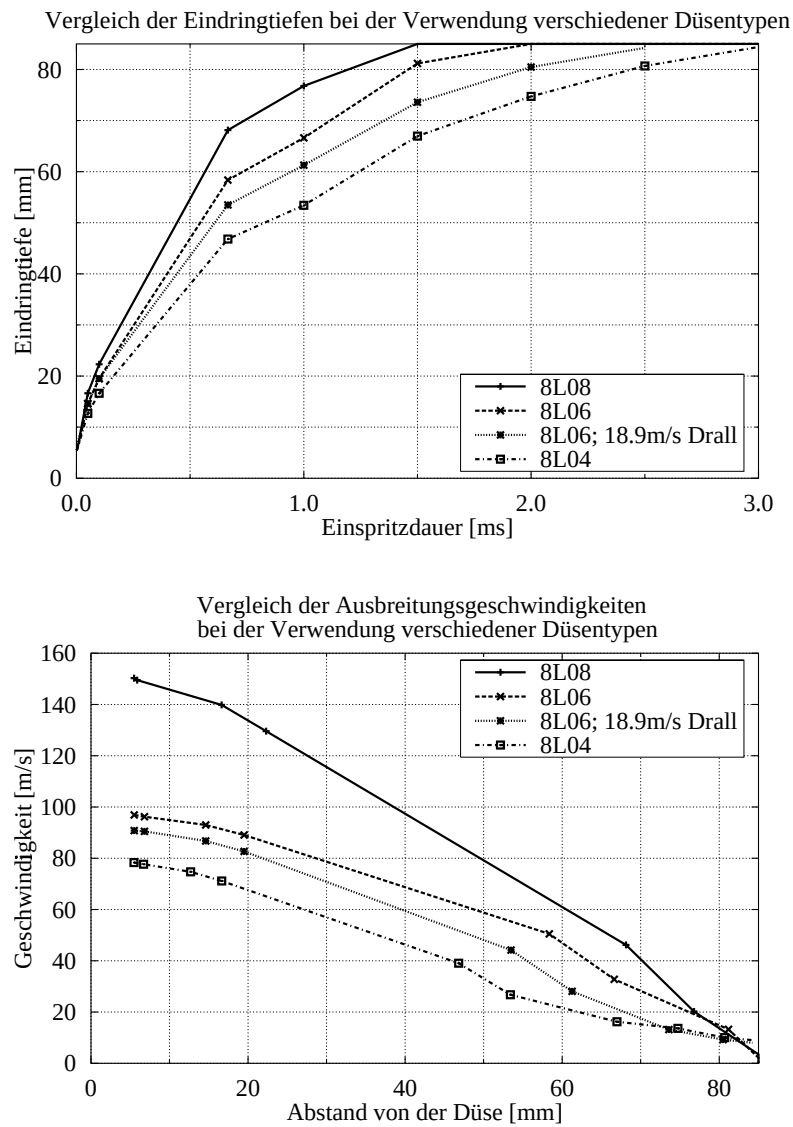


Abbildung 5.16: Eindringtiefe und Eindringgeschwindigkeit der Wasserstoffstrahlen verschiedener Düsentypen. Bohrungsdurchmesser: 0,8 mm, 0,6 mm, 0,4 mm.

Einfluß einer Drallströmung im Brennraum

Eine weitere Variante der Beeinflussung der Strahlausbreitung ist die Anwendung einer Drallströmung im Brennraum. Die Definition der Drallströmung ist in Gleichung 5.2 beschrieben. In Abbildung 5.17 ist die Wechselwirkung der Wasserstoffstrahlen mit einer Drallströmung dargestellt. In dieser Konfiguration wurde eine Düse mit 0,6 mm Bohrungen verwendet. Die Drallströmung im Brennraum entspricht dem Geschwindigkeitsfeld eines rotierenden Festkörpers. In der Nähe der Wände fällt die Geschwindigkeit auf 0 m/s zur Erfüllung der Haftungsbedingungen ab. Die maximale Geschwindigkeit der Strömung liegt mit 19 m/s in der Größenordnung der doppelten mittleren Kolbengeschwindigkeit. Das Strömungsfeld beeinflußt den Strahl bereits nach 0,5 ms. Die Ablenkung beträgt nach einer Millisekunde etwa 25° und nach zwei Millisekunden bereits 45° von der ursprünglichen Strahlrichtung.

Bei Berechnungen mit geringeren Drallgeschwindigkeiten von etwa 10 m/s und größeren Bohrungsdurchmessern ab 0,7 mm tritt innerhalb der ersten Millisekunde keine sichtbare Ablenkung der Wasserstoffstrahlen auf. Erst nach mehr als einer Millisekunde Einblasdauer ist eine deutlich verbesserte Homogenisierung zu erkennen. Diese Beobachtungen entsprechen den Ergebnissen der Experimente, wo nur bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraum eine Ablenkung der Einblasstrahlen beobachtet werden konnten. In unmittelbarer Nähe der Düse ist eine Beeinflussung der Wasserstoffstrahlen nicht möglich.

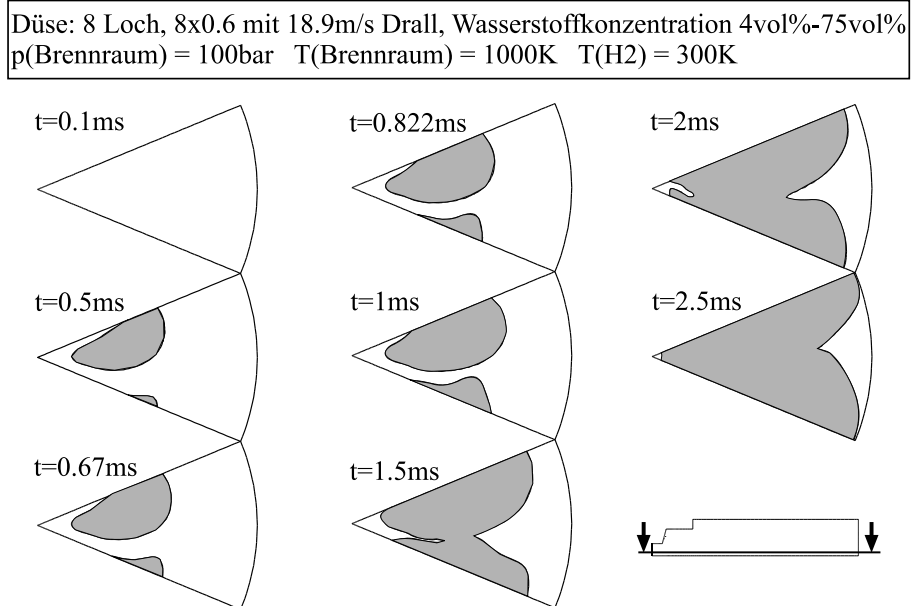
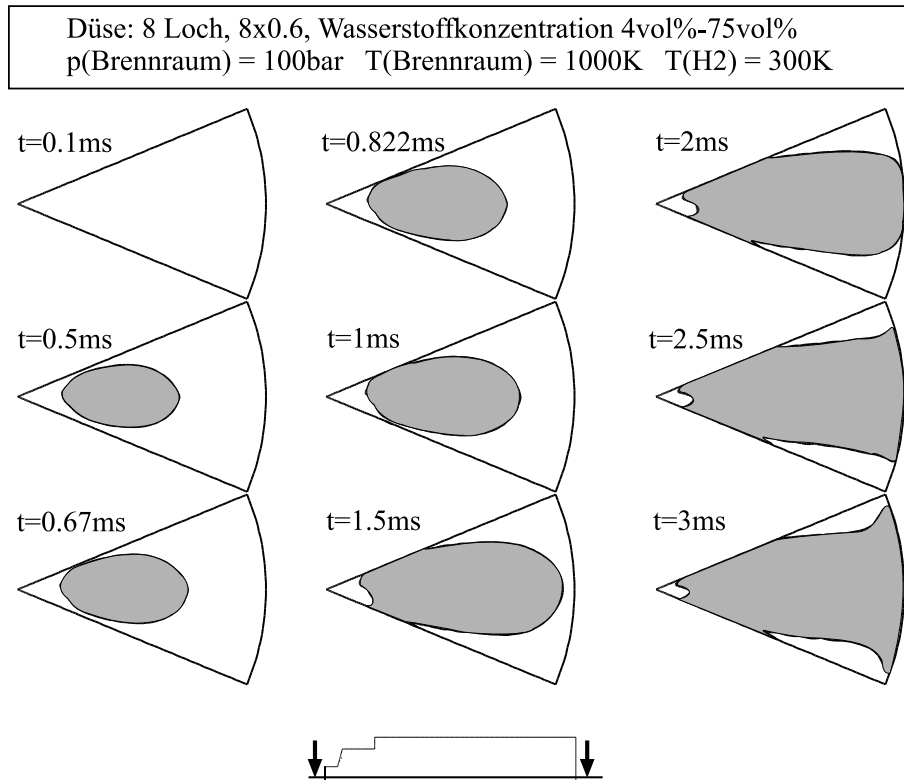


Abbildung 5.17: Vergleich der Verteilung der Wasserstoffkonzentration mit und ohne Drall. Die maximale Geschwindigkeit des Dralls entspricht mit 19 m/s der doppelten mittleren Kolbengeschwindigkeit des Motors. Ablenkung der Strahlen, dadurch Reduzierung der radialen Geschwindigkeitskomponente.

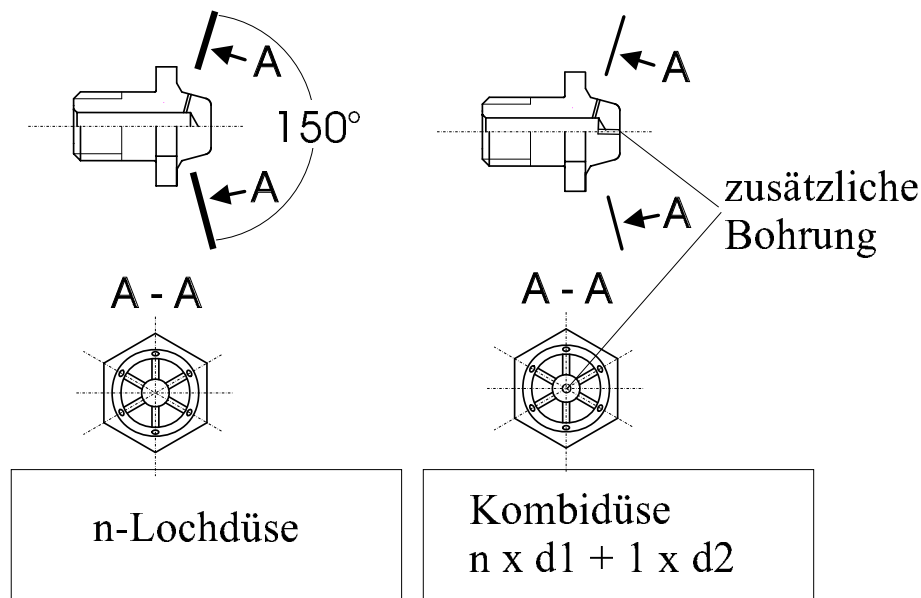


Abbildung 5.18: Layout der $(n+1)$ -Loch Kombidüse.

Optimierung von n-Lochdüsen

Die Ergebnisse bei den Verbrennungsuntersuchungen zeigten, daß für eine stabile Flammenausbreitung ein räumlich zusammenhängendes Gemisch in der Umgebung der Düse zu einem sehr frühen Zeitpunkt erwünscht ist. Eine Modifikation der einfachen n-Lochdüsen, mit einem zusätzlichen Loch verhilft diesen Düsen zu der erwünschten Eigenschaft. Dieser Düsentyp besteht aus einer Anordnung von radialen Bohrungen und einer axialen Bohrung senkrecht in Richtung des Kolbens. In Abbildung 5.18 ist das Prinzip der Konfiguration der Löcher zu sehen.

Die im folgenden dargestellte Düse besitzt 8 radial angeordnete Löcher in einem Kegelwinkel von 150° mit jeweils einem Durchmesser von 0,6 mm und ein Loch mit einem Durchmesser von 0,8 mm senkrecht in Richtung des Kolbenbodens.

Bei den Rechnungen wird angenommen, daß der Druck des Wasserstoffs vor den Düsenbohrungen innerhalb von 0,5 ms von 100 auf 300 bar ansteigt. Diese Zeit entspricht der Zeit, die nötig ist um die Düsennadel vollständig zu öffnen. Der Kammerdruck beträgt 100 bar, die Kammertemperatur 1000 K und die Wasserstofftemperatur 300 K.

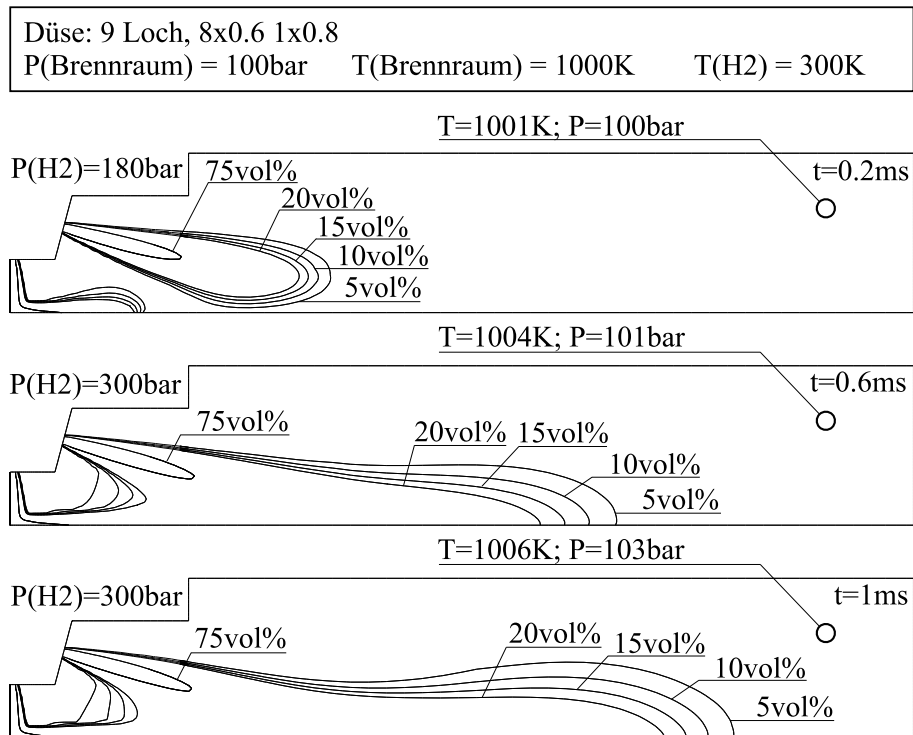


Abbildung 5.19: Kombidüse: (8+1) Loch. Verteilung der Volumenkonzentration des Wasserstoffs für drei Zeitpunkte nach Einblasbeginn.

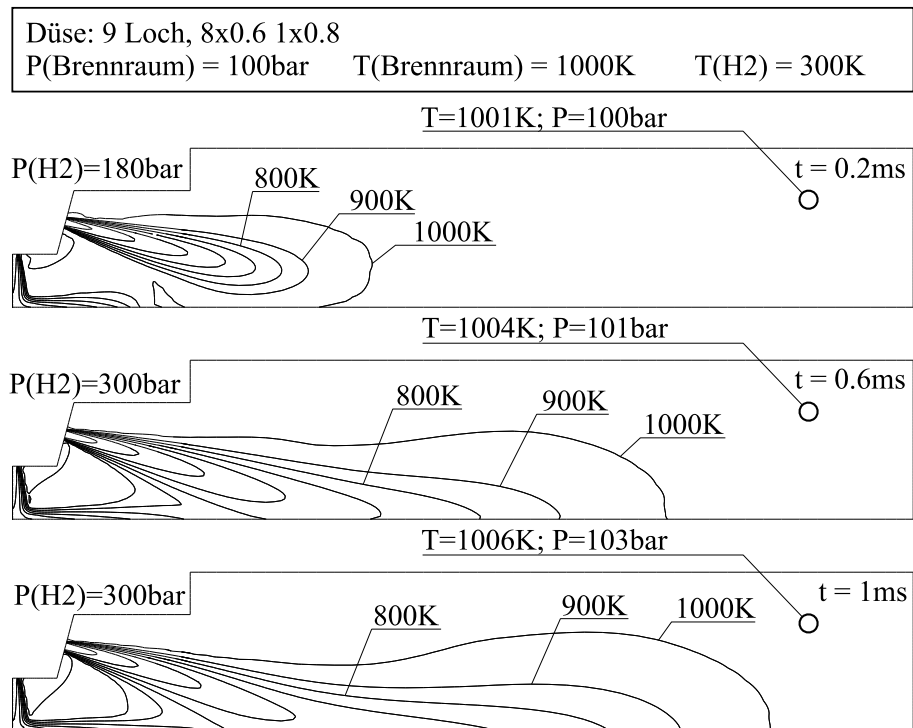


Abbildung 5.20: Kombidüse: (8+1)-Loch. Verteilung der Temperatur im Brennraum für drei Zeitpunkte nach Einblasbeginn.

In Abbildung 5.19 ist die Verteilung der Wasserstoffkonzentration in Volumenprozent für drei verschiedene Zeitpunkte nach Einblasbeginn dargestellt. In dieser Konfiguration prallt der vertikale Einblasstrahl schon innerhalb von 0,2 ms auf den Kolbenboden und wird zur Seite abgelenkt. Die anderen Strahlen kommen kurze Zeit später mit dem Kolben in Berührung. Unter diesen Umständen ergibt sich damit innerhalb von weniger als 0,6 ms ein einziges zusammenhängendes Gebiet mit brennbarem Gemisch. Unter diesen Bedingungen kann sich deshalb eine Flamme in alle brennbaren Gebiete fortpflanzen.

In Abbildung 5.20 ist für die gleichen Zeitpunkte die zugehörige Temperaturschichtung dargestellt. Interessant ist hier, daß die Regionen mit hoher Wasserstoffkonzentration mit Gebieten sehr niedriger Temperaturen korrespondieren. Gebiete mit Temperaturen unterhalb von 800 K nehmen den gesamten Kern des Strahles ein.

5.3 Simulation der Chemie des Zündvorgangs

Für die Abschätzungen der Vorgänge im molekularen Maßstab wird hier ein vereinfachtes Modell verwendet, das nur die chemischen Reaktionen unabhängig vom Strömungsfeld und einer räumlichen Verteilung berücksichtigt. Mit Hilfe dieses Systems lassen sich zu erwartende Zündverzüge für vorgegebene thermodynamische Randbedingungen im Motor berechnen.

In Abbildung 5.21 ist eine Möglichkeit für die Definition des Zündverzugs dargestellt. Der Zündverzug ist hier definiert als der Wendepunkt der Tangente des Temperaturanstieges oder Druckanstieges.

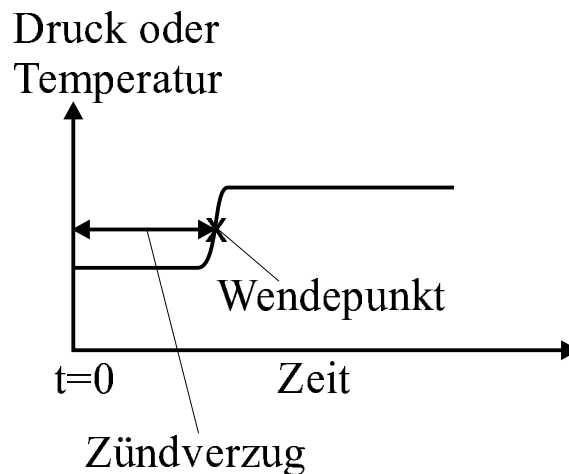


Abbildung 5.21: Eine mögliche Definition des Zündverzugs.

Die Ergebnisse der hier durchgeführten Berechnungen erlauben eine Beurteilung von globalen Randbedingungen wie Kompressionsendtemperatur, Kompressionsenddruck und Einblaszeitpunkt. Diese Werte hängen unmittelbar mit den Eigenschaften und dem Energiehaushalt des Motors zusammen. Ansaugtemperatur, Ladedruck, Kompressionsverhältnis und Wandwärmeverluste beeinflussen damit die genannten Faktoren.

Die Bestimmung des Zündverzugs von Wasserstoff-Luft-Gemischen erfolgte unter Verwendung eines Programms zur Berechnung der Reaktionskinetik. Das Programm HOMREA ("simulation of HOMogeneous zero-dimensional REAction systems") wurde an der Universität Stuttgart von Warnatz und Maas entwickelt [MaWa88]. Mit diesem Pro-

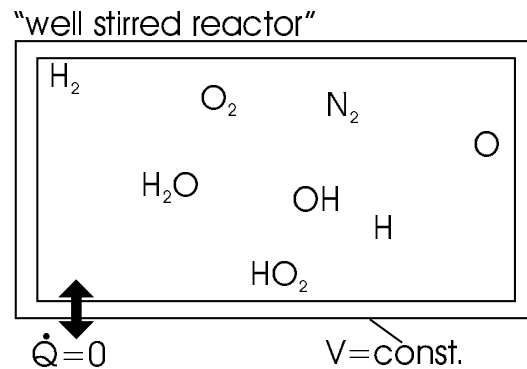


Abbildung 5.22: System zur Simulation der Wasserstoff-Luft-Reaktion bei konstantem Volumen.

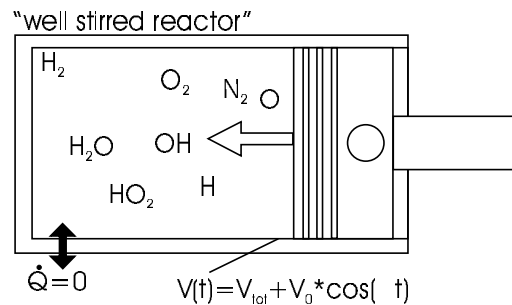


Abbildung 5.23: System zur Simulation der Wasserstoff-Luft-Reaktion bei zeitlich variierendem Volumen.

gramm kann man zeitabhängige homogene Systeme bei konstantem Druck, konstantem Volumen (vgl. Abbildung 5.22), konstanter Temperatur und konstanter Enthalpie lösen. Außerdem ist es möglich, das System mit zeitabhängigen Werten von Druck, Volumen (vgl. Abbildung 5.23 oder Temperatur zu simulieren.

Der Zündverzug eines Kraftstoffes ist eine sehr wichtige Eigenschaft für die Erarbeitung eines möglichen und sinnvollen Brennverfahrens. Dieser Zündverzug beruht auf dem für Verbrennungsprozesse typischen Mechanismus der Radikalkettenreaktionen [WaMa93]. Tabelle 5.2 enthält alle im Programm HOMREA berücksichtigten Elementarreaktionen des Wasserstoff-Luft-Systems. Mit Ausnahme von Reaktionsschritt R. 27 lassen sich alle Reaktionen paarweise als Vorwärts- und Rückwärtsreaktionen gruppieren. R. 2 beschreibt z.B. die Rückwärtsreaktion von R. 1.

Tabelle 5.2: Reaktionsmechanismus und Reaktionskonstanten für die Verbrennung von Wasserstoff mit Luft [WaMa93].

	Reaktion	$A_i [\text{mol}/\text{cm}^3\text{s}]$	$b[1]$	$E_i^a [\text{kJ}/\text{mol}]$
1.	$\text{O}_2 + \text{H} \Rightarrow \text{OH} + \text{O}$	2.00×10^{14}	0.00	70.30
2.	$\text{OH} + \text{O} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	1.46×10^{13}	0.00	2.08
3.	$\text{H}_2 + \text{O} \Rightarrow \text{OH} + \text{H}$	5.06×10^4	2.67	26.30
4.	$\text{OH} + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{O}$	2.24×10^4	2.67	18.40
5.	$\text{H}_2 + \text{OH} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	1.00×10^8	1.60	13.80
6.	$\text{H}_2\text{O} + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{OH}$	4.45×10^8	1.60	77.13
7.	$\text{OH} + \text{OH} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	1.50×10^9	1.14	0.42
8.	$\text{H}_2\text{O} + \text{O} \Rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	1.51×10^{10}	1.14	71.64
9.	$\text{H} + \text{H} + \text{M} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$	1.80×10^{18}	-1.00	0.00
10.	$\text{H}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{M}$	6.99×10^{18}	-1.00	436.08
11.	$\text{H} + \text{OH} + \text{M} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.20×10^{22}	-2.00	0.00
12.	$\text{H}_2\text{O} + \text{M} \Rightarrow \text{H} + \text{OH} + \text{M}$	3.80×10^{23}	-2.00	499.41
13.	$\text{O} + \text{O} + \text{M} \Rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$	2.90×10^{17}	-1.00	0.00
14.	$\text{O}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{M}$	6.81×10^{18}	-1.00	496.41
15.	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{M}$	2.30×10^{18}	-0.80	0.00
16.	$\text{HO}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{H} + \text{O}_2 + \text{M}$	3.26×10^{18}	-0.80	195.88
17.	$\text{HO}_2 + \text{H} \Rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	1.50×10^{14}	0.00	4.20
18.	$\text{OH} + \text{OH} \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}$	1.33×10^{13}	0.00	168.30
19.	$\text{HO}_2 + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	2.50×10^{13}	0.00	2.90
20.	$\text{H}_2 + \text{O}_2 \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}$	6.84×10^{13}	0.00	243.10
21.	$\text{HO}_2 + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	3.00×10^{13}	0.00	7.20
22.	$\text{H}_2\text{O} + \text{O} \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}$	2.67×10^{13}	0.00	242.52
23.	$\text{HO}_2 + \text{O} \Rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	1.80×10^{13}	0.00	-1.70
24.	$\text{OH} + \text{O}_2 \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{O}$	2.18×10^{13}	0.00	230.61
25.	$\text{HO}_2 + \text{OH} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	6.00×10^{13}	0.00	0.00
26.	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2 \Rightarrow \text{HO}_2 + \text{OH}$	7.31×10^{14}	0.00	303.53
27.	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \Rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	2.50×10^{11}	0.00	-5.20
28.	$\text{OH} + \text{OH} + \text{M} \Rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{M}$	3.25×10^{22}	-2.00	0.00
29.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{M} \Rightarrow \text{OH} + \text{OH} + \text{M}$	2.10×10^{24}	-2.00	206.80
30.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{HO}_2$	1.70×10^{12}	0.00	15.70
31.	$\text{H}_2 + \text{HO}_2 \Rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}$	1.15×10^{12}	0.00	80.88
32.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	1.00×10^{13}	0.00	15.00
33.	$\text{H}_2\text{O} + \text{OH} \Rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}$	2.67×10^{12}	0.00	307.51
34.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O} \Rightarrow \text{OH} + \text{HO}_2$	2.80×10^{13}	0.00	26.80
35.	$\text{OH} + \text{HO}_2 \Rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}$	8.40×10^{12}	0.00	84.09
36.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH} \Rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	5.40×10^{12}	0.00	4.20
37.	$\text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2 \Rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH}$	1.63×10^{13}	0.00	132.71

Im Reaktionsmechanismus existieren vier Gruppen von Elementarreaktionen:

1. Ketteneinleitungsschritte: Bildung von Radikalen aus stabilen Molekülen (z.B. R. 20).
2. Kettenfortpflanzungsschritte: Reaktion von Radikalen mit stabilen Spezies unter Bildung anderer Radikale (z.B. R. 5).
3. Kettenverzweigungsschritte: Bildung zweier neuer Radikale aus der Reaktion eines Radikals mit stabilen Molekülen (z.B. R. 1).
4. Kettenabbruchschritte: Radikale reagieren zu stabilen Molekülen (z.B. R. 19).

Die Elementarreaktionen aus den Gleichungen 1, 15, und 19 beeinflussen den Zündverzug maßgeblich. Die Kettenverzweigungsreaktion aus R. 1 ist der limitierende Prozeß für die gesamte Reaktionsrate bei Temperaturen um 900 K und bei sehr hohen Temperaturen (über 1500 K). Die Kettenabbruchreaktion aus R. 19 und die Kettenfortpflanzungsreaktion aus Gl. 15 reduzieren die Anzahl der stark reaktiven Wasserstoffradikale. Bei Temperaturen um 1100 K konkurrieren diese drei Prozesse und bestimmen den Zündverzug [MaWa88]. Die Reaktionsrate jeder dieser Elementarreaktionen wird durch einen Geschwindigkeitskoeffizienten k_i beschrieben. Es gilt für die Bildungsrate des OH-Radikals in R. 1.:

$$\frac{d[OH]}{dt} = k_1[H][O_2] \quad (5.4)$$

- $d[OH]/dt$: Bildungsrate des OH-Radikals
 $[O_2]$: Konzentration des Sauerstoffmoleküls
 $[H]$: Konzentration des Wasserstoffradikals
 k_1 : Geschwindigkeitskoeffizient der Gl. 1

Die *Arrhenius*-Gleichung definiert den Geschwindigkeitskoeffizienten der chemischen Reaktion:

$$k_i = A_i \exp\left(-\frac{E_i^a}{RT}\right) \quad (5.5)$$

- k_i : Geschwindigkeitskoeffizient der Reaktion i
 A_i : Präexponentieller Faktor, Stoßzahl bei bimolekularen Reaktionen
 E_i^a : Aktivierungsenergie der Reaktion i
 R : allgemeine Gaskonstante
 T : absolute Temperatur

Für einige Reaktionen ist der präexponentielle Faktor temperaturabhängig. Es gilt:

$$k_i = A_i T^b \exp\left(-\frac{E_i^a}{RT}\right) \quad (5.6)$$

Das Programm HOMREA löst das daraus entstehende Gleichungssystem. Aus dem zeitlichen Verlauf der Lösung des Gleichungssystems läßt sich der Zündverzug bestimmen. In der Literatur existieren verschiedene Definitionen des Zündverzugs. In dem hier verwendeten Programm wird der Zündverzug aus dem zeitlichen Verlauf der OH-Konzentration bestimmt. Nach dem Auftragen der OH-Konzentration über der Zeit, ergibt sich der Zündverzug aus dem Schnittpunkt der Wendetangente der Kurve der OH-Konzentration mit der Zeit-Achse. Die hier verwendete Definition stimmt unter den hier analysierten Bedingungen in ausreichender Genauigkeit mit der oben beschriebenen Definition (vgl. Abbildung 5.21) überein. Die Zündverzüge werden in Abhängigkeit für die vorgegebenen Werte von Druck, Temperatur und Wasserstoffkonzentration bestimmt. Bei den Berechnungen wurde ein konstantes Volumen, ein Anfangsdruck (=Kompressionsenddruck), und eine Anfangstemperatur (=Kompressionsendtemperatur) vorgegeben.

Zündverzug homogener Gemische

In Abbildung 5.24 ist der typische Verlauf des Zündverzugs in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Konzentrationen dargestellt. Der Anfangsdruck in der Kammer beträgt 100 bar. Der Zündverzug sinkt erheblich im Bereich zwischen 850 und 950 K und erreicht Werte unter 10 ms. Für eine Konzentration von 10% ist unterhalb von 900 K eine Zündung zwar möglich, der Zündverzug ist jedoch für einen motorischen Betrieb zu groß. Die Mischung mit 10% wird sich später als eine für die Zündung günstige Kombination bei der Vermischung von heißer Luft und kaltem Wasserstoff herausstellen.

Abbildung 5.25 zeigt den Einfluß des Druckes auf den Zündverzug bei dieser Konzentration. Der Einfluß des Druckes ist im Vergleich zur Temperatur weniger stark ausgeprägt. Bei 900 K läßt sich jedoch durch eine Verdopplung des Druckes der Zündverzug um 50% von 6 ms auf 3 ms reduzieren.

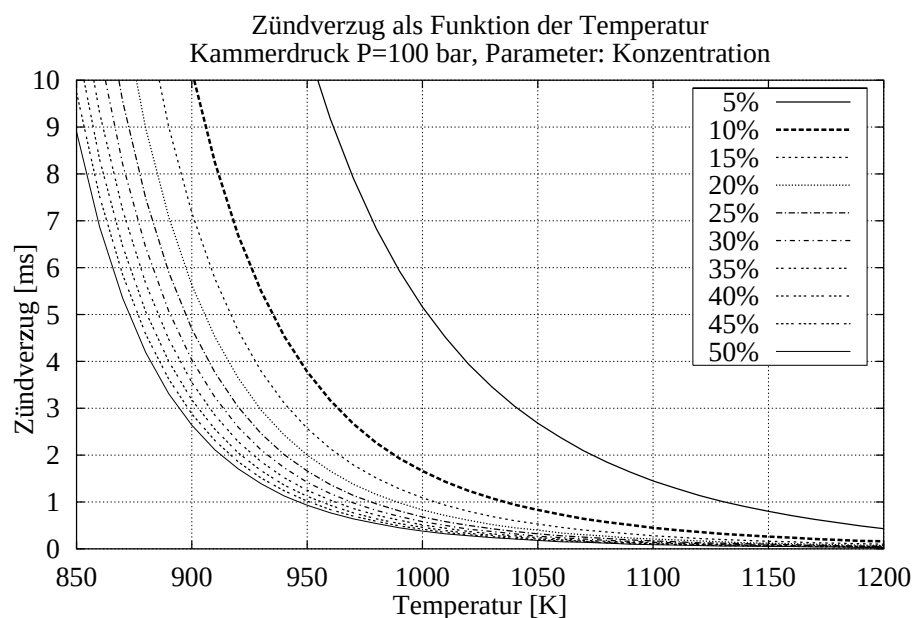


Abbildung 5.24: Zündverzug eines homogenen Gemisches in Abhängigkeit von Temperatur und Konzentration. Der Zündverzug besitzt infolge des exponentiellen Zusammenhanges der Reaktionsrate des Arrheniusgesetzes eine starke Abhängigkeit von der Temperatur. Oberhalb von 1050 K ist für Konzentrationen über 10% der Zündverzug kleiner als 1 ms.

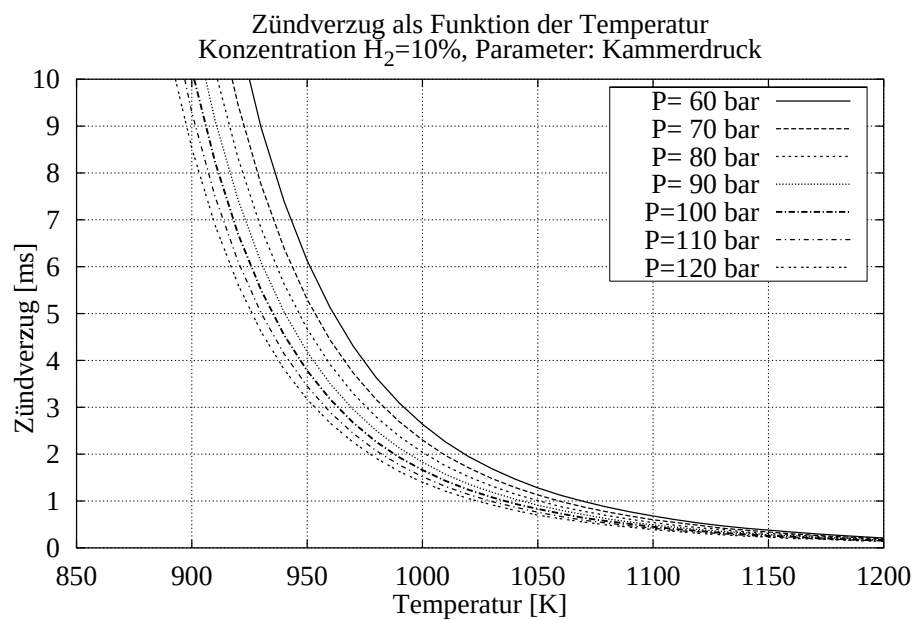


Abbildung 5.25: Zündverzug in Abhängigkeit von Temperatur und Druck bei einer Wasserstoffkonzentration von 10%. Der Einfluß des Druckes wirkt sich besonders bei niedrigen Temperaturen aus. Bei Temperaturen über 1070 K liegen alle Zündverzögerungen unter 1 ms.

Zündverzug bei innerer Gemischbildung

Im Falle der Direkteinblasung nahe dem oberen Totpunkt ist zu berücksichtigen, daß der eingeblasene Wasserstoff die Temperatur in den Mischungsgebieten senkt und nicht mehr die ursprüngliche hohe Lufttemperatur herrscht. In diesem Abschnitt wird deshalb eine Temperatur des Wasserstoff-Luft-Gemisches für die Berechnungen verwendet. Anhand einer Energiebilanz des Mischungsvorganges wird in Abhängigkeit der Konzentration des Wasserstoffs, der Wasserstoff- und der Lufttemperatur eine Mischtemperatur T_{mix} unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Wärmekapazitäten bestimmt:

$$c_{v,H_2}(T_{H_2}) \cdot n_{H_2} \cdot T_{H_2} + c_{v,Luft}(T_{Luft}) \cdot n_{Luft} \cdot T_{Luft} = \quad (5.7) \\ [c_{v,H_2}(T_{mix}) \cdot n_{H_2} + c_{v,Luft}(T_{mix}) \cdot n_{Luft}] \cdot T_{mix}$$

Mit Hilfe dieser Mischtemperatur, des vorgegebenen Kompressionsenddruckes und der Konzentration ergibt sich nach Berechnung der Reaktionskinetik ein zugehöriger Zündverzug.

In den folgenden Abschnitten wird analysiert, wie empfindlich sich die Veränderung einzelner Motorparameter auf den Zündverzug auswirkt. Folgende Einflußgrößen werden dabei berücksichtigt:

1. Kompressionsendtemperatur
2. Kompressionsenddruck
3. Ladetemperatur
4. Einblaszeitpunkt
5. Motordrehzahl

Kompressionsendtemperatur Wie in Abschnitt 5.1 dargestellt, besitzt der eingeblasene Wasserstoff eine erheblich tiefere Temperatur als die heiße Luft im Brennraum. Beim Mischungsvorgang stellt sich entlang einer Mischkurve eine lokale Temperatur ein. Für hohe Wasserstoffkonzentrationen ist die Mischungstemperatur sehr niedrig,

während für hohe Temperaturen nur eine sehr kleine Wasserstoffkonzentration vorliegt. In beiden Fällen wird keine Zündung erfolgen, da entweder die Zündtemperatur nicht erreicht wird oder ein nicht zündfähiges Gemisch vorliegt.

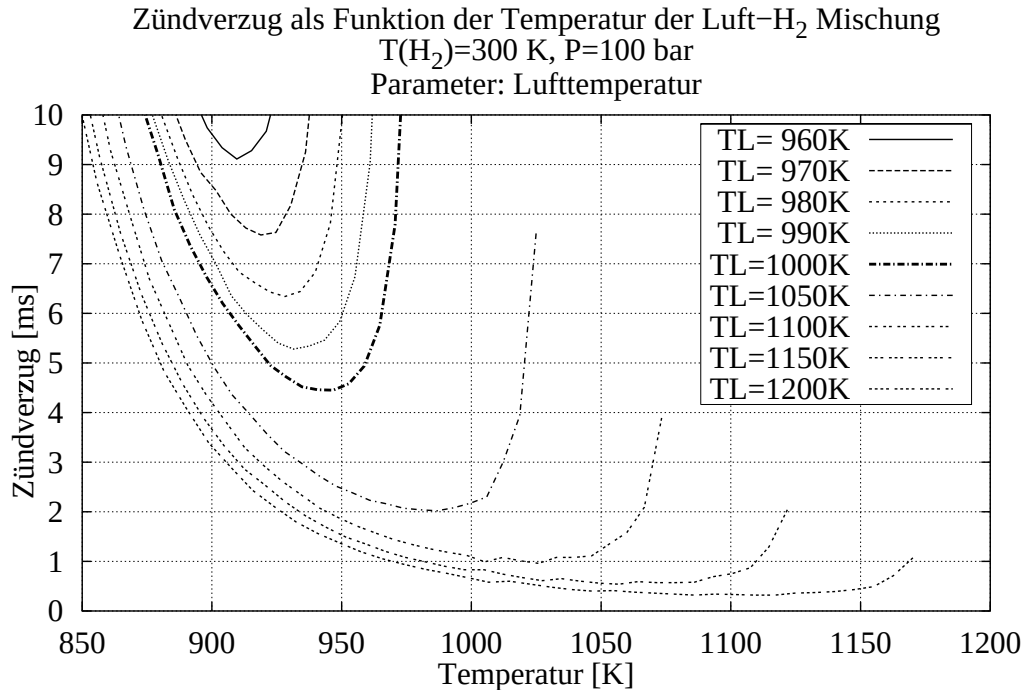


Abbildung 5.26: Zündverzug nach Direkteinblasung in Abhängigkeit der lokalen Temperatur. Brennraumtemperaturen unter 1000 K führen zu Zündverzügen über 5 ms. Ab einer Brennraumtemperatur von 1100 K liegen die minimalen Zündverzüge unter 1 ms.

In Abbildung 5.26 ist der Zündverzug über der lokalen Temperatur für die Mischungskurven bei einem Kompressionsenddruck von 100 bar dargestellt. In Abbildung 5.27 sind die Zündverzüge in Abhängigkeit der lokalen Konzentration aufgetragen. In beiden Abbildungen ist der Parameter für die verschiedenen Kurven die Lufttemperatur. Die Temperatur des Wasserstoffes beträgt 300 K.

Aus beiden Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß für alle Kompressionsendtemperaturen ein Minimum des Zündverzugs existiert. Bei sehr niedrigen Lufttemperaturen ist dieses Minimum auf einen sehr kleinen Konzentrationsbereich von etwa 9 bis 10 Volumenprozent des Wasserstoffs beschränkt. Der Zündverzug beträgt hier für $T_{Luft} = 1000\text{ K}$ etwa 4,5 ms. Daraus läßt sich schließen, daß nur in

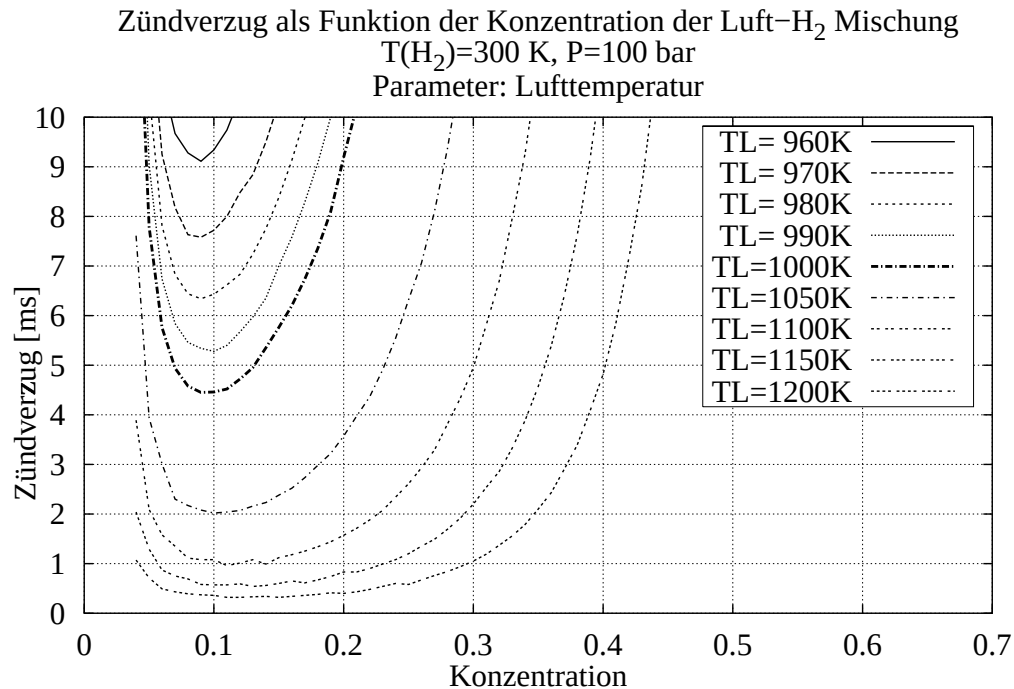


Abbildung 5.27: Zündverzug nach Direkteinblasung in Abhängigkeit von der lokalen Konzentration. Ausgeprägtes Minimum bei einer Wasserstoffkonzentration von 10%. Höhere Brennraumtemperaturen verbreitern das Minimum über weitere Bereiche der Konzentration.

einer sehr dünnen Hülle um den eingeblasenen Wasserstoffstrahl gute Zündbedingungen herrschen.

Bei höheren Lufttemperaturen ist das Minimum des Zündverzugs breiter ausgeprägt und wandert zu größeren Wasserstoffkonzentrationen und Temperaturen. Das bedeutet, daß für diese Randbedingungen größere Gebiete (8-25%) mit Zündverzügen kleiner als 1 ms vorhanden sind. Für eine Lufttemperatur von $T_{Luft} = 1200\text{ K}$ liegt das Minimum des Zündverzugs in einer Größenordnung von etwa 0,5 ms.

Die hier berechneten Zündverzüge stehen mit den von Siebers [NaSi96] ermittelten Werten aus Bombenversuchen im Einklang. Siebers gibt für eine Temperatur von 1200 K einen Zündverzug von 0,5 ms an.

Kompressionsenddruck In Abbildung 5.28 ist die Abhängigkeit des Zündverzugs vom Kompressionsenddruck für eine Lufttemperatur von 1000 K dargestellt. Bei ca. 10% Wasserstoffkonzentration ist das

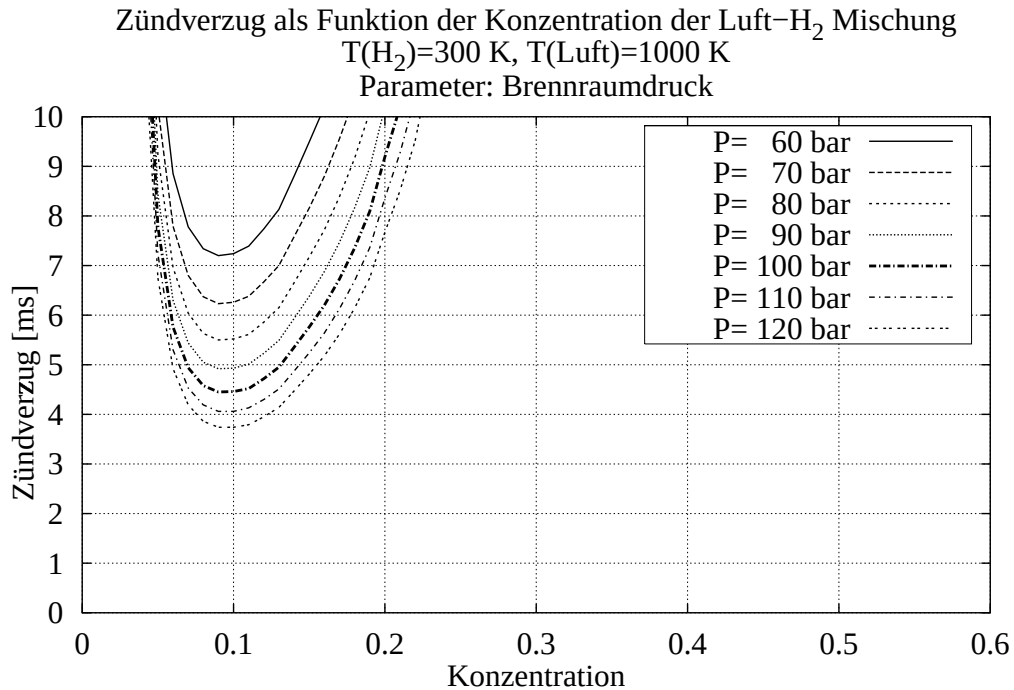


Abbildung 5.28: Zündverzug nach Direkteinblasung bei einer Brennraumtemperatur von 1000 K. Das Minimum bei einer Konzentration des Wasserstoffs von 10% ändert bei einer Erhöhung des Druckes seine Form nicht. Bei einer Verdoppelung des Druckes von 60 auf 120 bar sinkt der minimale Zündverzug auf 3,8 ms.

sehr schmal ausgeprägte Minimum des Zündverzugs zu sehen. Der kleinste Wert liegt mit etwa 4 ms bei einem Druck von 100 bar deutlich höher als ein typischer Wert für den Dieselmotorkraftstoff. Im Dieselmotor treten Zündverzüge von 1 ms bereits bei kleineren Temperaturen um 700 K und Drücken um 60 bar auf. Ein höherer Kompressionsenddruck führt zu einer Verkürzung des Zündverzugs von 7,5 ms bei 60 bar auf 3,8 ms bei 120 bar.

Für die Anwendung im Motor ergibt sich daraus, daß für niedrige Lasten, die in der Regel mit niedrigen Ladedrücken verbunden sind, eine Anhebung der Ladetemperatur erforderlich ist, um gleiche Zündverzüge zu erreichen. Versuche von Wiebicke an einem Einzylindermotor [Wi98] bestätigen, daß der Motor im Vollastbetrieb und im

Teillastbetrieb mit Vorheizung der Ladeluft bessere Laufeigenschaften als im Teillastbereich ohne Ladeluftvorheizung aufweist.

Ladetemperatur Wie aus den vorhergehenden Abschnitten ersichtlich ist, muß besonders beim Wasserstoffmotor eine hohe Kompressionsendtemperatur erreicht werden, um Selbstzündung in kurzen Zeitspannen zu erreichen. In diesem Abschnitt wird nun der Einfluß der Ladetemperatur auf das Zündverhalten untersucht. Bei den Berechnungen wird ausgehend von einem Anfangszeitpunkt, dem Einblasbeginn, ein zeitabhängiger Volumenverlauf (vgl. Abbildung 5.23) entsprechend einer Motordrehzahl vorgegeben. Das Gasgemisch wird zunächst adiabatisch bis zum oberen Totpunkt (OT) komprimiert und danach wieder expandiert. Als Motorparameter werden hier der Einblaszeitpunkt mit 10°KWvOT^4 , eine Drehzahl von 900 U/min^5 ,

⁴ 10°KWvOT : 10 Grad Kurbelwellenwinkel vor dem oberen Totpunkt.

⁵ 1°KW entspricht bei 900 U/min ca. $0,2\text{ ms}$.

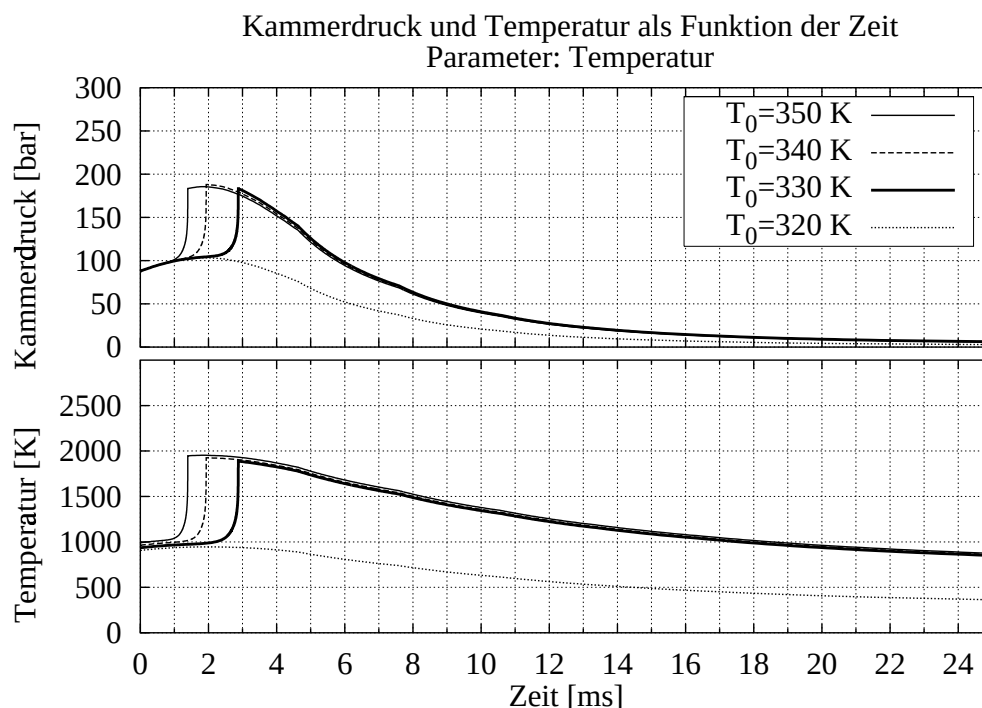


Abbildung 5.29: Einfluß der Ladetemperatur auf den Druck- und Temperaturverlauf bei Selbstzündung. Wasserstoffkonzentration $C(\text{H}_2) = 10\%$, Ladedruck $p_L = 2\text{ bar}$, Einblasbeginn $t_i = 10^\circ\text{KWvOT}$. Selbstzündung tritt für Lufttemperaturen $T_L \geq 330\text{ K}$ auf.

ein Ladedruck von 2 bar und ein Kompressionsverhältnis von 17,5 gewählt. Falls Druck und Temperatur ausreichen, um Selbstzündung zu erzielen, ist ein deutlicher Temperatur und Druckanstieg in den Diagrammen zu erkennen.

In Abbildung 5.29 sind Druck- und Temperaturverlauf mit der Ladetemperatur als Variationsparameter dargestellt. Es ist klar zu erkennen, daß erst ab einer Ladetemperatur von 330 K Selbstzündung auftritt. Mit steigender Temperatur wandert der Zündsprung in Richtung Einblasbeginn. Dieses Verhalten kann sich im Motor als problematisch erweisen, wenn geringe Schwankungen in der Ladelufttemperatur, z. B. aufgrund äußerer Bedingungen, zu Fehlzündungen führen.

Einblaszeitpunkt Im folgenden Abschnitt wird der Einblaszeitpunkt zwischen 14°KWvOT bis 0°KWvOT variiert und das davon

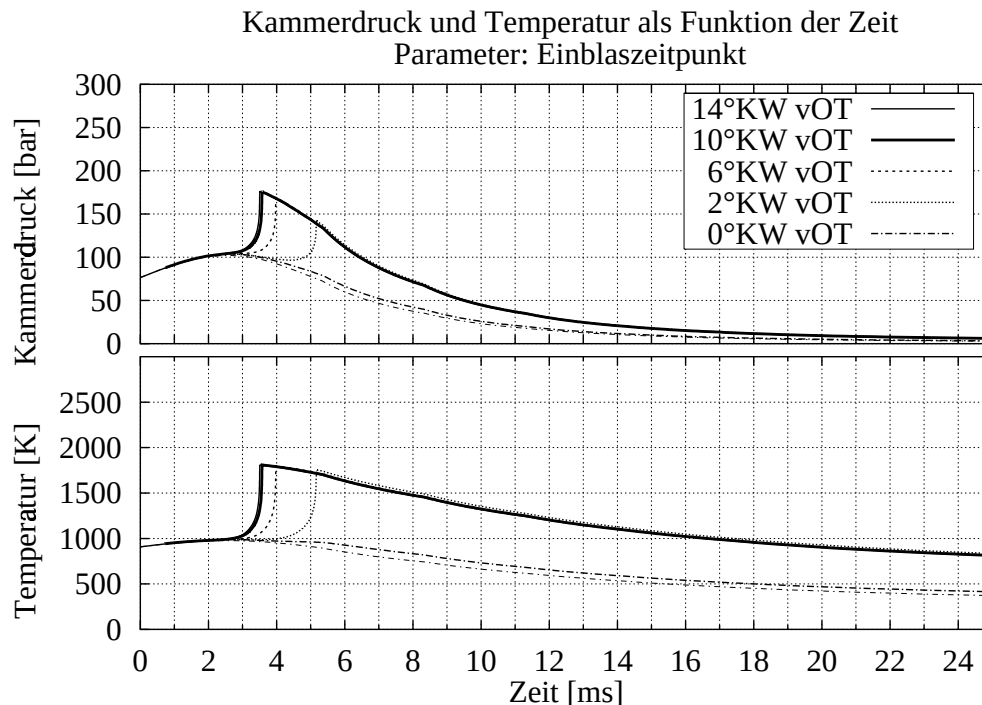


Abbildung 5.30: Druck- und Temperaturverlauf bei Selbstzündung und einer Variation des Einblaszeitpunktes. $C(H_2) = 10\%$, Ladetemperatur $T_L = 330$ K, Ladedruck $p_L = 2$ bar. Die Einblasung bei OT führt zu keiner Zündung. Eine frühere Einblasung als 10°KWvOT hat keinen Einfluß mehr auf den Zündzeitpunkt.

abhängende Zündverhalten untersucht. Mit einer Ladetemperatur von 330 K und sonst gleichen Bedingungen wie oben ergeben sich die in Abbildung 5.30 dargestellten Resultate.

Für Werte von 14°KWvOT bis 6°KWvOT zündet der Wasserstoff mit einem deutlichen Temperatur- und Druckanstieg. Spätere Einblaszeitpunkte führen nicht mehr zu einer Zündung. Für Einblaszeitpunkte vor 10°KWvOT sind keine Unterschiede mehr sichtbar, da zum Beginn der Einblasung noch keine ausreichenden Temperaturen vorliegen, um chemische Reaktionen auszulösen. Damit ergibt sich für diese Bedingungen ein aus chemischer Sicht frühester, sinnvoller Einblaszeitpunkt. Das ist besonders interessant im Hinblick auf eine Voreinblasung, wie in Kapitel 4.2 noch gezeigt wird.

Motordrehzahl Im allgemeinen besitzen Dieselmotoren niedrigere maximale Drehzahlen als Ottomotoren. Der Grund dafür ist u.a. die Zeit, die zur Gemischbildung und zur Selbstzündung notwendig ist. Diese Tatsache gilt besonders für Wasserstoff-Dieselmotoren. Aus den vorhergehenden Abschnitten kann gefolgert werden, daß der Wasserstoff unter Kompressionsendtemperaturen von 1100 K einen Zündverzug von mehr als 1 ms besitzt. Mit Temperatur- und Druckbedingungen, die im Motor herrschen, ist der maximal sinnvolle Drehzahlbereich des Motors eingeschränkt. Abbildung 5.31 zeigt das Auftreten der Zündung in Abhängigkeit von der Drehzahl des Motors. Ladetemperatur, Ladedruck und Einblaszeitpunkt entsprechen den Werten aus obigen Rechnungen ($T_L = 323\text{ K}$, $p_L = 2\text{ bar}$, 10°KWvOT). Bei niedrigen Drehzahlen, mit typischen Werten für mittelschnell laufende Großdieselmotoren von 400 U/min, erfolgt die Zündung direkt im OT. Dagegen tritt bei einer Drehzahl von 900 U/min keine Zündung mehr auf, da dann die Zündverzugszeiten zu lang werden. Das bedeutet, je höher die Drehzahl des Motors liegt, desto höher müssen die Kompressionsendtemperaturen und -drücke liegen, um einen stabilen Lauf des Motors zu gewährleisten. Eine frühere Einblasung hilft nur bedingt, wie es im vorhergehenden Abschnitt erläutert ist.

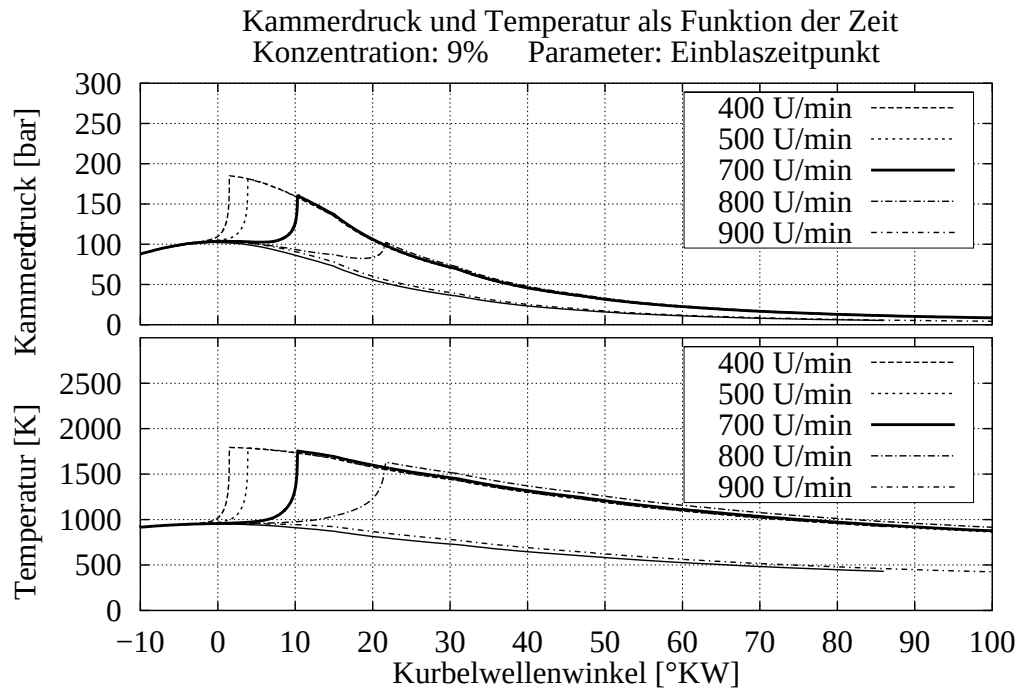


Abbildung 5.31: Druck- und Temperaturverlauf bei Selbstzündung. Variation der Drehzahl. Randbedingungen: $C(H_2) = 9\%$, Ladetemperatur $T_L = 323\text{ K}$, Ladedruck $p_L = 2\text{ bar}$. Hohe Drehzahlen führen wegen der langen Zündverzüge zu keiner Zündung. Niedrige Drehzahlen verbessern die Zündeigenschaften. Die durchgezogene untere Linie stellt den reinen Kompressionsverlauf dar.

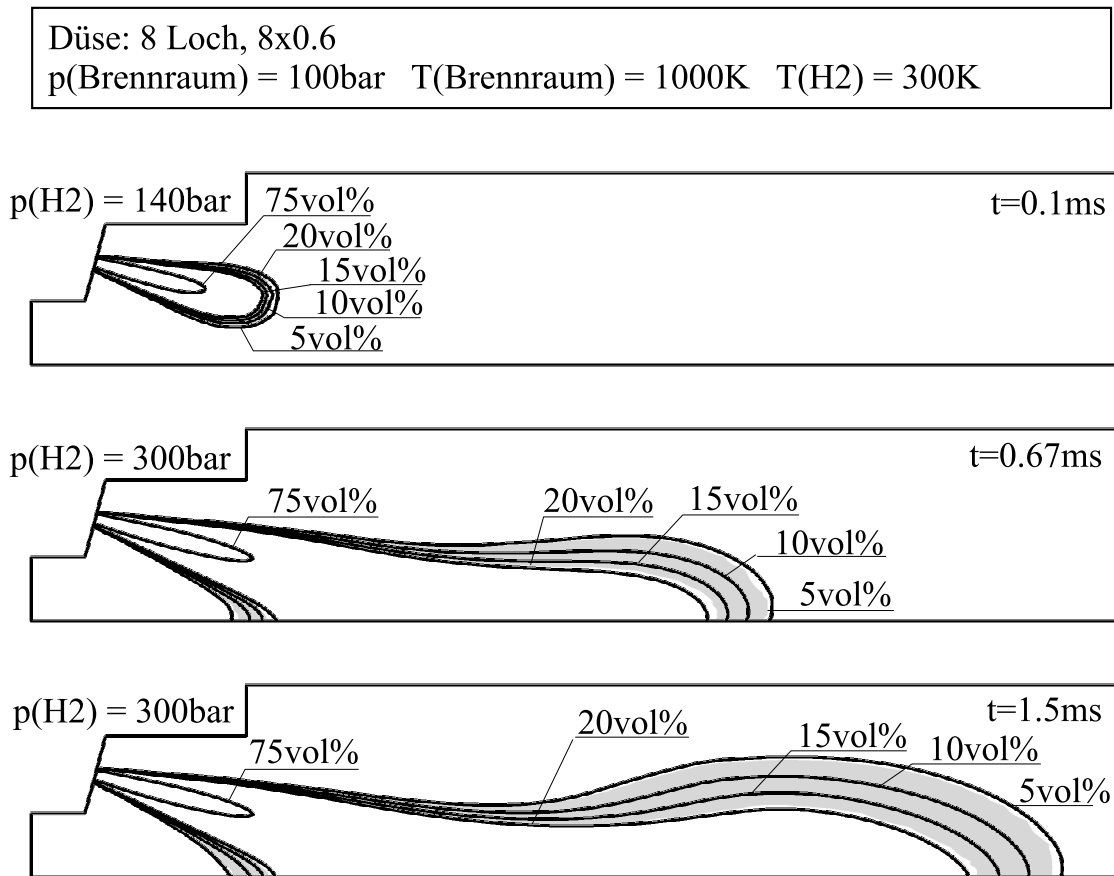


Abbildung 5.32: 8-Lochdüse. Die Lage der Gebiete mit minimalem Zündverzögerung ist dunkel schraffiert. Die Berechnung des Zündverzögerung erfolgt aus lokaler Konzentration und Temperatur mit detaillierter Chemie aus Kapitel 5.3.

5.4 Bestimmung der Zündbedingungen

Die strömungsmechanischen Simulationen liefern, wie in Abschnitt 5.2 ausführlich beschrieben Konzentrations- und Temperaturfelder. Mit Hilfe der detaillierten Chemie lassen sich daraus unmittelbar die Zündverzögerungen einzelner Gebiete bestimmen und die Zonen mit der frühesten Zündung identifizieren. Jedes Kontrollvolumen besitzt eine Temperatur und eine definierte Volumenkonzentration des Wasserstoffs. Daraus lässt sich nun eine dreidimensionale Verteilung der auftretenden Zündverzögerungen bei der Auswertung (postprocessing) der skalaren Felder errechnen. Hierbei wird auf eine mit HOMREA erzeugte Tabelle zurückgegriffen, die Zündverzögerungen in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Konzentration des Wasserstoffs enthält.

In Abbildung 5.32 ist die räumliche Verteilung der Gebiete mit minimalem Zündverzug durch dunkel schraffierte Flächen hervorgehoben. Die Gebiete liegen in der Umgebung der 10%-Linie der Wasserstoffkonzentration. Diese Schicht ist in der Nähe der Düse dünn ausgeprägt und nimmt in der Spitze des Strahls, wo der Gradient der Konzentration flacher verläuft, die größten Volumenanteile ein. Deutlich zu erkennen ist, daß in der Nähe der Brennraumbegrenzungen, an denen die Strahlen abgelenkt werden (hier der Kolbenboden), ungünstige Zündbedingungen herrschen. In diesen Gebieten wird die Verteilung des Wasserstoffs durch den Aufprall des Strahls zwar homogenisiert, die Konzentration liegt jedoch im Bereich von 20% und damit die Temperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur.

Die Auswertung liefert auch als Summe über die Volumenelemente mit kurzem Zündverzug ein Merkmal für die zeitliche Entwicklung der Zündgebiete. Für die Selbstzündung bei der Direkteinblasung ist es notwendig, daß zu einem sehr frühen Zeitpunkt gute Zündbedingungen herrschen. Bei Düsen mit kleinen Bohrungen treten im Gegensatz zu Düsen mit großen Bohrungen zu Beginn der Einblasung größere Volumenanteile mit kurzen Zündverzügen auf.

In Abbildung 5.33 ist das Volumen der Gebiete mit Zündverzügen unter 10 ms, normiert auf die eingeblasene Wasserstoffmenge, aufgetragen. Nach 0,7 ms besitzt die Düse mit 0,4 mm Bohrungen mehr als das 1,5 fache der Anteile mit guten Zündbedingungen gegenüber der Düse mit 0,8 mm Bohrungen. Der Grund liegt in einem bei kleinen Bohrungen größeren Oberflächen/Volumen-Verhältnis der eingeblasenen Strahlen. Kleine Bohrungen haben zudem den Vorteil, daß nach einer Zündverzugszeit von z. B. 1 ms die Gebiete der Zündung, wegen der niedrigeren Eindringgeschwindigkeit im Zentrum des Brennraumes befinden. Düsen mit großen Bohrungen erzeugen diese Gebiete an den Brennraumwänden.

Bei allen Düsenkonfigurationen ist eine Abnahme des schnell zündenden Volumenanteils zwischen 0,5 ms und 1 ms zu sehen. Die Ursache liegt darin, daß in dieser Zeitspanne alle Strahlen die Kolbenoberfläche erreichen. Die freie Oberfläche der Strahlen, die zur Vermischung des Wasserstoffs mit der heißen Luft zur Verfügung steht, wird durch die

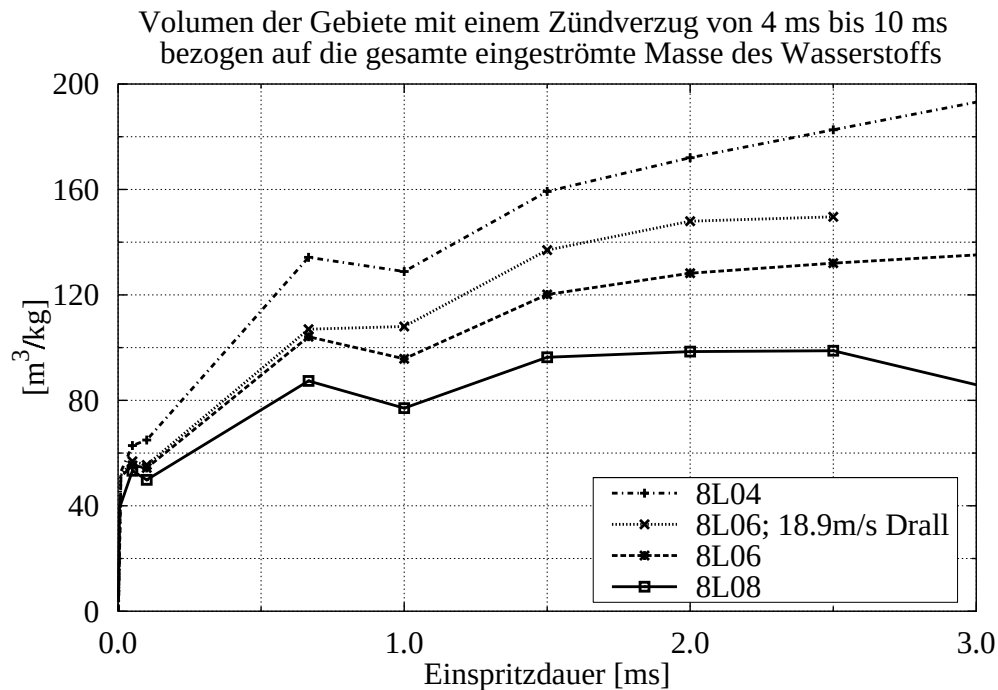


Abbildung 5.33: Anteil des schnellzündenden Volumens in Abhängigkeit vom Düsentyp und der Strömungsbedingungen im Brennraum. Bohrungsdurchmesser: 0,8 mm, 0,6 mm, 0,4 mm.

Nähe der Wand reduziert. Nach der Ablenkung nimmt diese Oberfläche und damit auch das Volumen mit Gebieten kurzer Zündverzüge weiter zu.

Im Vergleich zu Einblasbedingungen ohne Drall im Brennraum, führt eine vorhandene Luftzirkulation zu einer verbesserten Verteilung des Wasserstoffs, mit größeren Gebieten kurzen Zündverzugs. Der Verlauf der Volumenentwicklung der Zündgebiete ist ebenfalls in der Abbildung 5.33 zu sehen. Bis 0,7 ms weisen die beiden Einblasungen mit und ohne Drall noch gleiche Volumenanteile auf. Nach 0,7 ms jedoch erreicht der Wasserstoff die Zonen mit höheren Luftgeschwindigkeiten und wird besser durchmischt, was dann zu einer Vergrößerung der Gebiete kurzen Zündverzugs führt.

6 Neuentwicklung eines Wasserstoff-Einblassystems

Die Entwicklung des Wasserstoffmotors erfordert neben der Optimierung der innermotorischen Vorgänge auch eine Anpassung der Komponenten. Die Gemischbildung wird maßgeblich durch das Einblassystem bestimmt. Erfahrungen, die mit dem vorhandenen MAN-System gemacht wurden, zeigten Möglichkeiten der Verbesserung. In diesem Kapitel wird anhand der aus Experimenten gewonnenen Informationen ein neues Anforderungsprofil für einen Injektor erläutert. Der daraus entstandene Injektor ist zunächst auf den Versuchsbetrieb optimiert, das Konzept kann durch kleine Veränderungen, Vereinfachungen, auf den Motorbetrieb übertragen werden. In folgenden Kapiteln werden die Anforderungen an das System, das Konzept und die Eigenschaften des Gasinjektors eingegangen.

6.1 Anforderungen und Ziele

Bei der Entwicklung des Wasserstoffmotores zeigte sich am Versuchsmotor, daß für verbesserte Laufruhe des Motors ein Einblasbeginn von 10 bis 15°KWvOT sinnvoll ist, um die zyklischen Schwankungen zu reduzieren. Bei der Untersuchung der Düsengeometrien stellte sich heraus, daß Düsen mit vielen Löchern ein erheblich besseres Zündverhalten zeigen. Allerdings wurden unter diesen Umständen große Zündsprünge festgestellt, da eine größere Menge des Wasserstoffs im Brennraum während des Zündverzuges angesammelt wird. Ein angepaßtes Injektorsystem für den Wasserstoff müßte ein schnelles Zünden mit geringem Zündsprung ermöglichen und dennoch die Turbulenzerzeugung im Brennraum erlauben. Das bisher verwendete MAN-Ventil ist auf einen schnellen Öffnungsvorgang optimiert. Erfahrungen aus dem Bereich der Dieselmotorentechnik zeigen, daß mit einer intelligenten Formung des zeitlichen Verlaufs der Einspritzrate der Brennverlauf und die Schadstoffentwicklung verbessert werden können. Diese Brennverfahren verwenden einen sehr späten Spritzbeginn, um die Brennraumtemperaturen abzusinken.

Eine weitere Forderung des Versuchsbetriebes war das Ausschliessen einer Verunreinigung des Wasserstoffs durch Steuer- oder Sperröl. Ein mit dem Wasserstoff eingespritztes Öl führt zu einer Veränderung der beobachteten Zündvorgänge.

Eine Eignung des Systems über einen weiten Bereich des Wasserstoffversorgungsdruckes war ebenso erwünscht. Die folgende Liste enthält eine Zusammenstellung aller Anforderungen an das System:

1. Keine Verschmutzung des Wasserstoffs durch Steuer- oder Dichtöl.
2. Variable Gestaltung der Öffnungs- und Schließflanke.
3. Minimale Öffnungs- und Schließflanke vergleichbar mit dem MAN-System.
4. Eignung für Voreinspritzung.
5. Einspritzung sehr geringer Kraftstoffmengen.
6. Eignung für einen Wasserstoffvordruck von 60 bis 300 bar.
7. Übertragbarkeit des Konzeptes auf den Motor.
8. Optimierung auf den Versuchsbetrieb.

6.2 Konzept des Wasserstoff-Einblassystems

Es wurde eine detaillierte Studie über verschiedene Konzepte für die Ansteuerung des Systems durchgeführt [St97]. Schnellste Systeme lassen sich mit Piezo-Aktuatoren ausführen. Eine direkte Ansteuerung der Nadel ist mit Piezo-Systemen, die zur Zeit erhältlich sind, aufgrund ihrer Größe nicht geeignet. Auch magnetische Systeme, die die Nadel direkt betätigen sind wegen ihrer Baugröße und der hohen erforderlichen Leistung der elektrischen Ansteuerung nicht sinnvoll. Aus diesen Gründen besitzt das System wieder eine Betätigung mit einem hydraulischen Medium. Ein damit verbundener Vorteil ist, daß das vorhandene Ansteuerungskonzept mit einem schnellschaltenden Magnetventil weiter verwendet werden kann und keine Neuentwicklung notwendig ist.

Das neue System wurde im Gegensatz zu dem MAN-System einstu-

fig ausgelegt, so daß nur ein Versorgungskreis von maximal 300 bar vorhanden sein muß. Die Ansteuerung der Nadel über eine einstufige Ansteuerung erlaubt eine Reduzierung der Reaktionszeit des Systems um 50%.

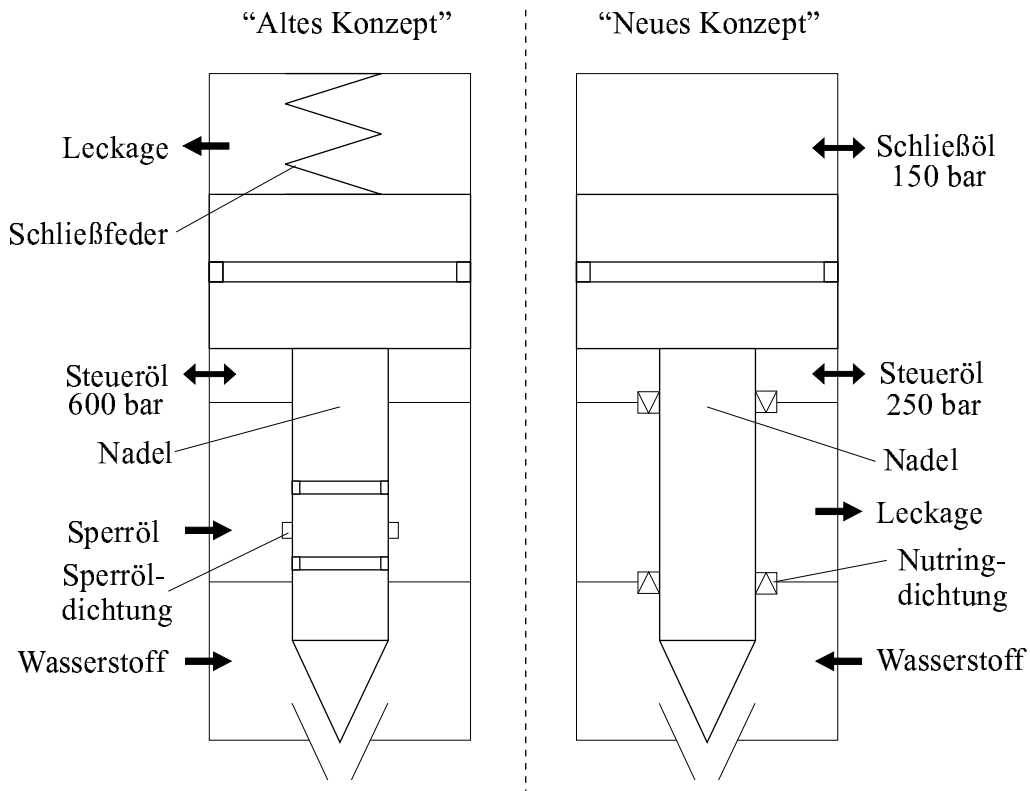


Abbildung 6.1: Vergleich des Funktionsprinzips des alten und neuen Wasserstoff-Injektors.

Bei dem Konzept des Versuchsinjektors wurde besonderer Wert auf eine saubere Trennung der Medien Wasserstoff und Steueröl gelegt, um den Einfluß einer Ölverunreinigung des Wasserstoffs auszuschließen. Die Abdichtung der Medien an der Nadel erfolgt deshalb mit Nutringdichtungen mit V-Profil. Die Dichtungen sind so ausgelegt, daß die Funktionalität für einen einjährigen Betrieb des Ventils mit $2,4 \times 10^8$ Lastzyklen gewährleistet sein sollte. Für den Motorbetrieb ist bei einem Verzicht auf diese Dichtungssysteme der Einsatz einer Sperröldichtung möglich. Die Verwendung einer Sperröldichtung vereinfacht zudem den Aufbau des Systems. In Abbildung 6.1 ist ein Vergleich der prinzipiellen Funktionsweise des alten und neuen Konzeptes dargestellt.

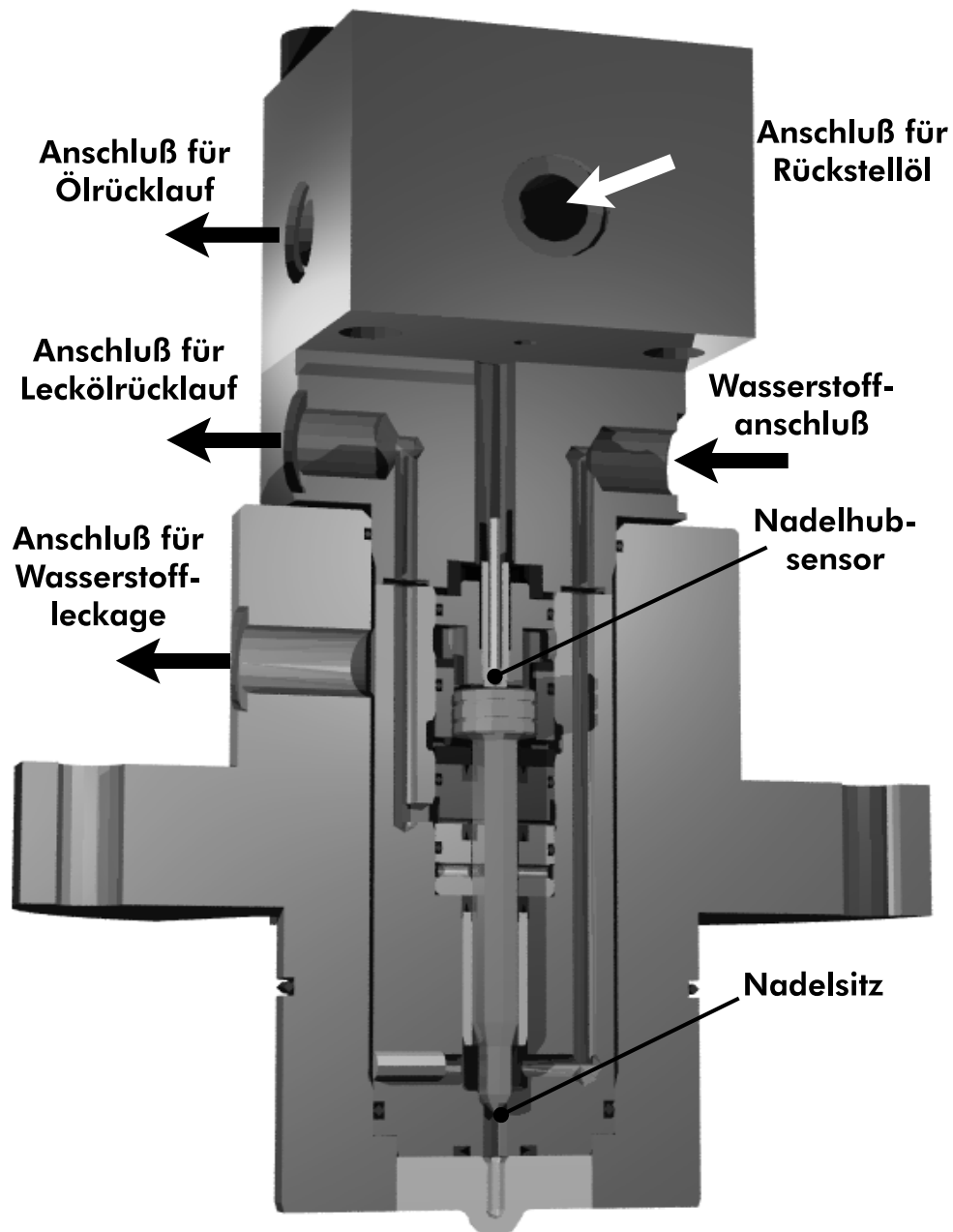


Abbildung 6.2: Wasserstoff-Injektor für einen Druckbereich 60 bis 300 bar. Die Dauer der Öffnungsflanke liegt zwischen 0,7 und 15 ms, die Dauer der Schließflanke beträgt 0,8 ms. Mit der vorhandenen Ansteuerelektronik ist eine Voreinblasung mit einem minimalen Abstand der beiden Nadelhübe von 5 ms möglich.

In Abbildung 6.2 ist ein Schnitt durch den neuen Injektor zu sehen. Die Betätigung der Nadel erfolgt sowohl beim Öffnen als auch beim Schließen durch eine vom Hydrauliköl ausgehende Kraft. Der Öldruck, der für das Schließen verantwortlich ist, liegt kontinuierlich an der Nadel an. Der Steueröldruck, der für das Öffnen der Nadel notwendig ist, wird durch ein schnell schaltendes Magnetventil ein- und ausgeschaltet. Die Geschwindigkeit der Nadel läßt sich wegen des großen Ölstromes durch eine geeignete Drosselung einstellen. Dadurch lassen sich Öffnungsflanken zwischen 0,7 ms und 15 ms beliebig einstellen.

In Abbildung 6.3 ist der Anschlußplan für die Versorgung des Ventils dargestellt.

Durch die einstufige hydraulische Ansteuerung der Nadel beträgt die Reaktionszeit der Nadel auf einen eingehendes Steuersignal 2,3 ms. Die minimale Pulsbreite des Steuersignals wird durch die Steuerelektronik zur Zeit auf 2 ms beschränkt. Daraus ergibt sich, wegen der Totzeiten im Ansteuerungssystem, ein minimaler Abstand der beiden Nadelhübe bei einer Voreinblasung von 5 ms.

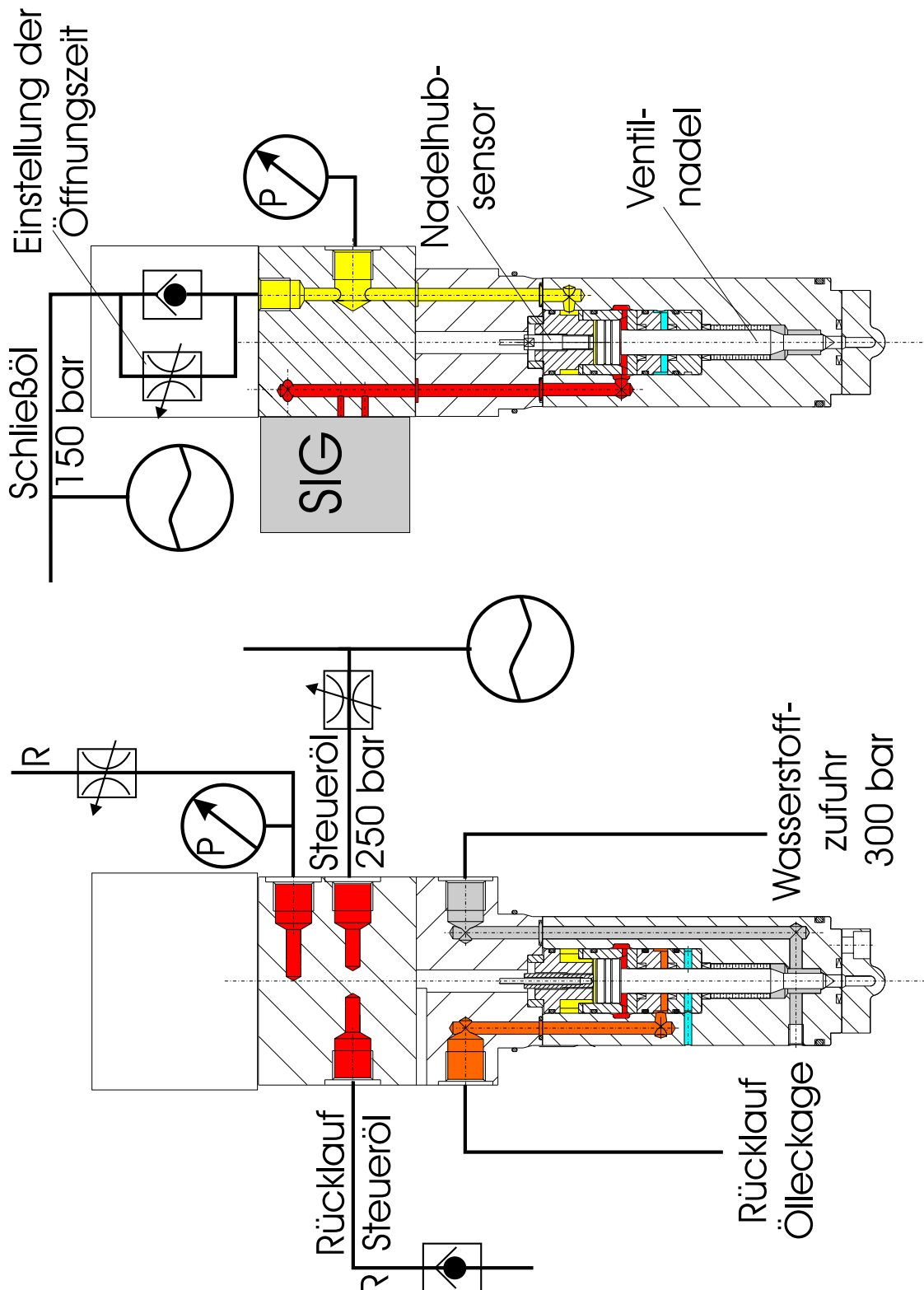


Abbildung 6.3: Anschlußplan für die Versorgung des Wasserstoff-Injektors. Drosseln und Rückschlagventile in den Zu- und Rückleitungen erlauben eine Einstellung der Flanken des Öffnungs- und Schließvorganges.

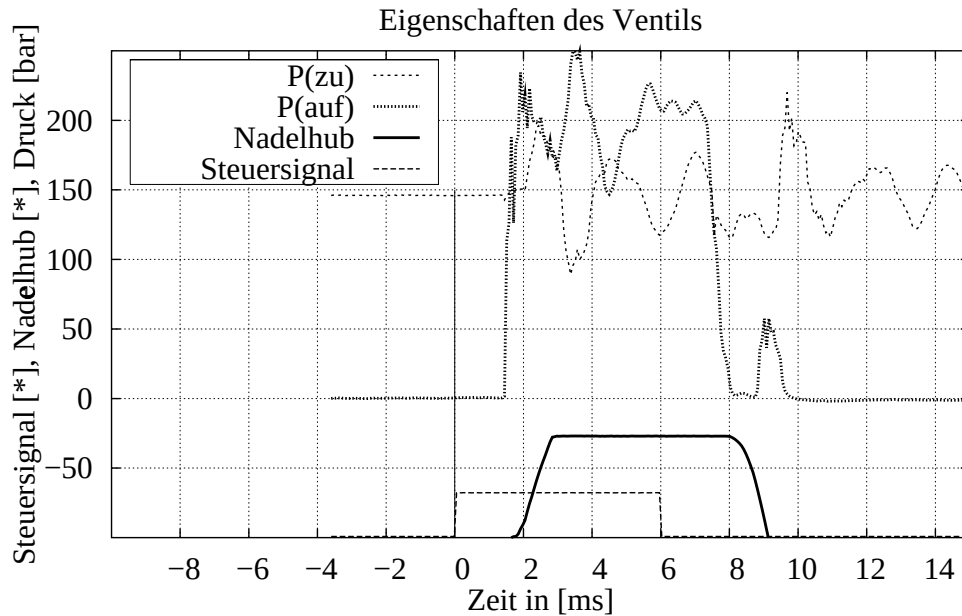


Abbildung 6.4: Verlauf der Steuergrößen und des Nadelhubes bei einem Einblaszyklus.

6.3 Dynamik und Regelbarkeit

In Abbildung 6.4 ist der zeitliche Verlauf der Steuersignale, der Steuerdrücke und des resultierenden Nadelhubes für einen Einblaszyklus dargestellt. In dieser Konfiguration betragen die Öffnungs- bzw. Schließzeit 1 ms. Die Reaktionszeit der Nadel hängt hier nur von der Schaltzeit des elektrisch betätigten Magnetventils ab. Die Nadel reagiert sofort auf den Druckanstieg des Steueröldruckes. Es ist ebenfalls deutlich zu sehen, daß während des Schaltvorganges Druckschwankungen auftreten. Bei der Abstimmung der Dämpfung ist darauf zu achten, daß diese Druckschwankungen nicht zu einem ungewollten Springen der Nadel während des Öffnungsvorganges oder zu einem Prellen während des Schließvorganges führen.

Bei Brennverfahren mit Mehrfach- oder Voreinspritzung wird die Nadel innerhalb kurzer Zeit mindestens zweimal geöffnet. Hierbei ist es wichtig die Einspritzungen kurz hintereinander durchzuführen, um einen guten Wirkungsgrad zu erzielen. Zu diesem Zweck muß das System in der Lage sein sehr schnell und ohne lange Verzögerung auf die Steuersignale reagieren zu können. Auf Grund der schnellen Re-

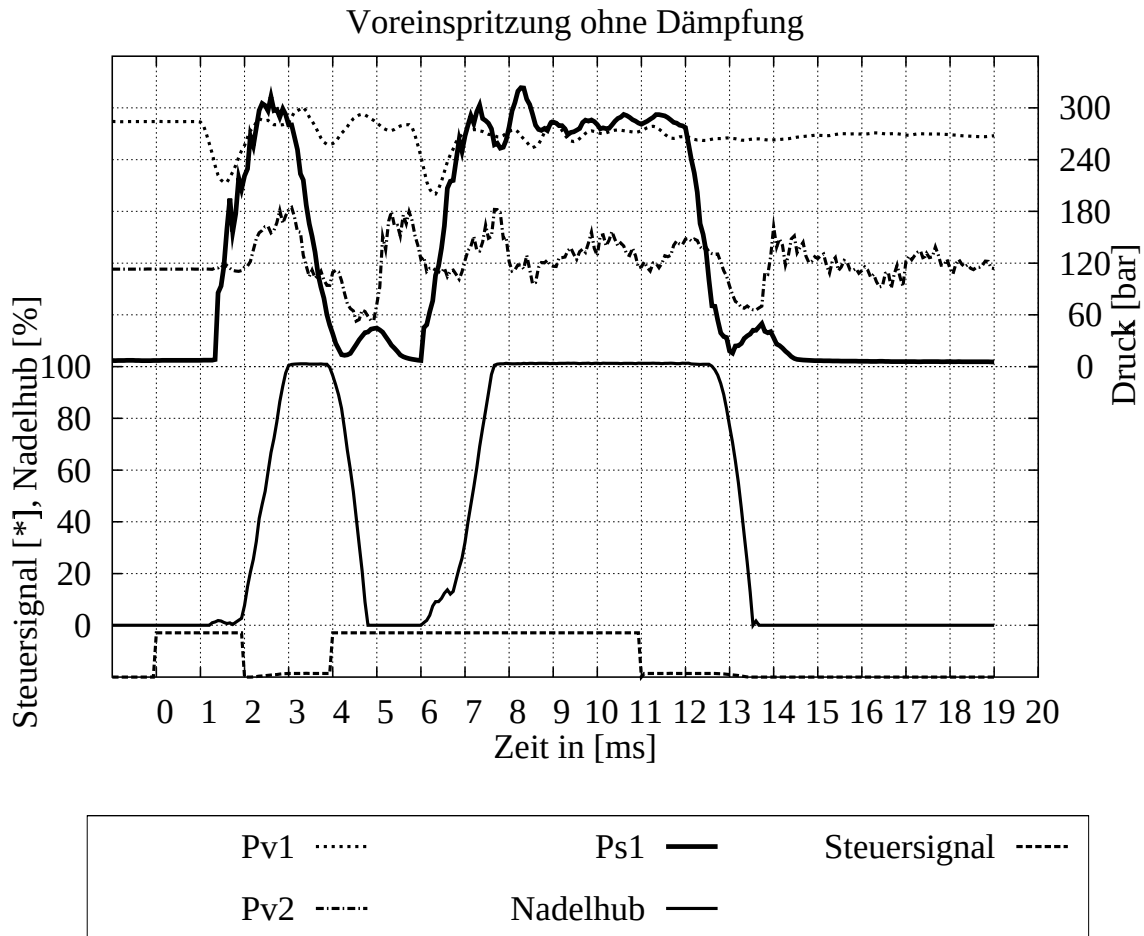


Abbildung 6.5: Verlauf der Steuergrößen und des Nadelhubes bei einem Einblaszyklus mit Voreinspritzung ohne Dämpfung des Nadelhubes.

aktionszeit ist es möglich mit diesem Ventil eine Voreinspritzung zu realisieren. In Abbildung 6.5 ist der Verlauf der Steuersignale, der Steuerdrücke und des Nadelhubes veranschaulicht. Die Menge des voreingespritzten Wasserstoffs hängt in diesem Falle nur von der Nadelöffnungszeit ab. Die elektromechanischen Eigenschaften des Magnetventils erlauben eine minimale Öffnungszeit von 2 ms. Das bedeutet, daß die minimale Menge der Voreinspritzung bereits einen erheblichen Anteil der gesamten eingespritzten Wasserstoffmenge einnimmt.

Durch Änderung der Drosselung in den Leitungen und einer Abstimmung der Steuer- und Schließöldrücke ist es möglich, die Nadelhubgeschwindigkeit einzustellen. Bei gleichem Eingangssignal läßt sich dadurch, wie in Abbildung 6.6 dargestellt, ein langsamer Öffnungsvor-

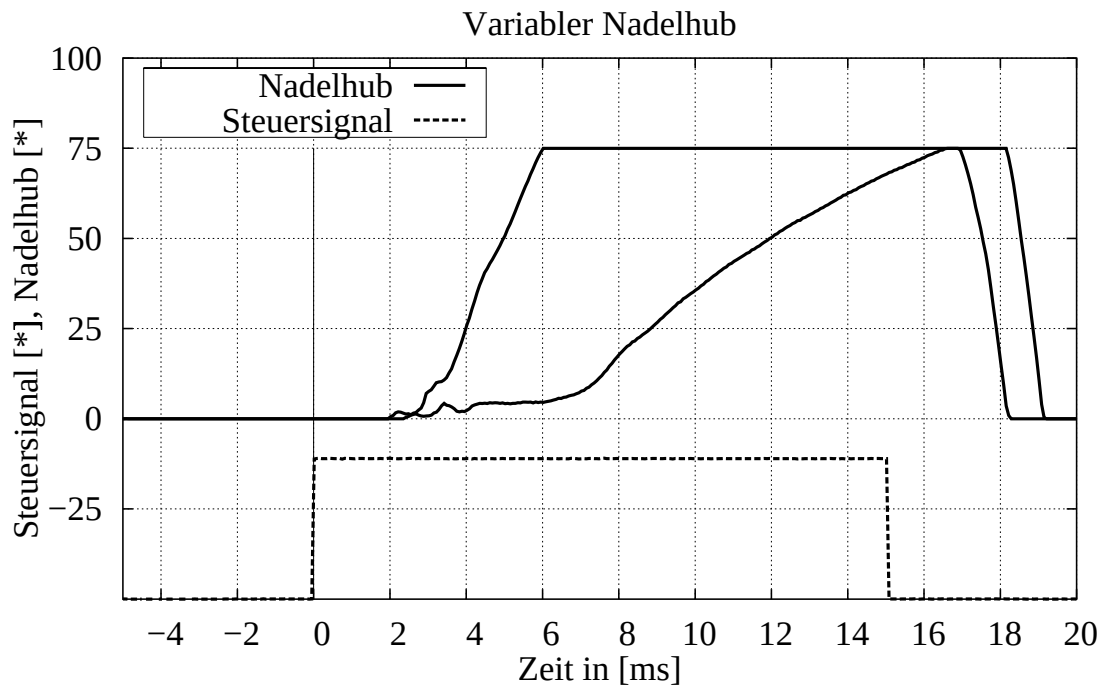


Abbildung 6.6: Variabler Nadelhub durch geeignete Abstimmung von Dämpfung, Steuer- und Schließöldruck möglich.

gang der Nadel erreichen. Die zusätzliche Drosselung am Ventilsitz führt zu einer Reduzierung des Wasserstoff-Massenstroms zu Beginn der Einblasung. Mit dieser Methode kann die Einspritzung des Wasserstoffs früher beginnen, ohne große Mengen von Wasserstoff während der Zündverzugszeit vorzulagern.

Die Möglichkeit die Nadelhubgeschwindigkeit anzupassen ist besonders beim Einsatz der Voreinblasung notwendig. Bei einer vorgegebenen minimalen zulässigen Steuerpulsbreite der Ansteuerelektronik von 2 ms, kann nur mit Hilfe des variablen Nadelhubes die eingeblasene Wasserstoffmenge der Voreinblasung reduziert werden. In Abbildung 6.7 ist der Nadelhub einer doppelten Einblasung dargestellt.

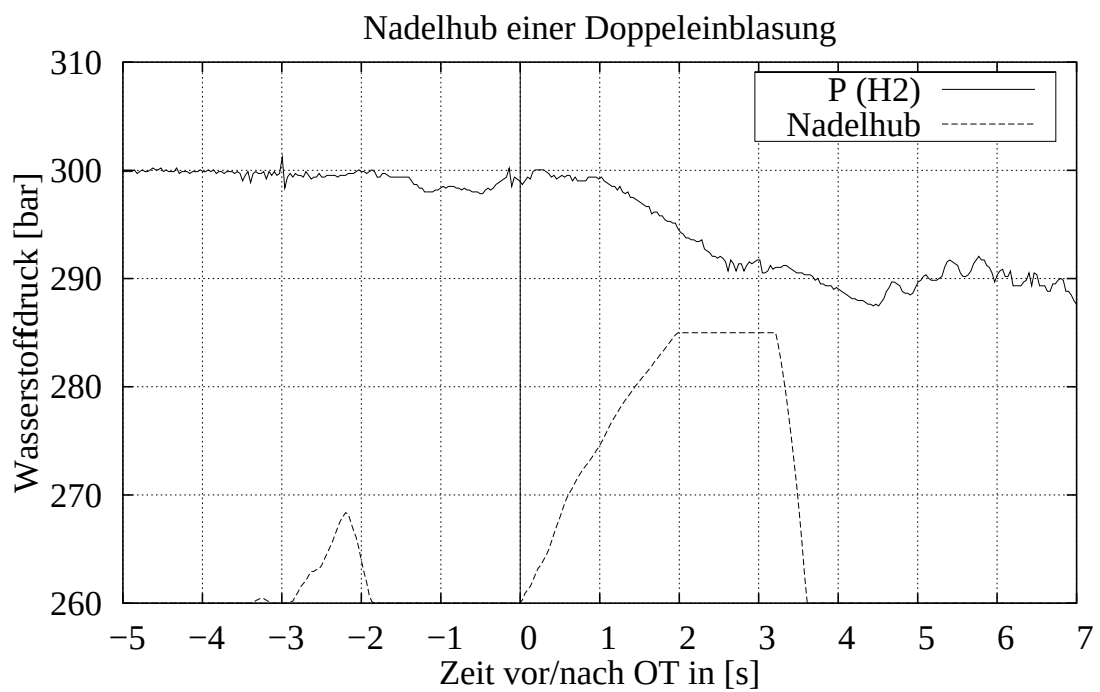


Abbildung 6.7: Mit einer Reduzierung der Öffnungsgeschwindigkeit läßt sich die Menge der Voreinblasung anpassen.

7 Optimierung der Verbrennung

Die Optimierung des Verbrennungsverfahrens basiert zunächst auf einer Weiterentwicklung der Düsengeometrie. In den darauffolgenden Abschnitten werden an Hand der neuen Möglichkeiten des Injektors Versuche zur Verbesserung des Verbrennungsablaufs dargestellt.

7.1 Verbesserung der Düsengeometrie

Die räumliche Verteilung der Wasserstoffverbrennung hängt maßgeblich von der Strahlstruktur der Gemischbildung ab. Aus diesem Grund muß für eine Optimierung der Zündvorgänge unmittelbar nach Einblasbeginn eine günstige Konstellation der Konzentrationsfelder und Strömungsbedingungen erzielt werden. Der größte Einflußfaktor ist die Düsengeometrie. In den ersten Experimenten und den numerischen Simulationen zeigten sich bereits Ansatzpunkte für Optimierungsmöglichkeiten.

Eine Variante war die Verwendung vieler kleiner Düsenbohrungen um eine schnelle Homogenisierung des Gemisches zu erreichen. Um damit nicht die Nachteile der langsamen Ausnützung des Brennraumes zu verbinden, können im Wechsel zu den kleinen Bohrungen größere Löcher angebracht werden. Als Beispiel sei hier eine Düse angeführt, die auf einer $18 \times 0,4$ mm Düse basiert. Jedes dritte Loch wird hierbei durch eines mit 0,6 mm Durchmesser ersetzt (vgl. Abbildung 7.1).

Eine weitere Variante basiert auf einer einfachen 6-Lochdüse mit einem zusätzlichen Loch senkrecht in Richtung des Kolbenbodens. Diese Düsenkonfiguration wurde bereits mit numerischen Simulationen untersucht, jedoch kam hier eine 8-Lochdüse als Basis zum Einsatz (vgl. Kapitel 5.2).

Weitere Varianten und die genauen technischen Daten der Düsen sind zum besseren Überblick in der Tabelle 7.1 zusammengestellt. Der Einblaswinkel beträgt bei fast allen Düsen 150° . Die Düse 24L0603 ist zweireihig angeordnet und der Einspritzwinkel beträgt hier 180° .

Tabelle 7.1: Düsengeometrien, Querschnitte und notwendige Einblasdauer für gleiche Einblasmenge. Alle Düsen haben einen Einspritzwinkel von 150° mit einer Ausnahme: Die Düse 24L0603 besitzt einen Einspritzwinkel von 180° . Das Layout der Düsen ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Einheiten: ϕ [mm], A [mm²], dt [ms].

Bez.	$n_{ges.}$	A_{ges}	dt	ϕ	A_1	n_1	$A_{01.}$	ϕ	A_{02}	n_2	A_2
6L	6	3,02	9,95	0,8	0,50	6	3,02	0	0,00	0	0,00
7L	7	2,69	11,14	0,7	0,38	7	2,69	0	0,00	0	0,00
8L	8	3,08	9,74	0,7	0,38	8	3,08	0	0,00	0	0,00
10L	10	2,83	10,61	0,6	0,28	10	2,83	0	0,00	0	0,00
12L	12	3,39	8,84	0,6	0,28	12	3,39	0	0,00	0	0,00
15L	15	4,24	7,07	0,6	0,28	15	4,24	0	0,00	0	0,00
18L	18	3,53	8,49	0,5	0,20	18	3,53	0	0,00	0	0,00
18L0604	18	3,20	9,36	0,6	0,28	6	1,70	0,4	0,13	12	1,51
18L0703	18	3,16	9,50	0,7	0,38	6	2,31	0,3	0,07	12	0,85
24L0603	24	2,97	10,11	0,6	0,28	6	1,70	0,3	0,07	18	1,27
Slot		3,93	7,65								
6L+1	7	2,81	10,9	0,7	0,38	6	2,31	0,8	0,5	1	0,5

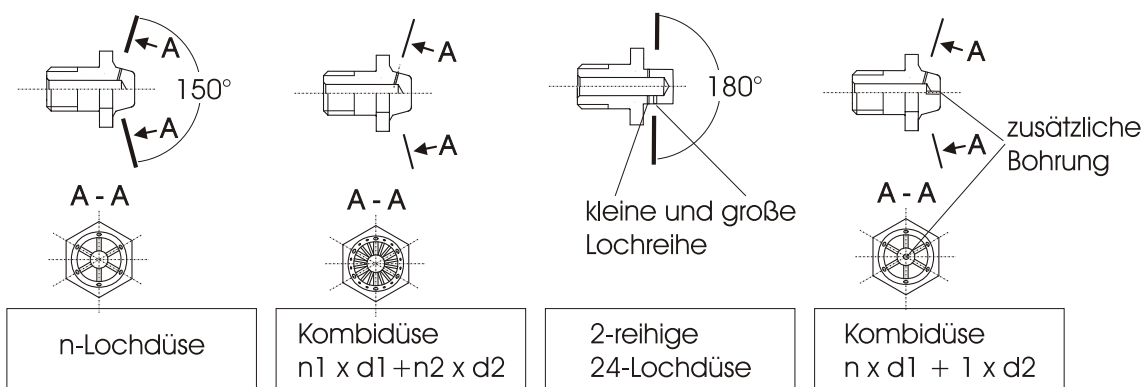


Abbildung 7.1: Anordnung der Bohrungen und Aufbau verschiedener Düsentypen.

Die zeitliche Entwicklung der Wasserstoffeinblasung einer Auswahl dieser Düsen ist in Abbildung 7.2 zu sehen. Diese Aufnahmen wurden, wie bei der Untersuchung der Gemischbildung, mit Hilfe der Schlieren/Schattenmeßtechnik erstellt.

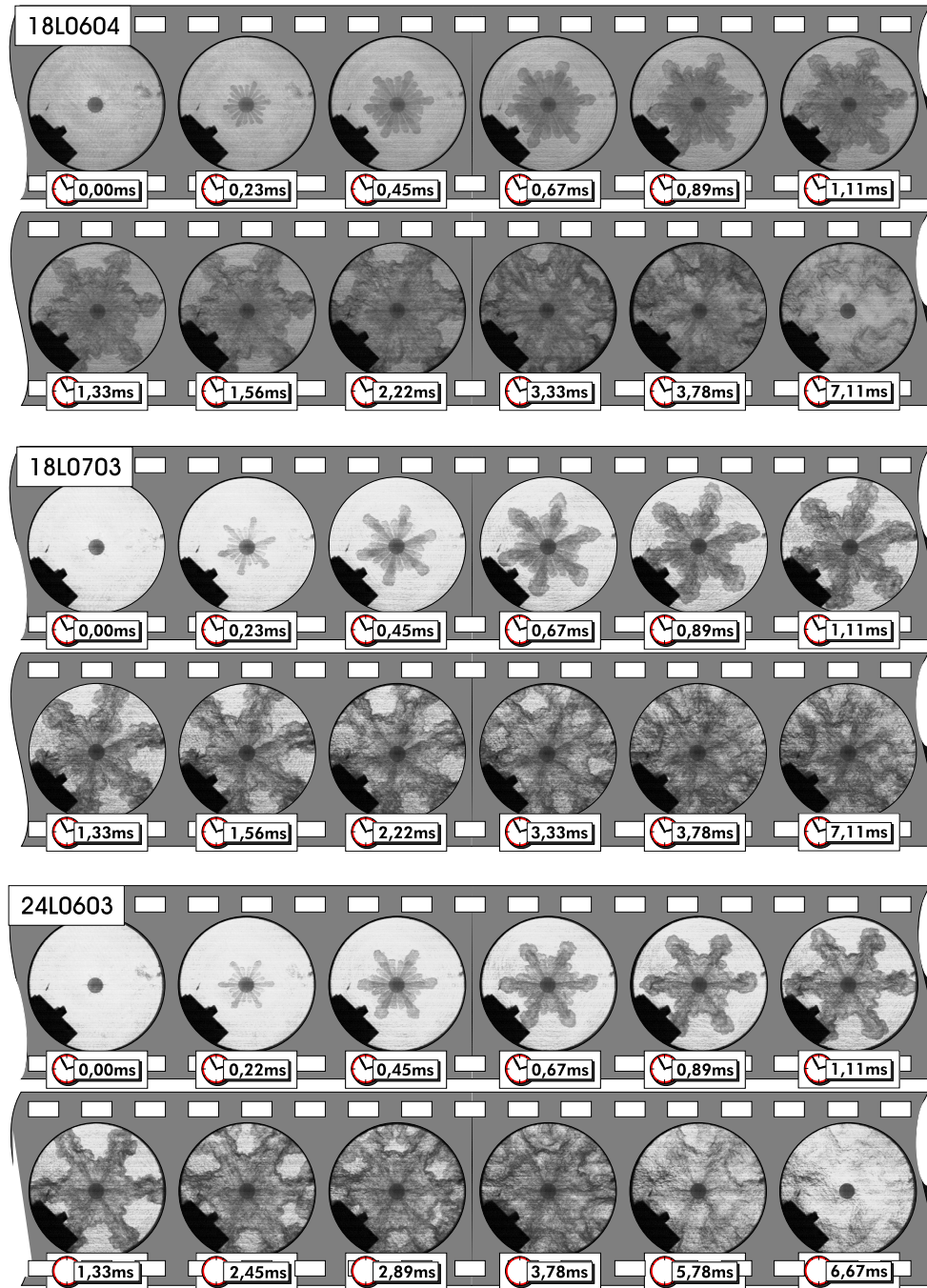


Abbildung 7.2: Schlieren/Schattenaufnahmen der Gemischbildung von Kombinationsdüsen. Eindringverhalten des Wasserstoffs bei Düsen mit kombinierten Bohrungsdurchmessern. Obere Bildserie: 18-Lochdüse mit $6 \times 0,6 \text{ mm} + 12 \times 0,4 \text{ mm}$. Mittlere Serie: 18-Lochdüse mit $6 \times 0,7 \text{ mm} + 12 \times 0,3 \text{ mm}$. Untere Serie: 24-Lochdüse mit $6 \times 0,6 \text{ mm} + 18 \times 0,3 \text{ mm}$ (zweireihig).

In den beiden oberen Serien sind einreihige Düsen mit nahezu gleichem Gesamtquerschnitt aber verschiedenen Kombinationen der Durchmesser abgebildet. Bei beiden Düsen ist deutlich das schnelle Eindringen der Strahlen aus den großen Bohrungen zu erkennen, während die Strahlen aus den kleinen Bohrungen ein zusammenhängendes wasserstoffhaltiges Gebiet in der Nähe der Düse sicherstellen.

In der dritten Serie dieser Abbildung ist eine zweireihige Düse zu sehen. Das Eindringverhalten dieser Düse ist vergleichbar mit dem der beiden anderen Düsen. Der Vorteil dieser Konfiguration liegt in der freien Wahl der Anzahl der Löcher für die Lochreihen. Während bei den einreihigen Düsen nur ganzzahlige vielfache der Anzahl der kleinen Löcher zu der Anzahl der großen Löcher zur Einhaltung der Symmetrie möglich sind, ist bei dieser Anordnung jede Kombination symmetrisch. Der Einsatz der kombinierten Viellochdüsen gewährt sofort nach Einblasbeginn für alle Kolbenformen und -positionen die Bildung eines zusammenhängenden brennbaren Wasserstoffluftgemisches.

Verbrennung bei Viellochdüsen mit verschiedenen Bohrungen

Die Auswirkung dieses Gemischbildungsverfahrens auf das Zündverhalten und die Verbrennung ist Thema der folgenden Untersuchungen. Die erste Düse besitzt sechs Löcher mit 0,6 mm und zwölf Löcher mit 0,4 mm Durchmesser, die symmetrisch und abwechselnd auf einem Lochkreis angeordnet sind. Abbildung 7.3 zeigt eine typische Verbrennung und den zugehörigen Druckverlauf der Düse. Wie zu erwarten war, entzündeten sich alle Strahlen innerhalb kürzester Zeit, vernachlässigbar länger als bei der reinen 18-Lochdüse. Die Ausbreitung über den Brennraumquerschnitt erfolgt im Vergleich zu einer 18-Lochdüse mit gleichen Düsenöffnungen schneller. Dieses schnelle Entzünden und Ausbreiten der Verbrennung setzt unweigerlich eine hohe Energie frei, die sich im Vergleich zur 18-Lochdüse ($18 \times 0,5$ mm) in einem höheren Zündsprung im Druckverlauf äußert. Die Ursache in der besseren und schnelleren Durchmischung und der darauf beruhenden schnelleren Energiefreisetzung. Auf Grund der vielen Bohrungen

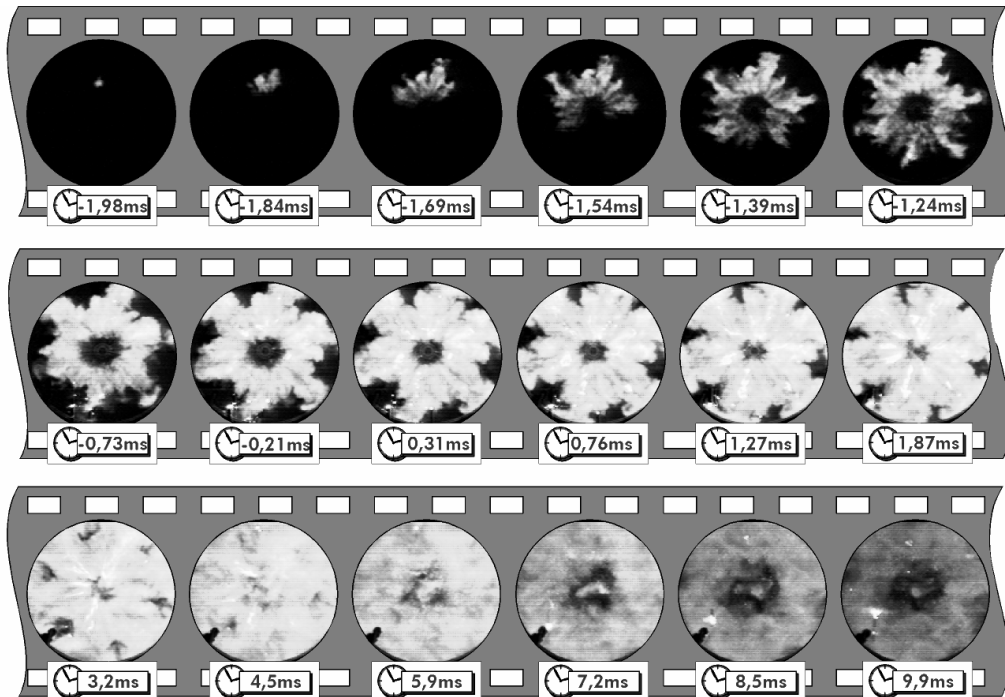
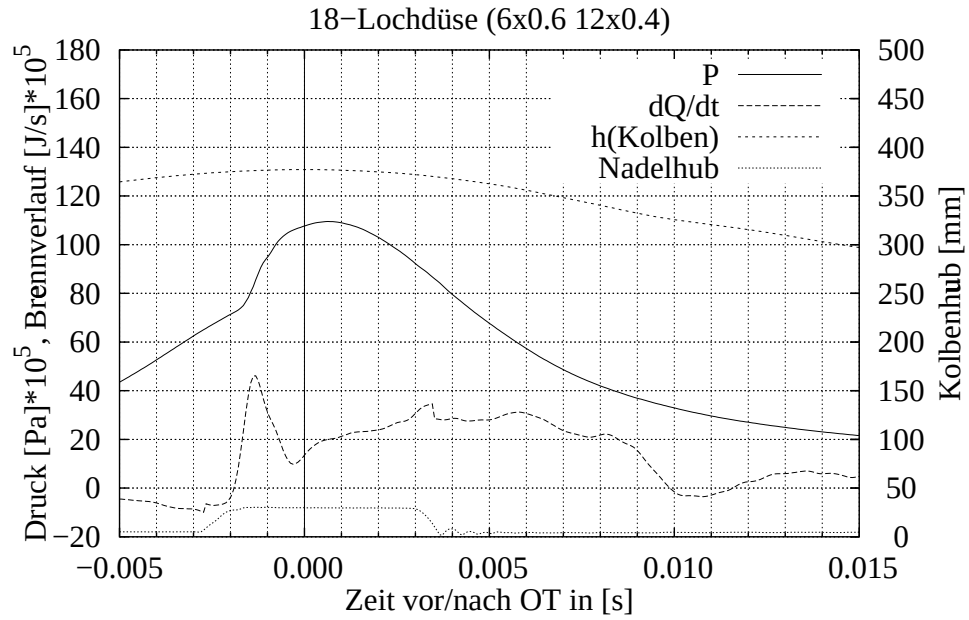


Abbildung 7.3: 18-Loch-Kombidüse (6×0,6+12×0,4). Schnelles Zünden benachbarter Strahlen und guter Kompromiß von Zündung, Raumausnutzung und Brenndauer.

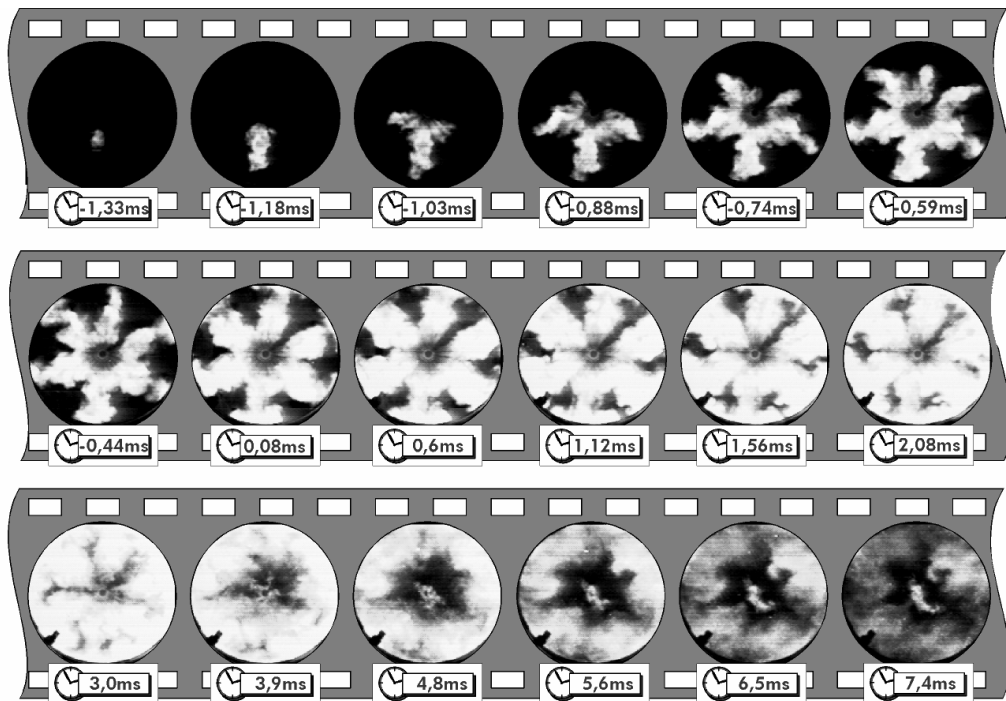
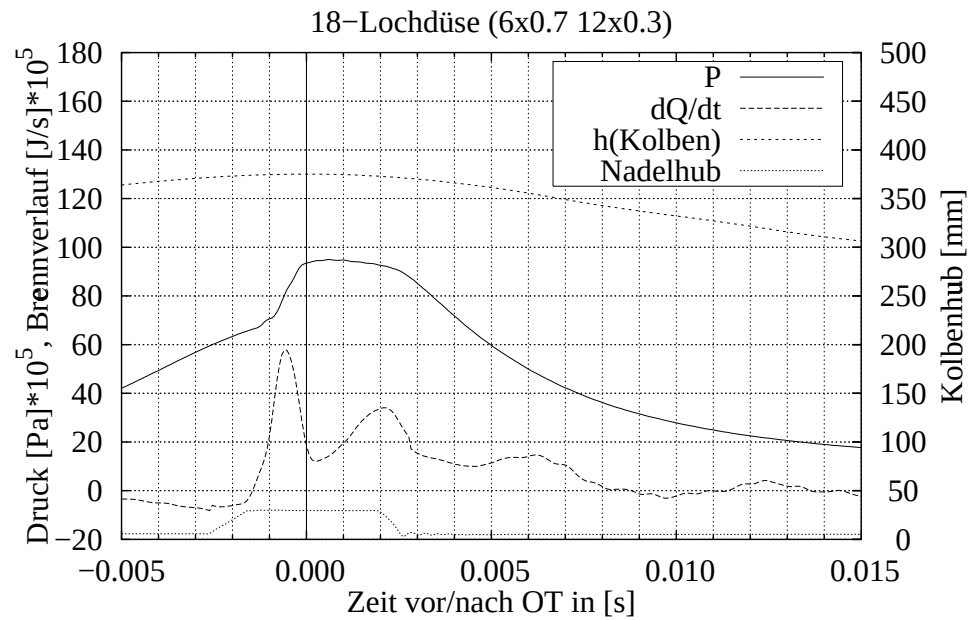


Abbildung 7.4: 18-Loch-Kombidüse (6x0,7+12x0,3). Der Umlauf der Flamme um die Düse benötigt etwas mehr Zeit (+0,1 ms) als bei der Düse in Abbildung 7.3. Die Strahlen der großen Bohrungen besitzen einen größeren Impuls, der zu einer besseren Vermischung führt.

besitzen diese Düsen einen großen Gesamtquerschnitt.

Eine ähnliche Kombination stellt die Düse mit $6 \times 0,7$ mm und $12 \times 0,3$ mm Bohrungsdurchmesser dar. In Abbildung 7.4 ist der Ablauf der Verbrennung dargestellt. Hier dringen die Strahlen aus den großen Bohrungen schneller in den Brennraum ein, als die Strahlen bei der vorher beschriebenen Düse. Bei der Zündung muß die Flamme sehr nahe an der Düse auf die Nachbarstrahlen überspringen, da die Strahlen der kleinen Bohrungen langsamer eindringen. Dadurch braucht diese Düse etwas länger, um alle Strahlen vollständig zu zünden. Der Vorteil dieser Kombination liegt in den großen Impulsen der Strahlen aus den $0,7$ mm Bohrungen, die schon nach etwa einer Millisekunde an den Brennraumbegrenzungen umgelenkt werden und zu einer verbesserten Luftausnutzung im Brennraum führen.

Eine zusätzliche Möglichkeit ist die Anordnung der Bohrungen in zwei Reihen. Hierbei liegt der Vorteil in einem beliebigen Verhältnis der Lochzahlen, ohne die Symmetrie zu stören. Die Reihe mit den kleinen Bohrungen dient zur Erzeugung eines zusammenhängenden brennbaren Gebietes. Die großen Bohrungen dienen zur Erzeugung einer turbulenten Strömung im Brennraum. Es ist nun möglich z.B. 3, 4, 5, 6, 7 oder 8 große Bohrungen zu verwenden ohne auf eine Verbindung der Gebiete zu achten, da diese von der zweiten Reihe der Bohrungen geliefert wird. Dadurch ist es leichter einen kleinen Gesamtquerschnitt der Düsen zu erzielen. In Abbildung 7.5 ist die Verbrennung einer Düse mit $6 \times 0,6$ mm und $18 \times 0,3$ mm dargestellt. Die Düse verhält sich ähnlich wie die oben beschriebenen Düsen.

Eine für alle dieser Düsen geltende Eigenschaft ist das verbesserte Zündverhalten mit der verkürzten Brenndauer. Allerdings weisen diese Düsen einen hohen Zündsprung auf. Die Ursache liegt in der hohen Brenngeschwindigkeit des Wasserstoffs und des großen Gesamtquerschnitts der Bohrungen. Bei einem Einblasbeginn vor OT und sofortiger Zündung führt das zu einer schnellen und großen Energiefreisetzung im Brennraum. Die großen Löcher sind jedoch notwendig, um den gesamten Brennraum ausnützen zu können. Das bedeutet, wenn der Brennraumdurchmesser z.B. durch die Kolbenform festgelegt ist, muß eine mit den Durchmessern auf die Abstände angepaßte Düse

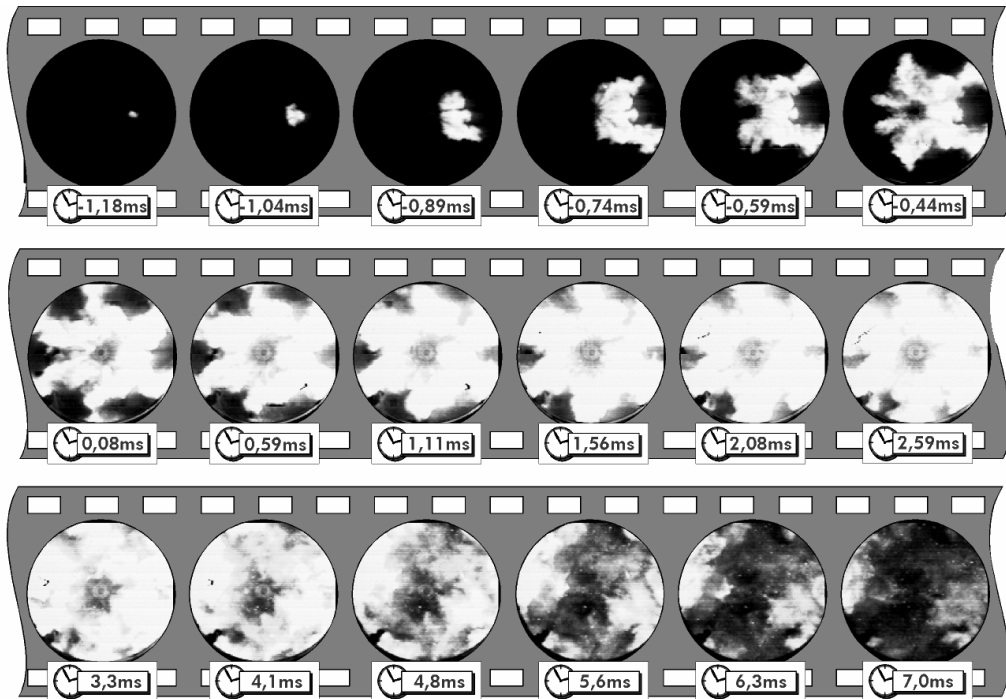
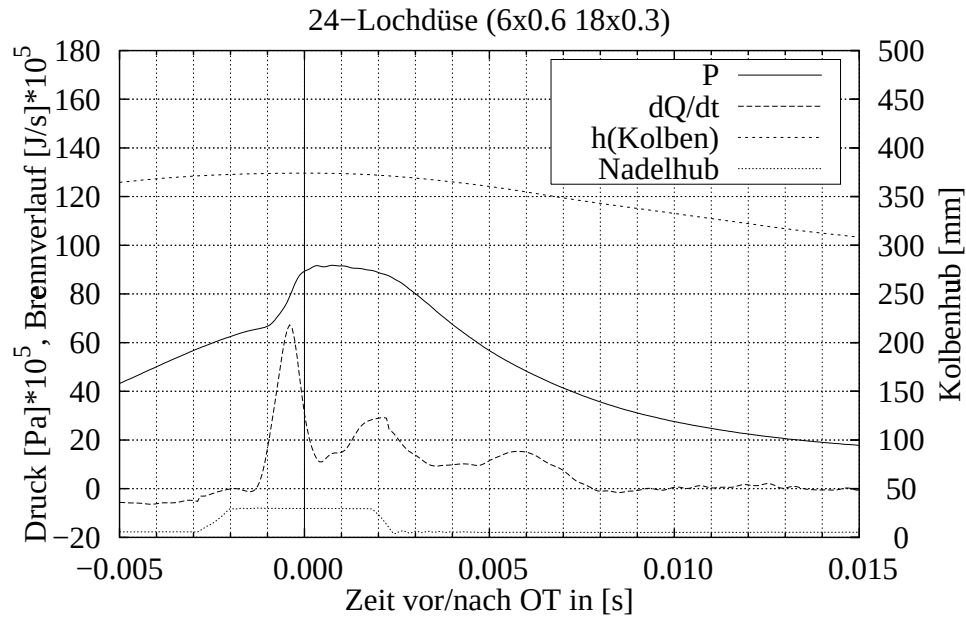


Abbildung 7.5: 24-Loch-Kombidüse (6×0,6+18×0,3 zweireihige Anordnung). Diese Düse besitzt ebenso gute Zündeigenschaften wie die anderen Kombinationsdüsen. Sie hat den Vorteil einer größeren Variationsbreite der Kombinationsmöglichkeiten unter Einhaltung der Symmetrie.

verwendet werden. Unter den oben genannten Bedingungen dürfen die Bohrungen der großen Löcher nicht kleiner als 0,6 mm sein.

Eine Verwendung kleinerer Bohrungen ist dennoch denkbar, wenn die Möglichkeit besteht den effektiven Durchmesser des Brennraumes zu verkleinern. Der effektive Brennraumdurchmesser wird in der Regel durch die Form der Kolbenmulde festgelegt. Am Versuchsmotor ist das nicht ohne großen Aufwand möglich.

Einfache Düsen mit einer Zusatzbohrung

Die Fertigung vieler kleiner Bohrungen stellt einen Nachteil dieser Düsenkonfigurationen dar. Es gibt eine weitere Möglichkeit das Zündverhalten zu verbessern. Die Bildung eines zusammenhängenden brennbaren Gebietes kurz nach Einblasbeginn läßt sich auch durch die Anbringung einer zusätzlichen Bohrung, die senkrecht in Richtung des Kolbenbodens bläst, gewährleisten. Dieser Vorschlag wurde bereits bei den numerischen Strömungssimulationen in Abschnitt 5.2 erläutert. Bei dieser Anordnung spielt die Wechselwirkung des Strahls mit der Brennraumwand eine entscheidende Rolle. Der Strahl muß sehr frühzeitig auf dem Kolben aufprallen und gleichmäßig in alle Richtungen abgelenkt werden. Dadurch ist es möglich, mit einer einzigen Bohrung einen vergleichbaren Effekt wie bei den oben beschriebenen Kombinationsdüsen zu erreichen.

Abbildung 7.6 zeigt das charakteristische Verhalten bei der Verbrennung dieser Düse. Voraussetzung für die Funktionalität dieser Anordnung ist ein später Einblasbeginn, damit der Strahl rechtzeitig vom Kolben abgelenkt werden kann. Bei zu früher Einblasung entsteht ein brennbares zusammenhängendes Gebiet erst im oberen Totpunkt. Liegt ein längerer Zündverzug vor, sammelt sich eine große Menge von unverbranntem Wasserstoff im Brennraum, die nach einer Zündung im OT zu einem sehr großen Zündsprung führt. Aus diesem Grund ist diese Anordnung nur sinnvoll, wenn entweder der Einblasbeginn bei OT liegt oder z.B. durch eine Voreinblasung oder einen variablen Nadelhub nur geringe Mengen von Wasserstoff bis zum Zeitpunkt der Zündung im Brennraum vorhanden sind.

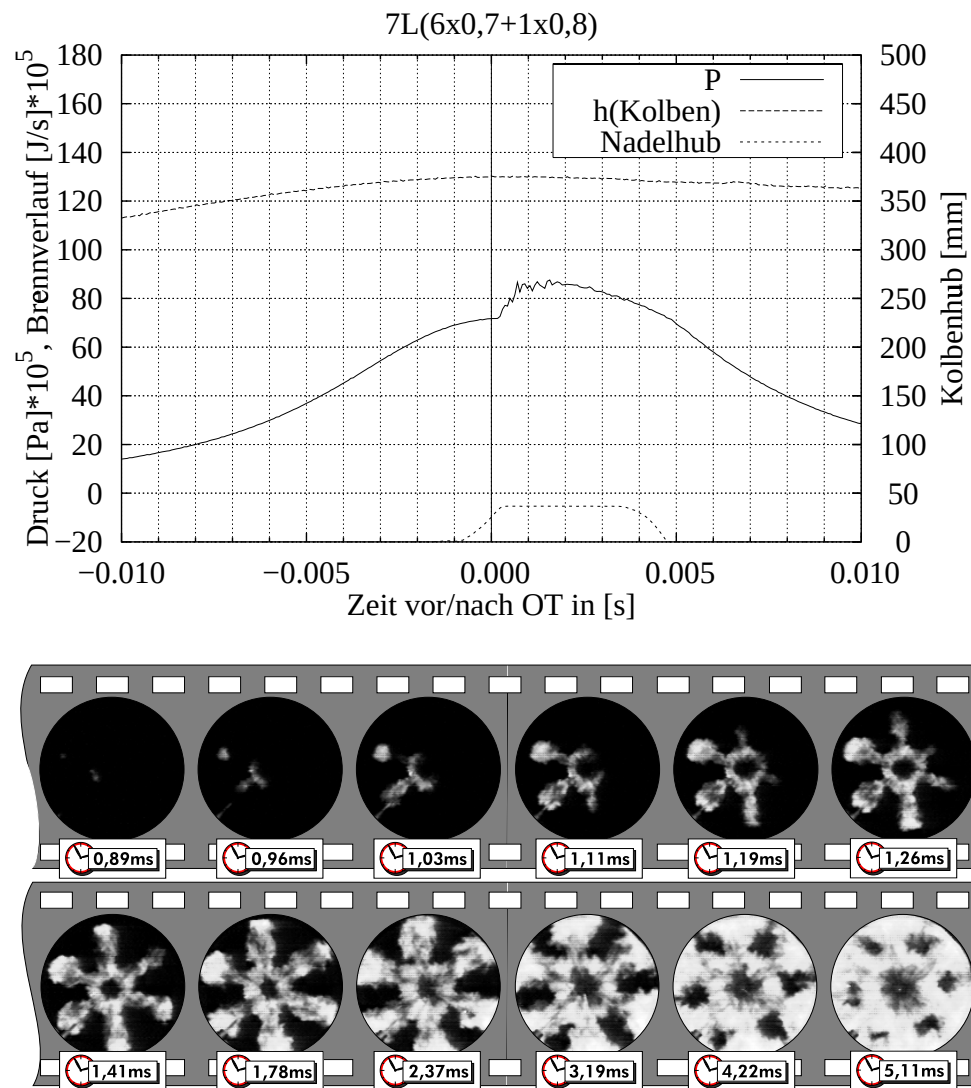


Abbildung 7.6: 7-Loch-Kombidüse ($6 \times 0,6 + 1 \times 0,8$), schnelles Zünden benachbarter Strahlen, Voraussetzung für geringe Zündsprünge: Einblasbeginn bei OT.

7.2 Steuerung der Wasserstoff-Einblasung

Die Eigenschaft des Wasserstoffs, erst bei sehr hohen Temperaturen mit einem kurzen Zündverzug zu zünden, stellen einen Nachteil dar. Bewegt man sich mit den thermodynamischen Randbedingungen an der Grenze zu kurzen Zündverzügen (3 bis 5 ms), so muß mit einer starken Anfälligkeit auf äußere Störungen gerechnet werden. Die Lösung im motorischen Betrieb wäre eine frühe Einblasung, die jedoch bei einer langen Zündverzugszeit mit hohen Druckanstiegsraten und damit einer harten Verbrennung verbunden ist. Abhilfe könnte dabei geschaffen werden, wenn ein Verfahren zur Verwendung kommt, das die Mengen des schnell verbrennenden Wasserstoffs zu Beginn der Einblasung, während der Zündverzugszeit, auf ein Optimum minimiert.

Eine Verringerung der vorgelagerten Wasserstoffs ist durch eine Reduzierung des Wasserstoff-Massenstromes im Injektor vor den Düsenlöchern möglich. Eine dauerhafte Drosselung ist allerdings nicht sinnvoll, da dann das kritische Strömungsverhältnis und damit die Mengenregelung nicht mehr gegeben ist. Zu Beginn der Einblasung sind die Druckverhältnisse jedoch so groß, daß eine Drosselung im Injektor, unter Beibehaltung der kritischen Strömungsbedingungen, möglich ist:

$$p_{H_2}/p_{Br} \approx (300 : 100) > (p_0/p)_{krit} \approx 2 \quad (7.1)$$

In Abbildung 7.7 sind zwei Versuche dargestellt, die den Einfluß des Nadelhubs und damit der Wasserstofffördermenge veranschaulichen. Das schnell öffnende Ventil fördert während der Zündverzugszeit einen großen Teil des zu verbrennenden Wasserstoffs in den Brennraum. Nach erfolgter Zündung führt die hohe Brenngeschwindigkeit des Wasserstoffs zu einer schlagartigen Energiefreisetzung durch die Verbrennung des gesamten bereits eingeblasenen Wasserstoffs, was in dem Maximum des Brennverlaufs gut zu erkennen ist. Bei der Verwendung des langsamen Nadelhubes wird eine geringe Menge Wasserstoff in den Brennraum eingeblasen, die zu keinem signifikantem Maximum des Brennverlaufs zu Beginn der Verbrennung führt. Es zeigt sich, daß

der Zündsprung, der besonders bei langen Zündverzügen stark ausgeprägt ist, mit Hilfe einer Reduzierung des Massenstroms zu Beginn der Einblasung reduziert werden kann.

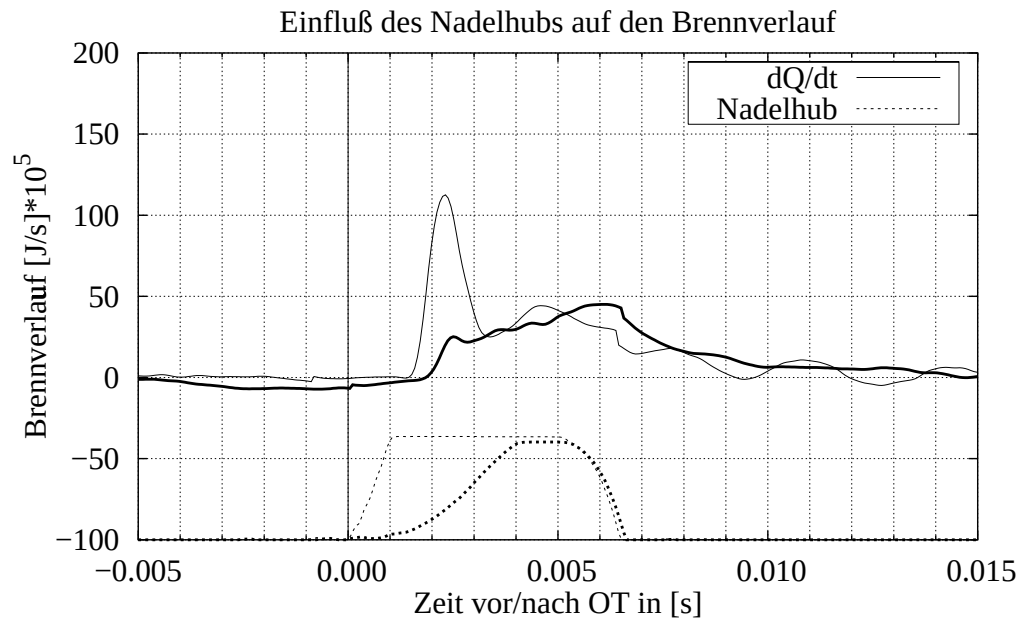


Abbildung 7.7: Vergleich des Brennverlaufs für zwei verschiedene Nadelhubverläufe; schnelles Öffnen der Nadel in Verbindung mit langem Zündverzug führt zu einem signifikantem Maximum im Brennverlauf, mit einer Reduzierung des Massenstromes zu Beginn der Einblasung läßt sich dieses Maximum verhindern.

7.3 Einfluß einer Mehrfacheinblasung

Bei modernen dieselmotorischen Brennverfahren für Dieselkraftstoffe kommen heute leistungsfähige Common-Rail-Einspritzsysteme zum Einsatz. Diese Systeme bieten die Möglichkeit, Kraftstoff zu verschiedenen Zeitpunkten einzuspritzen und dadurch die Energiefreisetzung im Brennraum zu steuern.

In einem Wasserstoff-Dieselmotor sind die vergleichbare Ansätze denkbar. Das hier verwendete Konzept ist ebenfalls ein Common-Rail-System für die Hochdruck-Einblasung von Wasserstoff. Allerdings sind die Leistungsfähigkeiten der Komponenten, wie hier z.B. das schnelle Hydraulikventil, noch nicht vergleichbar mit denen der Dieseltechnologie. Der kleinste erzielbare Pulsabstand zwischen zwei Einblasungen beträgt für dieses System etwa 7 bis 8 ms.

Gemischbildung bei der Voreinblasung

Anhand eines Beispiels wird veranschaulicht, wie sich die Gemischbildung bei zwei aufeinanderfolgenden Einblasungen entwickelt. Die Aufnahmen entstammen wieder dem Meßaufbau mit der Schlieren/Schattenmeßtechnik. In diesem Beispiel kommt eine einfache 7-Lochdüse zum Einsatz. Bei der Betrachtung der Bilder in Abbildung 7.8 fällt auf, daß bei der Voreinblasung erhebliche Mengen in den Brennraum eingeblasen werden, obwohl der Nadelhub der Voreinspritzung bereits auf die Hälfte des Maximums begrenzt wurde. Der voreingeblasene Wasserstoff trifft auf die seitlichen Brennraumbegrenzungen und homogenisiert sich bis zum Beginn der Haupteinblasung.

Im Vergleich zur Dieseleinspritzung liegen hier die beiden Einblasungen sehr weit auseinander. Bei Dieselverfahren ist zudem zu erkennen, daß die voreingespritzte Menge an Kraftstoff nicht die Begrenzung der Zylinderwände erreicht [PrDoMa98d]. Mit dem hier vorhandenen System ist diese starke Drosselung der Voreinblasung, auf Grund der systembedingt langen Dauer der Voreinblasung, nicht zu erreichen.

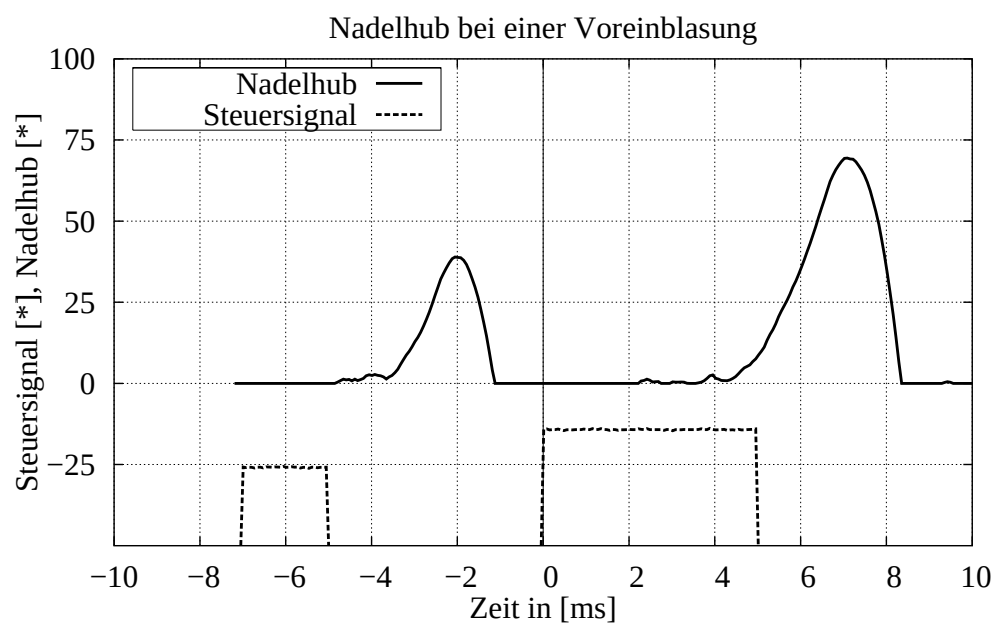
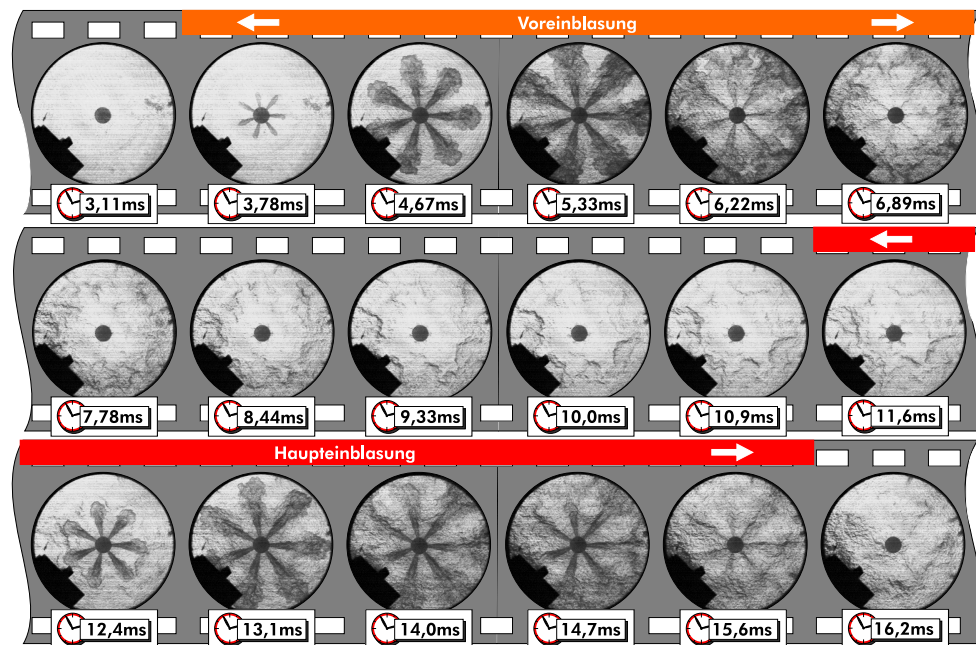


Abbildung 7.8: Gemischbildungsvorgang bei einer gestaffelten Einblasung. Der minimale zeitliche Abstand der beiden Einblasungen wird durch die Ansteuerung des Injektorsystems begrenzt.

Zündverhalten bei der Voreinblasung

Ein Brennverfahren mit Voreinblasung beruht auf der Idee, daß der Brennraum mit einer kleinen Menge Kraftstoff nach der ersten Einblasung vorgeheizt wird und der Kraftstoff der Haupteinblasung ohne großen Zündverzug und Zündsprung unmittelbar nach Einblasbeginn zu verbrennen beginnt.

Im Falle des Wasserstoffs wäre es zudem sinnvoll, wenn die Haupteinblasung in eine bereits bestehende Flamme erfolgen würde, da dann ein absolut zuverlässiges Zünden gewährt ist. Diese Verfahren kommt in Gas-Dieselmotoren zur Anwendung, hierbei wird allerdings die Pileinspritzung bzw. Pilotflamme mit Dieselkraftstoff erzeugt.

Versuche mit einer Voreinblasung müssen immer in Verbindung mit der Düsenkonfiguration betrachtet werden, da diese einen starken Einfluß auf die Ausbildung und Lage der Verbrennung der Pilotflamme besitzt.

In Abbildung 7.9 ist eine Verbrennung mit einer Voreinblasung, unter Verwendung der (6+1)-Lochdüse, dargestellt. In dieser Konfiguration war es das Ziel, die Haupteinblasung für eine schadstoffarme Verbrennung erst bei OT beginnen zu lassen. Bei dieser Konfiguration wurde der kürzeste mögliche Abstand zwischen den Einblasungen eingestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Verbrennung der Voreinblasung erst erfolgt, wenn die Nadel bereits wieder geschlossen ist. Die Verbrennung beginnt in den Außenbereichen des Brennraumes. Die mittlere Bohrung der Düse zeigt bei der Voreinblasung, im Gegensatz zu den Beobachtungen in den vorhergehenden Abschnitten, keine Wirkung. Der Grund liegt in der großen Entfernung des Kolbens von der Düse, so daß die Wechselwirkung mit dem Kolbenboden nicht rechtzeitig stattfindet. Der Wasserstoff der Haupteinblasung beginnt sofort zu brennen, da die Flamme der Voreinblasung noch vorhanden ist. Eine Verringerung der voreingeblasenen Menge führt hier sehr häufig zum Aussetzen der Zündung, da der Wasserstoff der Voreinblasung zu stark homogenisiert ist und nicht mehr zündet. Die Haupteinblasung erfolgt dann viel zu spät, um dennoch zünden zu können.

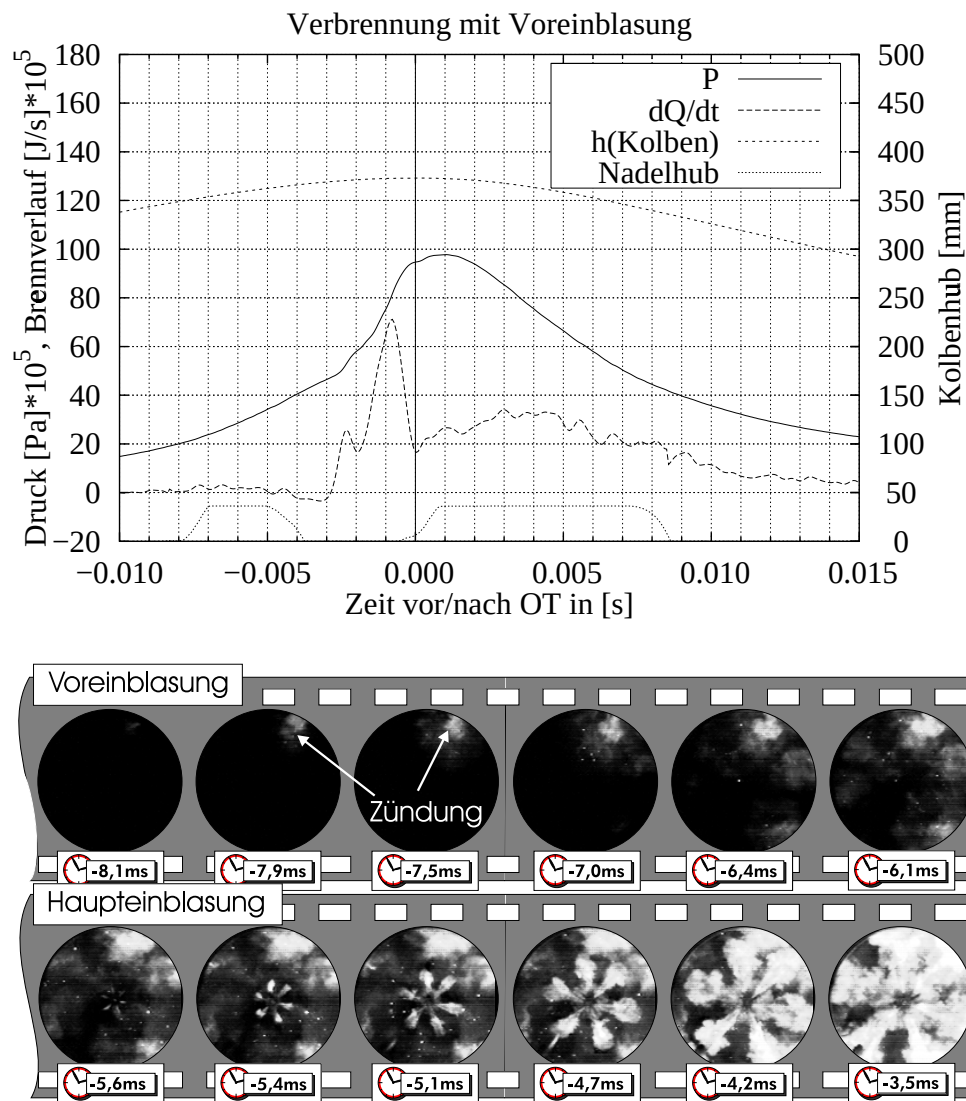


Abbildung 7.9: Brennverlauf bei einer Zweifacheinblasung. Der zeitliche Abstand der beiden Einblasungen legt die Mindestmenge des Wasserstoffs bei der Voreinblasung fest. 7-Lochdüse: $6 \times 0,7 \text{ mm} + 1 \times 0,8 \text{ mm}$.

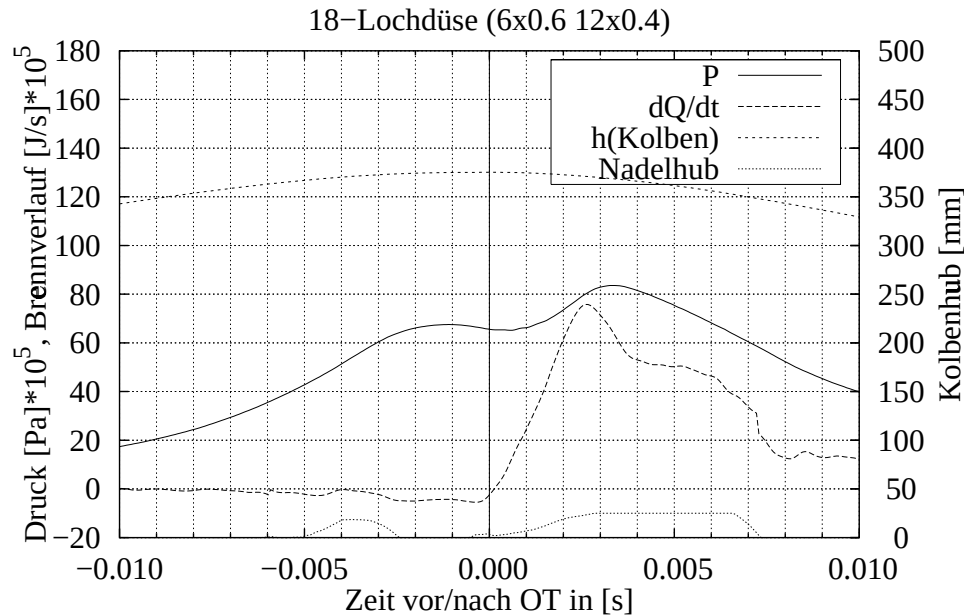


Abbildung 7.10: Brennverlauf bei einer Zweifacheinblasung. Der voreingeblasene Wasserstoff zündet gleichzeitig mit dem Beginn der Haupteinblasung. 18-Lochdüse: $6 \times 0,6 \text{ mm} + 12 \times 0,4 \text{ mm}$.

Die Düsenkonfiguration der 18-Lochdüse mit ($6 \times 0,6 \text{ mm} + 12 \times 0,4 \text{ mm}$) reagiert weniger empfindlich auf den großen Abstand zwischen Vor- und Haupteinblasung. An dieser Stelle konnte die Voreinblasung noch ein wenig verkürzt werden, um trotzdem noch einen positiven Einfluß auf die Haupteinblasung zu haben. In Abbildung 7.10 ist der Brennverlauf dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Energiefreisetzung der Voreinblasung mit der zweiten Einblasung des Wasserstoffs zusammenfällt.

Die hier aufgeführten Beispiele für ein sicheres Zünden zeigen, daß der Abstand zwischen den beiden Einblasungen zu verkürzen ist, ohne gleichzeitig eine neue Ursache für zyklische Schwankungen zu erzeugen.

Eine weitere Entwicklung des Injektors hinsichtlich einer schnelleren Taktung oder einer frei formbaren Öffnungsflanke durch den Einsatz einer Piezoansteuerung würde eine bessere Ausnützung des Potentials der getakteten oder vollvariablen Einblasung ermöglichen.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Eigenschaften und Phänomene der innermotorischen Vorgänge eines direkteinspritzenden Wasserstoff-Schiffsdieselmotors analysiert. Für die Untersuchungen kommt eine neuartige Versuchsanlage in Verbindung mit modernen optischen Meßtechniken sowie numerische 3D-Simulationen zum Einsatz.

Die rückstoßfreie Architektur der Versuchsanlage erlaubt die realitätsnahe Nachbildung eines Kompressions- und Expansionszyklus eines Großdieselmotors und die gleichzeitige Beobachtung von Gemischbildung, Zündung und Verbrennung mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung. Die Gemischbildung wird mit einem Schlieren/Schattenaufbau analysiert. Für die Verbrennung kommt die Aufnahme des Eigenleuchtens der Verbrennung zum Einsatz. In den experimentellen Arbeiten werden digitale Aufnahmen mit Frequenzen von 4500 bis 40000 Bildern pro Sekunde realisiert.

Neben den experimentellen Untersuchungen wird die Wasserstoffeinblasung mit dreidimensionalen numerischen Strömungsberechnungen simuliert. An Hand von eindimensionalen Simulationen der detaillierten Chemie der Wasserstoff-Luft Reaktion wird der Zündprozeß untersucht.

Die Versuche zeigen, daß die prinzipielle Möglichkeit einer dieselmotorischen Verbrennung gegeben ist. Im Vergleich zum klassischen Dieselmotor sind beim Wasserstoff erheblich höhere Kompressionsendtemperaturen notwendig. Temperaturen von 1000 K und mehr sind für ein Zünden des Wasserstoffs erforderlich. Zündverzögerungen unter einer Millisekunde sind jedoch erst mit Temperaturen über 1100 K zu erzielen.

Die experimentellen und numerischen Untersuchungen der Gemischbildung und der Zündvorgänge liefern verschiedene sinnvolle Kombinationen für Düsengeometrie und Kolbenform. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die zeitliche Steuerung der Einblasung des Wasserstoffs auf die jeweilige Geometrie abzustimmen ist. Für eine stabile Zündung und Verbrennung sind Düsen zu bevorzugen, die schon zu Beginn der Einblasung eine gute Homogenisierung und Gemischaufbereitung er-

zielen.

Im Hinblick auf die erfolgreiche Umsetzung eines Verfahrens zur Wasserstoffverbrennung in Großdieselmotoren spielt das Gemischbildungssystem die entscheidende Rolle. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein elektromagnetisch und hydraulisch angesteuerte Common-Rail-Einblassystem entwickelt, das im Vergleich zu bisherigen Hochdruckgasventilen signifikante Verbesserungen in bezug auf Nadelhubsteuerung und Mehrfacheinblasung aufweist.

Die experimentellen und theoretischen Untersuchungen als auch die neu entwickelten Komponenten liefern die Grundlagen für zukünftige Entwicklungen von Wasserstoff-Großmotoren.

9 Ausblick

Die vorliegende Arbeit weist die grundsätzliche Möglichkeit einen Schiffsdieselmotor mit Wasserstoff zu betreiben nach. Der Motor besitzt Verbesserungspotential hinsichtlich Laufruhe, Vermeidung zyklischer Schwankungen und Stickoxidemissionen.

Mit der Selbstzündung des Wasserstoffs sind im Vergleich zur Dieselselverbrennung sehr hohe Kompressionsendtemperaturen verbunden. Um Zündverzögerungen von 0,5 ms zu erreichen sind Temperaturen von über 1200 K notwendig. Die Bildungsgrenze für thermisches NO_x liegt bei 2000 K [StEiMeWi99]. Mit beiden Werten wird der für die schadstoffarme Verbrennung Bereich eingengt. Zudem reduziert sich der Wirkungsgrad der Maschine mit abnehmender Temperaturdifferenz. Aus den genannten Gründen erscheint es angemessen, auch alternative Möglichkeiten für die Zündung des Wasserstoffs in Betracht zu ziehen.

Eine Variante der Zündung stellt die Verwendung einer Fremdzündung dar. Aus Sicht der Motorenhersteller ist der Einsatz von Zündhilfen, wie z. B. Zündkerzen, in Motoren mit hohen Kompressionsenddrücken eine nahezu unmögliche Kombination. Einen zuverlässigen und auf Dauer reproduzierbaren Zündfunken bei Drücken von mehr als 100 bar ist mit den herkömmlichen Methoden nicht zu erreichen. Die Verwendung neuer Technologien könnte hier eine Möglichkeiten bieten, da der Wasserstoff enorm kleine Zündenergien benötigt. Die Verwendung anderer Zündquellen, z. B. Laserdioden oder Piezozünder ließe sich am leichtesten am Wasserstoff verwirklichen.

Eine weitere Möglichkeit wäre, analog dem Zündstrahlverfahren, kleine Zündkeime im Brennraum zu erzeugen. Dabei kann z. B. Dieselöl in geringsten Mengen dazu verwendet werden, die notwendigen Startreaktionen (vgl. Kapitel 5.3) zu umgehen und die Radikale auf anderem Wege zu erzeugen. Es läßt sich vorstellen, daß dieser Kraftstoff gleichzeitig mit dem Wasserstoff durch den Injektor in den Brennraum eingeblasen wird. Entsprechende Vorversuche zeigen, daß es dabei wichtig ist, den Dieselkraftstoff gleich zu Beginn der Einblasung mitzuliefern.

Ansonsten geht die Wirkung zur Unterstützung der Zündung verloren.

Die Beimischung weniger flüssiger Kraftstofftröpfchen zur angesaugten Luft stellt ein weiteres Verfahren dar. Der Dieselinjektor kann im einfachsten Fall eine kontinuierlich arbeitende Düse oder ein getakter klassischer Dieselinjektor sein. In beiden Fällen befindet sich der Injektor im einbaufreundlichen Ansaugtrakt des Motors und nicht in dem schwerzugänglichen Zylinderkopf.

In der weiteren Zukunft muß jedoch auch die Entwicklung der anderen Technologien betrachtet werden. Die Brennstoffzelle stellt für den Motor hinsichtlich Wirkungsgrad und der erzielbaren Emissionswerte eine ernstzunehmende Konkurrenz dar. In naher Zukunft besitzt der Verbrennungsmotor den Vorteil der weiten Akzeptanz und der Bewährtheit der vorhandenen Konzepte.

A Anhang

A.1 Druckverlaufsanalyse

Eine globale thermodynamische Untersuchung des Verbrennungsverhaltens wird mit Hilfe der Druckverlaufsanalyse durchgeführt. Mit dieser Methode läßt sich aus dem im Zylinder gemessenen Druckverlauf unter Anwendung des ersten Hauptsatzes der Brennverlauf ermitteln. Er ist ein Maß für die Rate der Energiefreisetzung während der Verbrennung. Eine detaillierte Beschreibung der Druckverlaufsanalyse für einen Wasserstoffmotor wird von Wiebicke in [Wi98] gegeben. Eine ausführliche Diskussion der Anwendung der Druckverlaufsanalyse in der Kompressionsmaschine stellt Dorer in [Do99] dar.

Die Energiebilanz bezieht sich auf das vom Brennraum und dem Kolben eingeschlossene Volumen. Hierbei wird eine homogene Temperatur- Druck und Konzentrationsverteilung angenommen (null-dimensionales 1 Zonenmodell). Der erste Hauptsatz der Thermodynamik lautet im instationären Fall unter Berücksichtigung aller relevanten Energien und Enthalpieströme für den motorischen Kreisprozess des offenen Systems.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ_B}{dt} + \frac{dQ_W}{dt} + \frac{dW}{dt} + \frac{dH_B}{dt} + \frac{dH_{BB}}{dt} + \frac{dm_E}{dt}h_e + \frac{dm_A}{dt}h_a \quad (\text{A.1})$$

mit

$$\frac{dU}{dt} = \text{Änderung der inneren Energie} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{dQ_B}{dt} = \text{Brennverlauf} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{dQ_W}{dt} = \text{Wärmestrom durch die Wände} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dW}{dt} = \text{Volumenänderungsarbeit des Kolbens pro Zeit} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{dH_B}{dt} = \text{Enthalpiestrom durch Kraftstoffeinblasung} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{dH_{BB}}{dt} = \text{Enthalpiestrom durch Leakage am Kolben} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{dm_E}{dt} h_e = \text{Enthalpiestrom über das Einlaßventil} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{dm_A}{dt} h_a = \text{Enthalpiestrom über das Auslaßventil} \quad (\text{A.9})$$

In dieser Schreibweise werden die Energien und die Enthalpieströme, anders als in der Motorentechnik üblich, nicht auf den Grad Kurbelwellenwinkel, sondern auf die Zeit bezogen, da im Falle der Einhubmaschine der Kurbelwellenwinkel nicht als Meßgrösse vorliegt. Die Bilanzierung in der Einhubmaschine beginnt nach dem Befüllen des Zylinders mit Luft vor dem Start des Kolbens und endet nach der Rückwärtsbewegung des Kolbens. Aus diesem Grund sind die beiden letzten Terme, die Enthalpieströme in und aus dem Zylinder gleich null.

Im Vergleich zur Verbrennung von flüssigem Dieselkraftstoff muß hier der sonst vernachlässigte Enthalpiestrom der Kraftstoffeinbringung berücksichtigt werden. Die Ursache liegt in der geringen Dichte des Wasserstoffs und dem damit verbundenen großen unter hohem Druck in den Zylinder eingeblasenen Gasvolumen (max. 6 Liter unter Normbedingungen).

$$\frac{dH_B}{dt} = \frac{dm_B}{dt} \cdot c_p \cdot T \quad (\text{A.10})$$

Für die Massenbilanz im Brennraum gilt:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_B}{dt} + \frac{dm_{BB}}{dt} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{dm}{dt} = \text{Änderung der Gasmasse im Brennraum} \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{dm_B}{dt} = \text{zugführter Brennstoffmassenstrom} \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{dm_{BB}}{dt} = \text{Massenverlust durch Blow-by} \quad (\text{A.14})$$

Die thermodynamische Zustandsgleichung liefert die Beziehung zur Temperatur mit R als spezifischer Gaskonstante des Gemisches:

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (\text{A.15})$$

Für die Auswertung der Energiebilanz ist noch der Wärmestrom durch die Wände zu bestimmen.

Allgemein gilt:

$$\frac{dQ_W}{dt} = \alpha \cdot A \cdot (T - T_W) \quad (\text{A.16})$$

Die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt nach Woschni/Vogel [Wos70], [Vo95].

$$\alpha = 0,12793 \cdot d^{-0,2} \cdot T^{-0,53} \cdot p^{0,8} \left(C_1 \cdot c_m + C_2 \cdot \frac{V_H \cdot T_1}{p_1 \cdot V_1} \cdot (p - p_0) \right)^{0,8} \quad (\text{A.17})$$

Wenn gilt:

$$2 \cdot C_1 \cdot c_m \cdot \left(\frac{V_C}{V_t} \right) \cdot C_3 \geq C_2 \cdot \frac{V_H \cdot T_1}{p_1 \cdot V_1} \cdot (p - p_0) \quad (\text{A.18})$$

dann ist der Wärmeübergangskoeffizient:

$$\alpha = 0,12793 \cdot d^{-0,2} \cdot T^{-0,53} \cdot p^{0,8} \left(C_1 \cdot c_m \left(1 + 2 \frac{V_C}{V_t} \cdot C_3 \right)^2 \right)^{0,8} \quad (\text{A.19})$$

Die Konstanten für den Wärmeübergangskoeffizienten werden von der Methanolverbrennung übernommen. Die Verbrennung von Wasserstoff ähnelt wegen der Rußfreiheit eher der des Methanols als der des Dieselmotors.

$$C_1 = 6,18 + 0,417 \cdot \frac{c_u}{c_m} \text{ im Niederdruckbereich} \quad (\text{A.20})$$

$$C_1 = 2,28 + 0,308 \cdot \frac{c_u}{c_m} \text{ im Hochdruckbereich} \quad (\text{A.21})$$

$$C_2 = 0,004[m/sK] \quad (\text{A.22})$$

$$C_3 = 1 \quad (\text{A.23})$$

Die Massen der Gaskomponenten lassen sich aus der Luftzusammensetzung, der eingeblasenen Wasserstoffmasse, und der Stoffumsetzung der Wasserstoff-Luftreaktion bestimmen. Die Luft setzt sich aus 21% Sauerstoff und 79% Stickstoff zusammen.

$$m_{Luft} = 0,79 \cdot m_{N_2} + 0,21 \cdot m_{O_2} \quad (\text{A.24})$$

Die Stickstoffmasse verändert sich durch die chemische Reaktion nicht. Während des Einblasvorganges wird die Masse $m_{H_2,ges}$ dem Zylinder zugeführt. Die Reaktion des Wasserstoffs mit dem Luftsauerstoff führt zu einer Abnahme der Wasserstoff- und Sauerstoffmasse, im Gegenzug nimmt die Masse des Wasserdampfes zu.

$$m_{H_2} = m_{H_2,ges} - m_{H_2,verbr} \quad (\text{A.25})$$

$$m_{O_2} = m_{O_2,ges} - m_{O_2,verbr} \quad (\text{A.26})$$

$$m_{H_2O} = m_{H_2,verbr} + m_{O_2,verbr} \quad (\text{A.27})$$

Die Gaskonstante des Gemisches ändert sich entsprechend der Gaszusammensetzung. Bei der Bestimmung der Wärmekapazität der Komponenten des zusammengesetzten Gases bzw. seiner Enthalpie wird eine Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität berücksichtigt.

Anhand der diskutierten Gleichungen läßt sich die während der Verbrennung umgewandelte Energie bestimmen. Der Brennverlauf beschreibt die Rate der Energiefreisetzung und ist somit ein wichtiges Kriterium zur Analyse und Optimierung von motorischen Verbrennungsvorgängen.

A.2 Theorie der Strömungsmechanik

Für die dreidimensionale zeitabhängige Berechnung von Strömungsvorgängen werden im Rahmen dieser Arbeit die zeitlich gemittelten *Navier-Stokes-Gleichungen* in Verbindung mit einem Turbulenzmodell verwendet.

In den nachfolgenden Gleichungen wird zur Vereinfachung der Schreibweise die *Einstein'sche* Summenkonvention herangezogen:

$$u_i^2 \equiv u_i u_i = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 \quad (\text{A.28})$$

Der momentane Wert einer skalaren Größe läßt sich als Summe aus ihrem zeitlichen Mittelwert und der lokalen Schwankung darstellen:

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i \quad (\text{A.29})$$

Es gilt:

$$\overline{u'_i} = 0 \quad (\text{A.30})$$

Die Grundgleichungen des verwendeten Strömungscodes basieren auf den allgemein gültigen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie.

Erhaltung der Masse:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{A.31})$$

Erhaltung des Impulses in 3 Richtungen:

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial(\tau_{ij} + \rho \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (\text{A.32})$$

Erhaltung der Energie (Enthalpie):

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j H)}{\partial x_j} = \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\partial(q_j + \rho \overline{u'_j H'})}{\partial x_j} \quad (\text{A.33})$$

Erhaltungsgleichung für die Komponenten von Gemischen: In diesem Falle werden Wasserstoff (Fluid 1) und Luft (Fluid 2) gemischt. Es ist

damit eine weitere Erhaltungsgleichung notwendig.

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j C)}{\partial x_j} = \frac{\partial(j_j - \rho \overline{u_j c})}{\partial x_j} \quad (\text{A.34})$$

Die Totalenthalpie ist definiert als:

$$H = h + \frac{U_i U_i}{2} \quad (\text{A.35})$$

h bezeichnet dabei die mittlere statische Enthalpie des Fluids. Unter der Annahme, daß sich die Fluide wie ideale Gase verhalten, kann die statische Enthalpie mit der Temperatur in folgende Beziehung gesetzt werden.

$$dh = c_p dT \quad (\text{A.36})$$

Die Größe c_p steht für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck.

Die molekularen Flüsse τ_{ij} , q_j und j_j werden unter Verwendung der Gesetze von *Stokes*, *Fourier* und *Fick* mit den mittleren Geschwindigkeits-, Temperatur- und Konzentrationsgradienten in Beziehung gesetzt:

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{A.37})$$

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \rho \sum h_i y_i j_{ij} \quad (\text{A.38})$$

$$J_j = -\Gamma_i \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (\text{A.39})$$

μ bezeichnet die dynamische Viskosität und λ die Wärmeleitfähigkeit des Fluids. Die Größe Γ_i ist der molekulare Diffusionskoeffizient. Die Dichte ρ wird aus dem mittleren Druck P und der mittleren Temperatur T mit Hilfe des *idealen Gasgesetzes* bestimmt.

$$\rho = \frac{P}{RT} \quad (\text{A.40})$$

R ist die spezifische Gaskonstante. Setzt sich das strömende Medium aus mehreren Komponenten zusammen, wird die mittlere Dichte aus

den Massenanteilen der einzelnen Komponenten gemäß

$$\frac{1}{\rho} = \sum \frac{C_i}{\rho_i} \quad (\text{A.41})$$

berechnet. Hierbei bezeichnet ρ_i die Dichte der jeweiligen Komponente. Die anderen Stoffgrößen Φ werden ebenfalls aus den Massenanteilen der einzelnen Komponenten gemäß

$$\Phi = \sum C_i \Phi_i \quad (\text{A.42})$$

ermittelt. Die Gleichungen A.32 - A.34 enthalten die Reynoldsspannungen $\rho \overline{u_i u_j}$, die turbulenten Energieflüsse $\rho \overline{u_j H'}$ und die Konzentrationsflüsse $\rho \overline{u_i c}$.

Für die Lösung der reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen ist die Lösung von $\overline{u_i u_j}$ notwendig. Dieser Term muß modelliert werden. Die oben genannten Terme müssen mit Hilfe eines Turbulenzmodells mit mittleren Größen in Verbindung gebracht werden, bevor eine geschlossene Lösung des Gleichungssystems möglich ist.

Das $k - \epsilon$ Turbulenzmodell basiert auf einer Wirbelviskositätshypothese. Hier werden analog zu den molekularen Transportvorgängen die Reynoldsspannungen proportional zu den mittleren Schubspannungen gesetzt.

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \cdot \delta_{ij} \cdot k \quad (\text{A.43})$$

Der Proportionalitätsfaktor μ_t wird analog als Wirbelviskosität bezeichnet.

k ist definiert als die turbulente kinetische Energie der Schwankungsbewegung:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (\text{A.44})$$

und

Die Wirbelviskosität μ_t hängt von der lokalen Turbulenzstruktur im Strömungsfeld ab. Sie wird bestimmt aus den lokalen Größen der k und ϵ :

$$\mu_t = \rho \cdot c_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon} \quad (\text{A.45})$$

In dieser Gleichung wird ϵ als Dissipationsrate bezeichnet. Der Wert von c_μ muß als empirische Konstante bestimmt werden.

Zur Bestimmung von k und ϵ lassen sich zwei Transportgleichungen aufstellen und lösen:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \rho \epsilon \quad (\text{A.46})$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} (c_{\epsilon 1} P_k - \rho c_{\epsilon 2} \epsilon) \quad (\text{A.47})$$

P_k entspricht dabei der kinetischen Energie:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{A.48})$$

Die turbulenten Energieflüsse $\rho \overline{u_j H'}$ und die Konzentrationsflüsse $\rho \overline{u_j c}$ lassen sich mit Hilfe der Wirbelviskositätshypothese bestimmen:

$$-\rho \overline{u_j H'} \approx -\rho \overline{u_j h'} = \frac{\mu_t}{P_{r,t}} c_p \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{A.49})$$

$$-\rho \overline{u_j c} = \frac{\mu_t}{S_{c,t}} \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (\text{A.50})$$

h' stellt dabei die Schwankung der statischen Enthalpie dar. Die turbulenten *Prandtl-* $P_{r,t}$ und *Schmidtzahlen* $S_{c,t}$ werden jeweils gleich 0,9 gesetzt. Die anderen Konstanten werden auf empirische Weise festgelegt.

$$c_\mu = 0,09 \quad (\text{A.51})$$

$$c_{\epsilon 1} = 1,44 \quad (\text{A.52})$$

$$c_{\epsilon 2} = 1,92 \quad (\text{A.53})$$

$$\sigma_k = 1,0 \quad (\text{A.54})$$

$$\sigma_\epsilon = 1,3 \quad (\text{A.55})$$

Literatur

- [Al96] **AL-GArni M.:**
Hydrogen Engines.
HYSOLAR.Abschlußbericht, DLR, Stuttgart, S. 105-106,
1996.
- [Al93] **Aly H.:**
*Untersuchung des Wasserstoffeinsatzes in Kraftwerks- und
Schiffsantirebsanlagen mit Viertakt-Diesel-Gasmotoren.*
Shaker Verlag, Aachen, 1993.
- [BFS99/1] **F.Mayinger, Dorer F., Prectl P.:**
*Direkteinspritzender Wasserstoff-Dieselmotor hoher Lei-
stungsdichte und geringer Abgasemission. Abschlußbericht
Teil 1: Beschreibung der Versuchsanlagen und der verwen-
deten Meßtechnik.*
Lehrstuhl A für Thermodynamik, Technische Universität
München; 1999.
- [BrMaEs96] **Briem M., Mahr B., Essers U.:**
*Conversion of a Diesel-powered into a Hydrogen-powered
Engine.*
HYSOLAR-Abschlußbericht, DLR, Stuttgart, S. 117-132,
1996.
- [Br87] **Brehm N.:**
*Ein Beitrag zum Phänomen des Überganges Deflagration-
Detonation.*
Dissertation, München, 1987.
- [Bri97] **Briem M.:**
*Untersuchungen zur inneren Gemischbildung an einem
Wasserstoff-Forschungsmotor.*
Dissertation, Universität Stuttgart, 1997.
- [DiCr61] **Dieke G.H., Crosswhite H. M.:**
The Ultraviolet Bands of OH, Fundamental Data

- J. of Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., Vol. 2, 97-199,
Pergamon Press Ltd. GB, 1961.
- [Da90] **Das L. M.:**
Hydrogen Engines: A view of the Past and a look into the future.
Int. J. Hydrogen Energy, Vol. 15, 425-443, 1990.
- [Do99] **Dorer F.**
Entwicklung einer Versuchsanlage zur Untersuchung der Vorgänge im Inneren eines Wasserstoffdieselmotors.
Dissertation, Technische Universität München; 2000, ISBN: 3-89820-117-1.
- [DoPrMa98a] **Prechtl P., Dorer F., Mayinger F.:**
High Pressure Hydrogen Injection System for a Large Bore 4 Stroke Diesel Engine: Investigation of the Mixture Formation with Laser-Optical Measurement Techniques and numerical Simulations.
XII World Hydrogen Energy Conference; Buenos Aires; Argentinien; 1998.
- [Ec88] **Eckbreth A. C.:**
Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species.
Abacus Press, 1988.
- [FePe97] **Ferziger, Perić**
Computational Methods for Fluid Dynamics.
Springer Verlag, 1997.
- [FeHöHu86] **Feucht k., Hölzel G., Hurich W., Komoschinski N., Povel R.:**
Wasserstoff im Flottentstest in Berlin- Bericht über Verlauf und Ergebnisse.
12. BMFT-Statusseminar, Bad Elms, S. 5.16-5.30, 1986.
- [FuKa82] **Furuhashi S., Kabayashi Y.:**
Development of a hot surface ignition hydrogen injection two stroke engine.

Proc. 4 th World Hydrogen Energy Conference, Vol. 3, California, 1982.

[FuTaSuTs87] **Furuhama S., Takiguchi M., Suzucki., Tsujita M.:**

Development of a Hydrogen Powered Medium Duty Truck.
SAE-Paper, No. 871168, 1987.

[Gu84] **Gutmann M.:**

Die Entwicklung eines Gemischbildungssystems und Verbrennungsverfahrens für Wasserstoffmotoren mit innerer Gemischbildung.

Dissertation, Universität Stuttgart, 1984.

[GoStWi92] **Günter Goergens, Arnold Strauss, Michael Willmann**

Ein neuer Turbodieselmotor mit Direkteinspritzung und 1,9 l Hubraum.

Motortechnische Zeitschrift, S. 94-103, MTZ 53 1992.

[He79] **Herzberg G.:**

Molecular Spectra and Molecular Structure, Constants of Diatomic Molecules

ISBN 0-442-23394-9, 1979.

[Ho94] **Hoffman V. U.:**

Energie mit Zukunft.

B.G. Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart, Leipzig; Verlag der Fachvereine Zürich; 1994.

[IkMiSh82] **Ikegami, M., Miwa, K., Shijoi, M.:**

A Study Of Hydrogen Fuelled Compression Ignition Engines.

Int. J. Hydrogen Energy, Vol. 7, 341-353, 1982.

[ImChLa98] **Im H. G., Chen J. H., Law C. K.:**

Ignition of Hydrogen / Air Mixing Layer in Turbulent Flows.

27th International Symposium on Combustion; Boulder; USA; 1998.

- [JoEnPrDe94] **Jorach R., Enderle C., Preschler K., Decker R.:**
Development of a Low-NO_x Truck Hydrogen Engine with High Specific Power Output.
Hydrogen Energy Progress, Proceedings of the 10th World Hydrogen Energy Conference. Cape Canaveral, Florida. Vol. 3, S. 1857-1865, 20.-24. Juni 1994.
- [JoWiStMa95] **Jorach R., Willand J., Sterner A., Mahr B.:**
Der ladeluftgekühlte Wasserstoff-Nutzfahrzeugmotor mit früher innerer Gemischbildung-ein Weg zur Erzielung niedrigster Abgasemissionen trotz hoher Leistungsdichte.
Stuttgarter Symposium Kraftfahrwesen und Verbrennungsmotoren, Band 1: Motoren, S. M5.1-M5.12, 20.-22. Februar 1995.
- [KaKl75] **Karim G. A., Klat S. R.:**
Experimental and analytical studies of hydrogen as fuel in Compression Ignition Engines.
ASME Paper No. 75-DGP-19, 1975.
- [KaKoMa81] **Kamimoto T., Kobayashi H., Matsuoka S.:**
A Big Size Rapid Compression Machine for Fundamental Studies of Diesel Combustion.
SAE-paper, No. 811004, 1981.
- [LoYiHa92] **Lozano A., Yip B., Hanson R.K.:**
Acetone: A Tracer for Concentration Measurements in Gaseous Flows by Planar Laser-induced Fluorescence.
Experiments in Fluids, 13, pp 369-376, 1992.
- [MaWa88] **Maas U., Warnatz J.:**
Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures.
Combustion and Flame 74, S. 53-69, 1988.
- [Ma94] **Mayinger F.:**
Optical Measurements: Techniques and Applications.
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1994.
- [StEiMeWi99] **Stisch G., Eiglmeier C., Merker G., Wirbeleit F.:**

Möglichkeiten und Anwendung der phänomenologischen Modellbildung im Dieselmotor.

Motor Technische Zeitschrift, MTZ Nr. 60, 4/99, S. 274 ff. 1999.

[NaSi96] **Naber J.D., Siebers D.L.:**

Hydrogen Combustion under Diesel Engine Conditions.

Proceeding, World Hydrogen Energy Conference XI, Stuttgart, 1996.

[Oe34] **Oehmichen M.:**

Wasserstoff als Motortreibmittel.

Deutsche Kraftfahrtforschung Heft 68, VDI-Verlag, Berlin 1934.

[ReFiPe89] **Regar K. N., Fickel C., Pehr K.:**

Der neue BMW 725i mit Wasserstoff-Antrieb.

VDI-Berichte Nr. 725, S. 187-196, 1989.

[Pr99] **W. Prümm:**

Wasserstoffmotor mit äußerer Gemischbildung für Nutzfahrzeuge.

BEV, ISBN 3-931901-09-2, S. 501 ff., 1999

[PrDoMa97] **Prechtl P., Dorer F., Mayinger F.:**

Innere Gemischbildung und Verbrennung von Wasserstoff: Analyse mit modernen optischen Meßmethoden.

VDI-GET GVC Thermodynamik-Kolloquium '97.

[PrDoMa98b] **Prechtl P., Dorer F., Mayinger F.:**

Hydrogen C.I. Ship Engine: Ignition and Combustion Process Analyzed with High Speed Optical Measurement System.

XII World Hydrogen Energy Conference; Buenos Aires; Argentinien; 1998.

[PrDoMa98c] **Prechtl P., Dorer F., Mayinger F.:**

Hydrogen fueled Large Bore Engine: Mixture Formation Ignition and Combustion Process Analyzed with modern Optical Measurement Techniques.

27th International Symposium on Combustion; Boulder; USA; 1998.

- [PrDoMa98d] **Prechtl P., Dorer F., Mayinger F.:**
Modern Optical Measurement Techniques applied in a Rapid Compression Machine for the Investigation of Internal Combustion Engine Concepts.
ERCOFTAC-Bulletin; No 38; 1998.
- [Sc34] **Schardin H.:**
Das Toeplersche Schlierenverfahren
VDI Forschungsheft 367, VDI-Verlag GmbH, Berlin 1934.
- [StMa86] **Stephan, Mayinger:**
Thermodynamik, 12 Auflage.
Springer, 1986.
- [St97] **Sturm J.:**
Konstruktion eines Wasserstoffeinblassystems für einen Schiffsmotor. Diplomarbeit Lehrstuhl A für Thermodynamik, TU-München, 1997.
- [Sz94] **Szamer R.:**
Technical Requirements for the Utilization of Hydrogen as an Energy Carrier.
Hydrogen Energy Progress, Proceedings of the 10th World Hydrogen Energy Conference, Cape Canaveral, Florida, Vol. 1, S.207-214, 20.-24. June 1994.
- [ASC95] **Advanced Scientific Computing Ltd.:**
TASCflow User Documentation, Ver. 2.4. March 1995.
- [Toe64] **Toepler A.:**
Beobachtungen nach einer neuen Methode.
Max Cohen und Sohn, Bonn 1864.
- [WaMa93] **Warnatz J., Maas U.:**
Technische Verbrennung.
Springer-Lehrbuch, 1993.

- [Wi98] **Wiebicke, Ulrich:**
*Untersuchungen zum Betriebsverhalten eines mittelschnel-
laufenden Wasserstoff-Dieselmotors.*
Dissertation, Technische Universität München; 1998.
- [Wo90] **Wong J. K. S.:**
*Compression ignition of hydrogen in a direct injection diesel
engine modified as a low heat-rejection-engine.*
Int. J. Hydrogen Energy, Vol. 15, No. 7, 507-514, 1990.
- [Vo95] **Vogel C.:**
*Einfluß der Wandablagerungen auf den Wärmeübergang im
Verbrennungsmotor.*
Dissertation, Technische Universität München, 1995.
- [Wos70] **Woschni G.:**
*Die Berechnung der Wandwärmeverluste und der thermi-
schen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren.*
Motortechnische Zeitschrift MTZ 31, 1970.
- [WZWR98] **Woschni, Zeilinger, Wiebicke, Rottengruber:**
Hydrogen C.I. Large Bore Ship Engine.
XII World Hydrogen Energy Conference; Buenos Aires; Ar-
gentinien; 1998.
- [ZiKr95] **Zieger J., Kräamer M.:**
Wasserstoff-Projekt HYPASSE.
Stuttgarter Symposium Kraftfahrwesen und Verbrennungs-
motoren, Band 1: Motoren, S. M4-M4.1-M4.10, 20.-22. Fe-
bruar 1995.