

DISS. ETH Nr. 15004

**EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR SPRAYSTRUKTUR  
IN TRANSIENTEN, VERDAMPFENDEN UND NICHT VERDAMPFEN-  
DEN BRENNSTOFFSTRAHLEN UNTER HOCHDRUCK**

A B H A N D L U N G

zur Erlangung des Titels  
DOKTOR DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN  
der  
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZÜRICH

vorgelegt von  
BRUNO MARTIN SCHNEIDER  
Dipl. Ing. ETH Zürich

geboren am 26. April 1964  
von  
Zürich und Hüntwangen, ZH

Angenommen auf Antrag von  
Prof. Dr. M. K. Eberle, Referent  
Prof. Dr. K. Boulouchos, Koreferent  
Dr. G. Wigley, Koreferent

2003



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand am Institut für Energietechnik, Laboratorium für Verbrennungsmotoren und Verbrennungstechnik an der ETH Zürich.

Zuallererst möchte ich Herrn Prof. Dr. M. K. Eberle für sein entgegengebrachtes Vertrauen, seine Unterstützung und überhaupt für die Ermöglichung dieser Arbeit danken. Ohne seinen persönlichen Einsatz wäre diese Arbeit nie fertig gestellt worden!

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. K. Boulouchos und Herrn Dr. G. Wigley für die Übernahme des Koreferats und ihre Unterstützung und Förderung im Verlauf der Dissertation. Ihre fachlichen Ratschläge, ihre Kompetenz als Betreuer und die nützlichen Diskussionen mit ihnen waren mir eine grosse Hilfe. Auch Herrn Dr. B. Ineichen gilt mein Dank für seine fachliche und persönliche Unterstützung im Verlauf dieser Arbeit.

Herrn Dr. A. Hintermann vom Bundesamt für Energie (BFE) gebührt der Dank für die grosszügige finanzielle Unterstützung des Projekts.

Was wäre eine experimentelle Arbeit an einem Versuchsträger, der die Grenzen des technisch machbaren erreicht, ohne die Unterstützung durch Mechaniker und Elektroniker? Ein gescheitertes Experiment... Deshalb möchte ich allen Mitarbeitern unserer Werkstatt und der Elektronik- resp. Softwareunterstützung, die sich so oft die Hände an der Hochtemperatur- und Hochdruckzelle schmutzig machen mussten, ganz herzlich danken: Marcel Décosterd, Peter Eberli, Gerhard Egli, Peter Obrecht und Andreas Schmid. Ihre Geduld mit den vielen Schwächen der Versuchsanlage und mit meinen häufig vorgebrachten Verbesserungs-, Änderungs-, Erweiterungs- und Reparaturvorschlägen war ausserordentlich gross, ihre wohlwollende Unterstützung hat über viele Schwierigkeiten hinweg geholfen.

Meinen Kollegen Kai Herrmann und Stephan Kunte gebührt auch ein spezielles Dankeschön! Ihr persönlicher und fachlicher Beistand sowie die mit ihnen geführten fruchtbaren Diskussionen bei der Arbeit und beim Bier haben mir viel geholfen.

Im Verlauf dieser Arbeit gab es immer wieder herbe Rückschläge einzustecken. In diesen Zeiten ist man ganz besonders auf die Unterstützung durch Familie und Freunde angewiesen, ganz herzlichen Dank!



# Zusammenfassung

Die vorliegende experimentelle Arbeit befasst sich mit der Ausbreitung von Diesel-Einspritzstrahlen unter hohem Gasdruck bei verdampfenden und nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen. Sie liefert einen Beitrag für das bessere Verständnis der beim Zerfall und der Phasenänderung von Diesel-Einspritzstrahlen ablaufenden Vorgänge und stellt zugleich eine solide und umfassende Datenbasis für das Testen und Weiterentwickeln von Einspritzstrahlmodellen in Computer-Simulationsprogrammen zur Verfügung.

Als Versuchsträger wurde eine Hochtemperatur- und Hochdruckzelle eingesetzt, die Experimente in einem grossen, voneinander unabhängigen Gasdruck- und Gastemperaturbereich ermöglichte. Der Einsatz von Stickstoff als Arbeitsgas erlaubte die Untersuchung der Einspritzstrahlen ohne dass die Messungen durch die Zündung und Verbrennung des dabei entstehenden Gemischs beeinflusst wurden.

Die Einspritzstrahlen wurden mit zwei sich optimal ergänzenden Messtechniken untersucht: Die radiale und axiale Ausbreitung sowie die Strukturen der flüssigen Phase des Einspritzstrahls wurde mit der Schattenbildtechnik erfasst. Die Messungen der lokalen Tropfengrössen und Tropfengeschwindigkeiten erfolgten durch die Phasen-Doppler-Anemometrie Messtechnik (PDA).

Bei der Durchführung der Experimente wurden folgende Versuchsparameter variiert: Gasdruck und Gastemperatur, der Einspritzdruck, der Düsenlochdurchmesser und das Verhältnis zwischen Düsenlochlänge und Durchmesser. Insgesamt waren Experimente mit bis zu 96 Parameterkombinationen möglich.

Im Verlauf dieser Arbeit wurde deutlich, dass die in der Literatur vorhandenen Modelle für die Ausbreitung von Einspritzstrahlen die Realität nur schlecht widerspiegeln, wenn die Umgebungsbedingungen in so einem grossen Bereich variiert werden wie das in dieser Arbeit möglich war. Insbesondere darf weder der Einfluss der Gasdichte auf die Einspritzstrahlausbreitung im düsennahen, noch der Einfluss der Temperatur auf die Einspritzstrahlpenetration im düsenfernen Bereich vernachlässigt werden.

Experimentelle Korrelationen für die Einspritzstrahlausbreitung, welche unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen ermittelt wurden, taugen nur bedingt für die Abschätzung der Einspritzstrahlpenetration unter dieselmotorischen Bedingungen.

Die PDA Messungen zeigen, dass die mittleren Tropfengrössen im Vergleich zwischen nicht verdampfenden und verdampfenden Umgebungsbedingungen bei ansonsten identischen Versuchsbedingungen durch den Einfluss der Verdampfung

um mehr als die Hälfte reduziert werden (nicht verdampfend:  $D_{10} \approx 8\mu\text{m}$  resp.  $D_{32} \approx 13\mu\text{m}$ , verdampfend:  $D_{10} < 4\mu\text{m}$  resp.  $D_{32} < 5\mu\text{m}$ ).

Die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit machen auch deutlich, dass die korrekte Interpretation der Messdaten nur unter Berücksichtigung der jeweiligen Grenzen der eingesetzten Messtechnik möglich ist. Können, wie in der vorliegenden Arbeit, zwei sich sehr gut ergänzende Messtechniken auf das gleiche Experiment angewandt werden, so ist das für die korrekte Interpretation der Messdaten eine grosse Hilfe.

Es zeigt sich auch, dass schon kleinste Unterschiede bei der Fertigung der Düsen-  
spitzen resp. Düsenlöcher einen grossen Einfluss auf die Eigenschaften der Ein-  
spritzstrahlen haben. Diese kleinsten "Fehler" in der Düsen- resp.  
Düsenlochgeometrie können den Einfluss der beabsichtigten Variation der Düsen-  
lochabmessungen sogar überdecken.

# Abstract

The present work is an experimental investigation of high pressure Diesel fuel sprays injected into inert environments under evaporating and non evaporating conditions at high gas pressures.

The results further significantly increase current knowledge and understanding of the fundamental processes governing the breakup and atomization of these transient, high pressure fuel sprays and represent a detailed and solid database for the development and testing of spray models in computational fluid dynamics codes.

A high temperature and high pressure constant volume cell was used as experimental device. This combustion cell provides a flexible facility to study sprays over a wide range of environments, including conditions found in Diesel engine combustion chambers. It is equipped with an easy configurable Common Rail Diesel injection system.

Two complementary measurement techniques were used: The shadow imaging method in combination with appropriate image processing allows the measurement of the axial and radial penetration as a function of time. It also permits the visualization of structures in the liquid phase of the instantaneous spray. The Phase Doppler Anemometry technique (PDA) measures simultaneously the velocity and size of individual droplets at single locations in the fuel spray. Scanning the measurement point over a grid of locations in the spray allows the characterization of the droplet flow field structure in the fuel spray.

The following parameters were varied in the experiments of this study: Gas pressure and gas temperature, fuel injection pressure, diameter and length to diameter ratio of the injection nozzle holes (the injector nozzles had always one central hole). This allowed for experiments with up to 96 parameter variations.

The measurements of the axial fuel spray penetration over the wide range of gas conditions in this study show the limitations of the corresponding models found in the literature. Most importantly, the influence of the gas density on the initial linear expansion and the influence of the gas temperature on the later propagation of the fuel spray need to be taken into account.

Experimental correlations for the fuel spray propagation that have been developed under non evaporating conditions have only a limited usefulness for the estimation of the fuel spray penetration under real diesel engine conditions.

The Phase Doppler Anemometry measurements give for non evaporating conditions an average droplet diameter of  $8\mu\text{m}$  ( $D_{32} \approx 13\mu\text{m}$ ), whereas under evaporating conditions the droplet diameters are reduced by half to sizes of  $4\mu\text{m}$  and less ( $D_{32} < 5\mu\text{m}$ ).

The experimental data in this study could not be interpreted correctly without taking into account the limitations of the applied measurement techniques. The use of two complementary measurement techniques in the same experiment allows for an easier interpretation of the phenomena found in the measurement data.

It is shown as well that the manufacturing quality, i.e. the small differences in the micro geometry of the nozzles, may have an even bigger influence on the fuel spray characteristics than the variation of the nozzle hole dimensions itself.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Zielsetzung</b> .....	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b> .....	<b>3</b>
2.1 Umfeld.....	3
2.2 Stand des Wissens .....	7
<i>Primäre Atomisierung - der Strahlaufbruch</i> .....	7
<i>Wichtige Einflussgrößen auf den Strahlaufbruch</i> .....	12
<i>Sekundäre Atomisation - der Tropfenzerfall</i> .....	18
<i>Tropfenaufbruch-Mechanismen</i> .....	19
2.3 Ausbreitung des Einspritzstrahls .....	22
<i>Einspritzstrahlgeschwindigkeit</i> .....	22
<i>Die Länge des flüssigen Kerns (Liquid Core)</i> .....	24
<i>Axiale Einspritzstrahlausbreitung (Penetration)</i> .....	26
<i>Einspritzstrahl-Kegeiwinkel</i> .....	32
2.4 Resultierende Tropfengrößen.....	36
<b>3. Experiment</b> .....	<b>41</b>
3.1 Die Hochtemperatur- und Hochdruckzelle.....	42
<i>Das Anlagenkonzept</i> .....	44
<i>Die Fenster der Zelle</i> .....	47
<i>Messtechnik an der Zelle</i> .....	48
3.2 Standard-Zyklen der Zelle bei den Messungen.....	48
3.3 Einspritztechnik.....	50
<b>4. Messtechnik</b> .....	<b>55</b>
4.1 Die Schattenbildtechnik .....	58
4.2 Die Phasen Doppler Anemometrie.....	66
<b>5. Ergebnisse und Diskussion</b> .....	<b>83</b>
<i>Variierte Umgebungsparameter bei den Messungen</i> .....	83
5.1 Einspritzstrahlausbreitung .....	86
<i>Zyklus zu Zyklus Variationen der Einspritzstrahlkonturen</i> .....	86
<i>Axiale Einspritzstrahl-Penetration</i> .....	90
<i>Einspritzstrahl-Kegeiwinkel</i> .....	108
5.2 Tropfengrößen und Geschwindigkeiten .....	113
<i>Tropfengrößen und Geschwindigkeiten unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen</i> .....	114
<i>Tropfengrößen und Geschwindigkeiten unter verdampfenden Bedingungen</i> ....	124
<b>6. Schlussfolgerungen</b> .....	<b>139</b>

<b>7. Ausblick</b> .....	<b>144</b>
<b>8. Literaturverzeichnis</b> .....	<b>147</b>
<b>9. Anhang</b> .....	<b>155</b>
9.1 Symbole und Abkürzungen .....	155
9.2 Kennzahlen .....	157
9.3 Stoffdaten des Diesels.....	159
<i>Temperatureinfluss auf die Stoffwerte:</i> .....	160
9.4 Einspritzraten und Nadelhübe.....	162
9.5 Druckerzeugung .....	166
9.6 Einstellparameter für die PDA Messungen .....	168
9.7 Eingesetzte Software.....	169
9.8 Bilder und Zeichnungen der Zelle .....	170
9.9 Lebenslauf.....	173

# 1. Einleitung und Zielsetzung

Nachdem die Dieselmotoren im Bereich der Nutzfahrzeuge den Benzinmotor praktisch vollständig verdrängt haben, steigt auch im Personenwagenbereich seit der Einführung moderner, direkt eingespritzter und aufgeladener Dieselmotoren der Anteil der Dieseltechnik stetig an (Abbildung 2.1).

Trotz des deutlichen Verbrauchsvorteils der Dieselmotoren gegenüber den Benzinmotoren werden diese in der Öffentlichkeit (speziell von Umweltschutzverbänden) immer noch häufig als "Dreckschleudern" kritisiert. Zurückzuführen ist dies insbesondere auf die Partikelemissionen (Russ) des Motors, aber auch auf den im Vergleich zu Benzinmotoren mit Abgasnachbehandlung deutlich höheren Stickoxidausstoß. Der Gesetzgeber reagiert auf diese Kritik mit neuen resp. verschärften Abgasvorschriften.

Die notwendige Reduktion der Partikel- und Stickoxidemissionen wird auch in Zukunft die grösste Herausforderung für die Weiterentwicklung der Dieseltechnik darstellen. Dies besonders da zwischen der Verbesserung der Stickoxid- und der Partikelemissionen ein grundsätzlicher Zielkonflikt besteht - die gleichzeitige Verbesserung beider Faktoren ohne Erhöhung des Brennstoffverbrauchs ist nicht einfach zu erreichen.

Die Beherrschung der dieselmotorischen Verbrennung und die Reduktion der daraus entstehenden Roh-Emissionen wird trotz der langfristig sicher unvermeidlichen Einführung einer Abgasnachbehandlung von zentraler Bedeutung bleiben, denn die Effizienz, Baugrösse und damit auch die Kosten der Filter und Katalysatoren sind stark von der Zusammensetzung der ihnen zugeführten Abgase abhängig.

Für eine zielgerichtete Optimierung der innermotorischen Verbrennung müssen die wesentlichen Prozesse, die bei der Brennstoff-Einspritzung, Gemischbildung, Zündung und Verbrennung ablaufen, bekannt sein. Dies ist aber schon am Anfang der eng miteinander verknüpften Prozesskette nicht gegeben: Trotz vieler vergangener und aktueller Forschungsvorhaben sind die ablaufenden Vorgänge bei der Einspritzung, dem Aufbrechen des Einspritzstrahls, der Atomisierung und Verdampfung der Brennstofftropfen sowie der Gemischbildung aufgrund ihrer ausserordentlichen Komplexität nicht genau bekannt.

Zielsetzung dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung der ablaufenden Prozesse bei der Einspritzung, dem Strahlaufbruch und dem nachfolgenden Zerfall der Tropfen und deren Verdampfung. Der Einfluss der normalerweise folgenden Zündung und Verbrennung des Gemischs wird durch die Einspritzung in ein inertes Gas (Stickstoff) ausgeschaltet.

Insgesamt wurden acht verschiedene Düsen spitzen mit einem zentralen, koaxial zur Düsenachse ausgerichteten Spritzloch mit unterschiedlichen Durchmessern und Lochlängen untersucht. Die Einspritzung erfolgte mit einem Common-Rail Einspritzsystem.

Da bei Motoren oder anderen Kompressionsmaschinen der Gasdruck untrennbar mit der Gastemperatur gekoppelt ist, wurden die Messungen in einer Konstantvolumen-Versuchszelle mit externer Gasaufbereitung durchgeführt. Der Einfluss des Umgebungsdrucks und / oder der Umgebungstemperatur konnte auf diese Weise getrennt voneinander untersucht werden. Auch konnten die experimentellen Randbedingungen in einer Versuchszelle genauer definiert werden (kein instationäres Strömungsfeld resp. keine Gasphasenturbulenz durch die Kolbenbewegung, keine Beeinflussung der Messung durch das Kolbensmiermittel).

Die in dieser Arbeit gewonnenen Daten über die globale axiale und radiale Einspritzstrahlausbreitung und die lokalen Tropfengrößen- resp. Tropfengeschwindigkeitsverteilungen in Abhängigkeit der Parameter Gasdruck, Gastemperatur, Einspritzdüsenloch und Einspritzdruck dienen nicht nur dem besseren Verständnis der Vorgänge, sondern bilden auch eine solide Datenbasis für die Validierung und Weiterentwicklung von Computersimulationsmodellen für Einspritzstrahlen. Simulationsmodelle, die Einspritzstrahlen und deren Wechselwirkung mit der Gemischbildung und Verbrennung korrekt berechnen können, werden in Zukunft ein unverzichtbares Werkzeug für die kostengünstige und schnelle Weiterentwicklung der Dieselsechnik sein.

Die vorliegende Arbeit ist in drei Teile unterteilt:

**Stand des Wissens:** Hier wird neben einer grundsätzlichen Einführung in die Problematik der dieselmotorischen Verbrennung der aktuelle Stand des Wissens über Diesel-Einspritzstrahlen zusammengefasst. Dies umfasst sowohl theoretische Grundlagen als auch aus Experimenten gewonnene empirische Ansätze und Modelle über die Strahlausbreitung und die zu erwartenden Tropfengrößen im Einspritzstrahl.

**Experiment und Messtechnik:** Dieser Teil enthält die Beschreibung des Versuchsträgers und die Vorstellung der in dieser Arbeit angewandten Messtechniken mit den dazu notwendigen Grundlagen.

**Ergebnisse und Diskussion:** Nach der Definition der in dieser Arbeit variierten Parameter werden in diesem Teil die Ergebnisse und die daraus folgenden Schlüsse dieser Arbeit präsentiert und im Rahmen des weltweiten aktuellen Stand des Wissens diskutiert.

## 2. Grundlagen

### 2.1 Umfeld

**Entwicklung der Diesel-Technik:** Vor mehr als 100 Jahren, am 28. Februar 1892, meldete Rudolf Diesel seine Idee einer optimalen Wärmekraftmaschine zum Patent an. Obwohl sich der Carnot-Prozess nicht wie erhofft realisieren liess, war der erste “marktreife” Motor im Jahr 1897 mit einem Wirkungsgrad von 26.2% weitaus effizienter als all seine Konkurrenten!

Die optimale Brennstoffzufuhr in den Zylinder und die anschliessende Mischung mit der Luft waren von Anfang an ein zentrales Problem der Diesel-Technik: Der Brennstoff muss im Bereich des oberen Totpunktes des Kolbens möglichst schnell in die komprimierte Luft eingebracht und mit dieser vermischt werden. Nach kurzer Zeit (dem Zündverzug) entflammt der Brennstoff durch die hohe Lufttemperatur und die heissen Verbrennungsgase treiben den Kolben wieder nach unten. Für eine hohe Motorleistung muss möglichst die gesamte Luft im Zylinder für die Verbrennung genutzt werden können, ohne dass in einigen Zonen ein zu fettes Gemisch zu einer unvollständigen Verbrennung und damit zu hohen Russ-Emissionen führt.

Nach erfolglosen Experimenten mit der direkten Einspritzung wurde beim ersten Dieselmotor im Jahr 1892 der Brennstoff mithilfe von Druckluft in den Zylinder eingeblasen. Diese Methode erforderte einen teuren, energiefressenden Luftkompressor und war zudem für schnelle Änderungen der Motorleistung nicht brauchbar, was die Einsatzmöglichkeiten des Motors für den Betrieb in Fahrzeugen stark einschränkte.

Obwohl Rudolf Diesel schon um 1905 an die Möglichkeiten der direkten Einspritzung mit einem Pumpe-Düse System dachte, kam erst McKechnie 1914 auf die entscheidende Idee der mittels einer Düsennadel gesteuerten Einspritzdüse. Weitere zehn Jahre später kamen die ersten Nutzfahrzeugmotoren mit direkter Einspritzung auf den Markt (MAN, Daimler-Benz). Im Jahr 1927 beginnt Bosch mit der Serienfertigung von Diesel-Einspritzanlagen und macht damit den Weg frei für einen breiten Einsatz der Diesel-Technik in Fahrzeugen.

Im Bereich der Nutzfahrzeuge resp. Schiffsantriebe setzte sich der Dieselmotor insbesondere in Kombination mit der (auf eine Idee des Schweizers Alfred Büchi zurückgehenden) Abgasturboaufladung weitgehend gegen die Benzinmotoren resp. Dampfturbinenantriebe durch.

Im Automobilbereich hält die Dieseltechnik 1936 mit dem ersten Daimler-Benz Vorkammerdieselmotor-Personenwagen Einzug. Die Vorkammertechnik, welche

(auf Kosten des Wirkungsgrades) eine weichere Verbrennung und damit tiefere Verbrennungsgeräusche bei guter Mischungsfähigkeit auch bei für den Einsatz in Personenwagen erforderlichen hohen Drehzahlen ermöglicht, blieb für lange Zeit die Standardtechnik für Dieselmotoren im Automobilbereich. Erst 1988 erlaubte die fortschreitende Weiterentwicklung der Einspritztechnik die Anwendung direkt eingespritzter Motoren in Personenwagen (Fiat). Ein Jahr später folgte Audi mit dem bis heute massgeblichen Prinzip des aufgeladenen, direkteingespritzten Dieselmotors.

Der wesentlich tiefere Brennstoffverbrauch und die von den Fahrern als angenehm empfundene Drehmomentcharakteristik dieses Antriebskonzeptes findet immer mehr Anklang: Der Anteil von dieselmotorisch angetriebenen Personenwagen bei den Neuzulassungen erhöhte sich von 1990 bis 2001 in Westeuropa von 13.8% auf 35.8%, Tendenz insbesondere seit der Einführung der Common-Rail-Einspritztechnik weiter steigend. (In der Schweiz: Von 1980 bis 2001 stieg der Anteil von 0.8% auf 13.3% der Neuzulassungen).

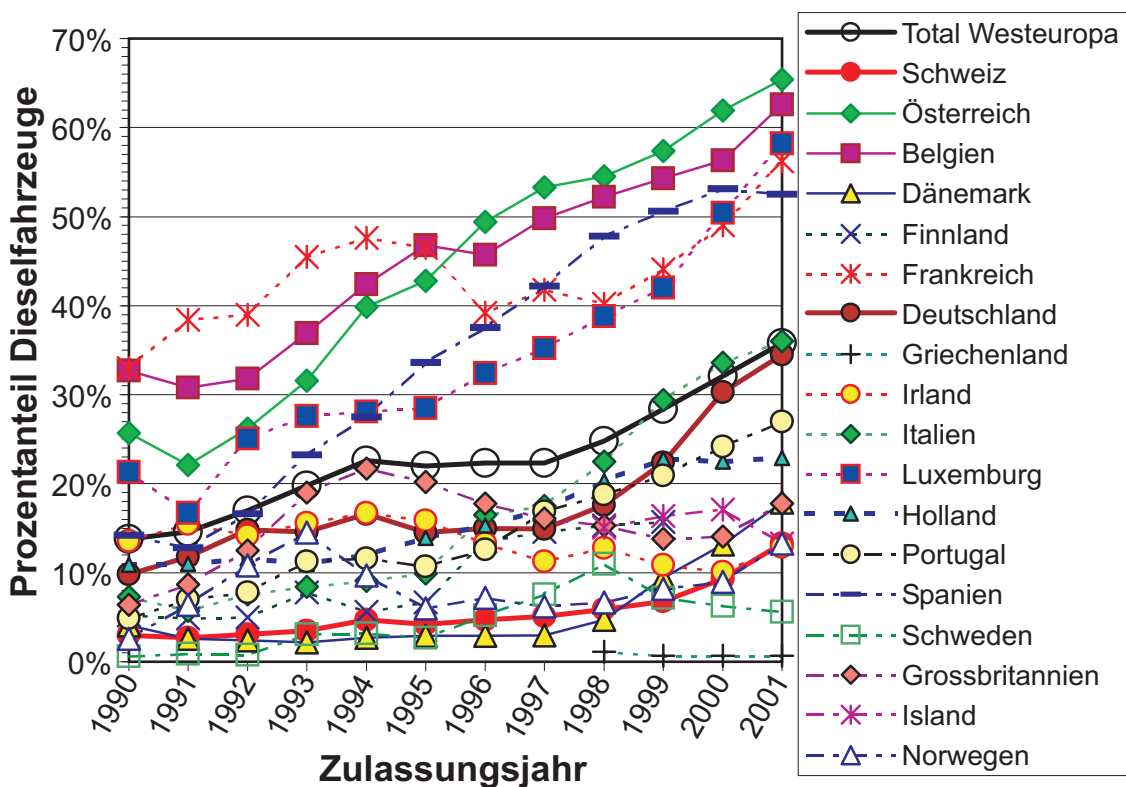


Abb. 2.1: Anteil der Dieselfahrzeuge an den Automobil-Neuzulassungen.  
Quelle: Vereinigung Schweizer Automobil Importeure.

**Emissionen:** Wie in der Einleitung erwähnt, liegt die Herausforderung bei der weiteren Entwicklung der Diesel-Technik in der Erfüllung der immer strengeren Abgasvorschriften ohne dabei den Motorwirkungsgrad zu verschlechtern.

- Die Stickoxid-Emissionen entstehen hauptsächlich in den leicht mageren und über längere Zeit sehr heißen Verbrennungszonen im Brennraum.
- Russ (d.h. die Partikel-Emissionen) stammt mehrheitlich aus den fetten Verbrennungszonen, in denen die Oxidation der Verbrennungs-Zwischenprodukte mangels Sauerstoff bis zum Abschluss der Verbrennung (durch den Temperaturabfall während der Expansion) nicht vollständig ablaufen kann.
- Die unverbrannten Kohlenwasserstoffe (HC Emissionen) resultieren aus dem nicht verbrannten Brennstoff an kalten Zylinderwänden, aus Spalten des Brennraums und aus nach dem Einspritzende aus den Düsen spitzen tropfendem Brennstoff. Die HC Emissionen sind bei Dieselmotoren in der Regel ein untergeordnetes Problem, da in den Spalten des Brennraums nur reine Luft und kein Brennstoff-Luft Gemisch vorhanden ist.

Der Schwerpunkt der Gesetzgebung liegt auf einer Reduktion der Stickoxid- und Partikelemissionen. Durch den grundlegenden Zielkonflikt zwischen der Verbesserung dieser beiden Schadstofftypen ist die gleichzeitige Optimierung der Motoren hinsichtlich beider Schadstoffe nicht einfach.

Schadstoff	EURO I ab 1993	EURO II ab 1997	EURO III ab 2001	EURO IV ab 2006
<i>CO</i>	<b>2.72</b>	<b>1.00</b>	<b>0.64</b>	<b>0.50</b>
<i>NO<sub>X</sub></i>	-	-	<b>0.50</b>	<b>0.25</b>
<i>HC+NO<sub>X</sub></i>	<b>0.97</b>	<b>0.90</b>	<b>0.56</b>	<b>0.30</b>
<i>Partikel</i>	<b>0.140</b>	<b>0.100</b>	<b>0.050</b>	<b>0.025</b>

Tab. 2.1: Entwicklung der Abgasgrenzwerte für Personenwagen mit DI-Dieselmotoren in Europa (alle Angaben in Gramm pro km, Testzyklus ECE 15 + EUDC).

Zu den Partikelemissionen ist folgendes Anzumerken: Es ist im Moment noch nicht hinreichend geklärt, ob die Masse, die Oberfläche oder die Anzahl der Russpartikelchen die schädliche Wirkung auf Lebewesen bestimmt. Ist die Anzahl der Teilchen die bestimmende Grösse, so könnte die Verringerung der ausgestossenen Schadstoffmasse durch die Reduktion der durchschnittlichen Partikelgrösse zu einer wesentlichen Erhöhung der Partikelanzahl führen, was keine, oder unter Umständen sogar eine negative Auswirkung auf die Schädlichkeit der Abgase hätte!

**Grundsätzliche Aufgabe der Brennstoff-Einspritzung im Dieselmotor:** Die Einspritzanlage eines Dieselmotors muss, einfach ausgedrückt, den Brennstoff zum richtigen Zeitpunkt in der richtigen Form an den richtigen Ort bringen:

- Der richtige Zeitpunkt für den Einspritzbeginn ist u.A. abhängig von der aktuellen Motordrehzahl, der gewünschten Last und dem momentan rückgeführten Abgasanteil. Da die gewünschten Ziele bezüglich Wirkungsgrad, Emissionen und insbesondere Lärm nicht immer mit einer einzigen Einspritzung pro Zyklus erfüllt werden können sind moderne Common-Rail Motorsteuerungen in der Lage die Einspritzdüsen mehrmals pro Zyklus zu öffnen.
- Öffnet sich die Einspritzdüse, so fließt der Brennstoff an der Düsennadel vorbei in die Düsenlöcher. Beim Einlauf in die Düsenlöcher wandelt sich die potentielle Energie aus dem Einspritzdruck in kinetische Energie um, der Brennstoff tritt mit hoher Geschwindigkeit aus den Düsenlöchern aus. Dieser kompakte Einspritzstrahl wird durch innere Instabilitäten (Turbulenz, Wirbel und kollabierende Kavitationsblasen), der Wechselwirkung zwischen Oberflächenspannungs- und Trägheitskräften sowie durch aerodynamische Kräfte aufgebrochen. Die entstandenen grossen Flüssigkeitspakete und Tropfen werden durch die aerodynamischen Kräfte immer weiter aufgebrochen.
- Die resultierende Tröpfchengrösse ist u.A. abhängig vom Einspritzdruck und vom Durchmesser der Düsenlöcher. Kleinere Tropfen führen zu einer grösseren Oberfläche und damit zu einer schnelleren Verdampfung des Brennstoffs. Dies fördert eine erwünschte schnelle Verdampfung, kann aber durch die explosionsartige Verbrennung des bereits während dem Zündverzug gebildeten Gemischs zu hohen Lärmemissionen führen.
- Ein Nachteil zu kleiner Tröpfchen ist die geringen "Reichweite" (Penetration) derselben, d.h. die Einspritzanlage muss trotz kleiner Tropfengrößen sicherstellen, dass auch wandnahe Zonen des Brennraums in die Verbrennung einbezogen werden. Eine zu grosse Penetration des Einspritzstrahls führt hingegen zur Bildung eines Brennstofffilms auf der Wand, was die Russ- und HC Emissionen des Motors negativ beeinflusst.

Die neuere Entwicklung der Einspritztechnik hat wesentlich dazu beigetragen, diesen (manchmal widersprüchlichen) Anforderungen besser gerecht zu werden. Insbesondere sind durch die Common-Rail Technik neue Möglichkeiten hinzugekommen, wie diese Prozesse beeinflusst werden können. So ist z.Bsp. die Abgasrückführung erst sinnvoll einsetzbar, seitdem der Einspritzdruck und die Einspritzzeiten unabhängig von der Motordrehzahl und Last frei gewählt werden können.



## 2.2 Stand des Wissens

Die Zerstäubung von Flüssigkeitsstrahlen kann grob in zwei Abschnitte unterteilt werden:

- Die *primäre Atomisierung* beinhaltet den Zerfall des kompakten, flüssigen Strahls in grosse Tropfen und irregulär geformte Flüssigkeitselemente. Der primäre Zerfall wird bewirkt durch instabil wachsende Schwingungen im Strahl und, besonders bei hohen Strahlgeschwindigkeiten, auch durch Turbulenz, Wirblichkeit und kollabierende Kavitationsblasen in der Strömung im Düsenloch.
- Die *sekundäre Atomisierung* beinhaltet die Interaktion der Tropfen mit dem sie umgebenden Gas und, im Bereich der dichten Einspritzstrahlzonen, auch die Effekte von Tropfenkollisionen und Koaleszenz.

### 2.2.1 Primäre Atomisierung - der Strahlaufbruch

Die Druckzerstäubung von Flüssigkeiten durch zylindrische Düsenlöcher wird in der Technik sehr häufig eingesetzt. Dementsprechend wurden die dabei ablaufenden Prozesse schon seit über 100 Jahren durch viele theoretische und experimentelle Arbeiten untersucht. Die Umgebungsbedingungen für die jeweils untersuchten Strahlen (resp. Tropfen) und ihren Zerfall werden im Allgemeinen durch die folgenden *Kennzahlen*<sup>1</sup> charakterisiert:

- Die *Reynolds-Zahl* stellt das Verhältnis zwischen Trägheits- und Zähigkeitskräften dar und charakterisiert die Strömungsform (laminar, turbulent). Sie ist Abhängig von den Stoffwerten, der Düsengeometrie und der Strahlgeschwindigkeit.
- Die *Weber-Zahl* stellt die Trägheitskraft in ein Verhältnis zur Oberflächenspannungskraft. Sie ist die wichtigste Kennzahl für die Beschreibung der Tropfenstabilität. Wie die Reynolds-Zahl ist sie Abhängig von den Stoffwerten, dem Düsenloch- resp. Tropfendurchmesser und der Strahl- resp. der Tropfengeschwindigkeit.
- Die *Ohnesorge-Zahl* stellt die Relation zwischen den dämpfend wirkenden Zähigkeitskräften und den Oberflächenspannungskräften dar. Sie ist nur Abhängig von den Stoffwerten und der Düsengeometrie.

Die am häufigsten verwendete Klassierung der Strahl-Zerfallsarten geht zurück auf die Arbeit von Ohnesorge [64] aus dem Jahr 1937. In dem nach ihm benannten doppelt-logarithmischen Ohnesorge Diagramm sind die Bereiche der unterschiedlichen Zerfallsmechanismen durch Geraden voneinander getrennt. Es wird grund-

---

1. Definition der Kennzahlen siehe Abschnitt "Kennzahlen" auf Seite 157

sätzlich unterschieden zwischen dem Rayleigh-Zerfall, dem Wellenartigen-Zerfall und der Atomisierungszone (Zerstäubungszone). Reitz [74] unterteilt den Bereich des wellenartigen Zerfalls zusätzlich in einen ersten und zweiten wellenartigen Zerfall (first and second wind induced breakup).

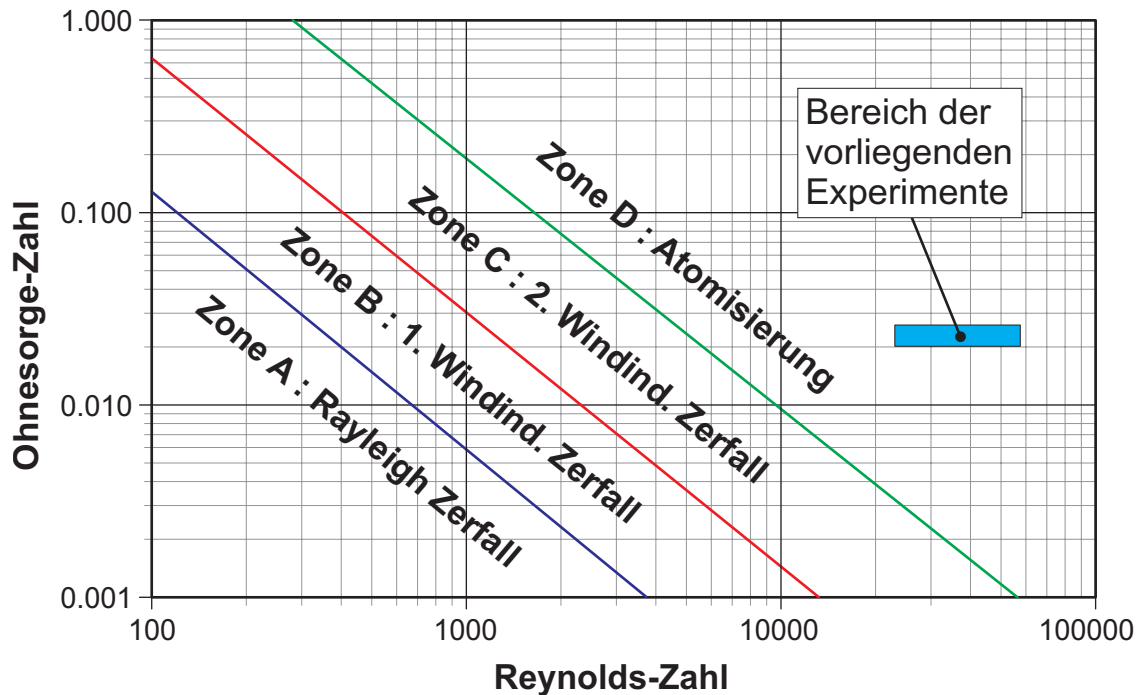


Abb. 2.2: Unterteilung der Zerfallsarten in Abhängigkeit der Reynolds- und Ohnesorge-Zahl. (Nach [51], [74])

In der Abbildung 2.2 ist der Bereich der vorliegenden Messungen eingezeichnet (Düsendurchmesser 0.15mm bis 0.25mm, Einspritzdrücke 500 bis 1300bar). Alle Messpunkte liegen deutlich im Bereich der Atomisierung, nur im instationären Bereich während dem Öffnen und Schliessen der Düse wird das Gebiet des windinduzierten Zerfalls jeweils kurz durchfahren.

Das Ohnesorge Diagramm berücksichtigt die Gasdichte, in die eingespritzt wird, nicht. Eine zunehmende Gasdichte bewirkt aber eine zunehmende Trägheitskraft des Gases (Luftwiderstand), was zu einem schnelleren Zerfall führt. Daher verschieben sich die Grenzen zwischen den Zerfallsbereichen bei erhöhter Gasdichte in Richtung tieferer Reynolds-Zahlen.

Abbildung 2.3 zeigt die Grenzen zwischen den Zerfallsbereichen für eine Einspritzdüse (d.h. konstante Ohnesorge-Zahl) in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und der Gasdichte (Düse Nr. 2,  $\varnothing$  0.20 x 0.80mm, Brennstofftemperatur 85°C, Ohnesorge-Zahl = 0.0226).

Die Grenzen zwischen den Zerfallszonen in Abbildung 2.3 sind nach den allgemein zitierten Ansätzen eingezeichnet ([11], [51], [74]). Der Anfang des Atomisierungsbereichs verläuft je nach Untersuchung bei  $We_{\text{Gas}} = 13$  [58] oder bei

$We_{\text{Gas}} = 40.3$  [71]. Nach Lin [52] können die Grenzen aber auch ganz anders gelegt werden: Rayleigh Zerfall (Zone A) bis  $We_{\text{Gas}} = 1.2+3.4 \cdot Oh^{0.9}$ , die erste windinduzierte Zerfallszone (Zone B) bis  $We_{\text{Gas}} = 13$ , Atomisierung (Zone D) ab  $We_{\text{Gas}} = 40.3$ .

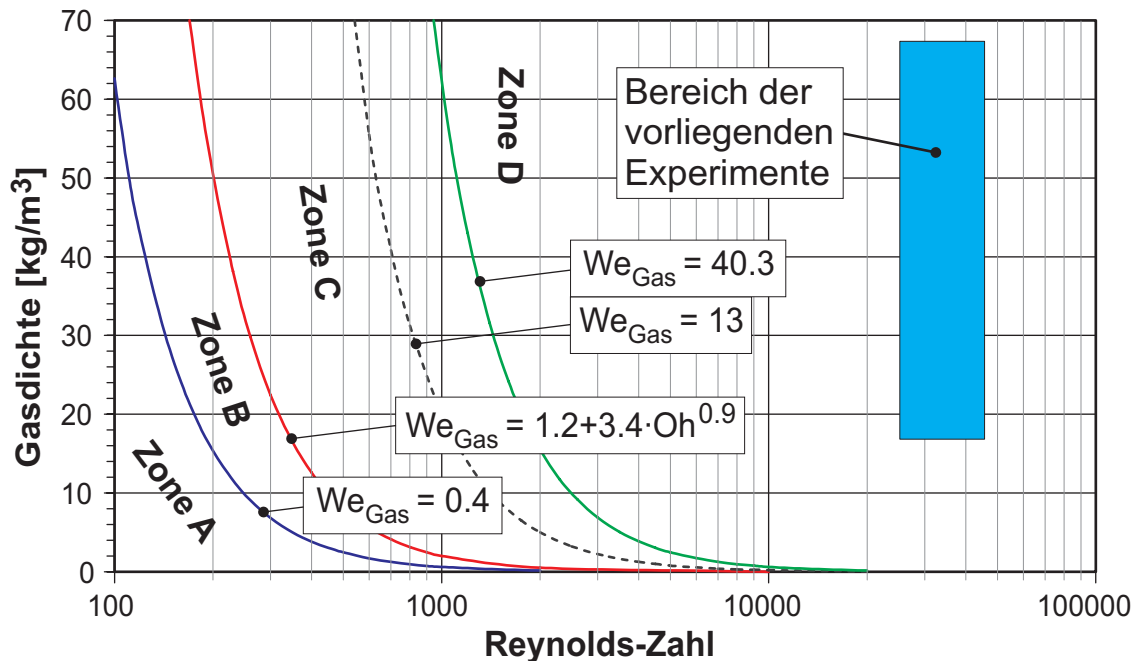


Abb. 2.3: Einfluss der Gasdichte auf die Grenzen zwischen den Zerfallsarten bei konstanter Ohnesorge-Zahl. (nach [51], [74])

Die Abgrenzungen der Zerfallsbereiche sollten auf jeden Fall nicht als scharfe Trennlinien verstanden werden, sie markieren viel mehr die Lage von fließenden Übergängen ([26], [109]). Dies nicht zuletzt auch weil der Einfluss der Düsengeometrie in diesen Ansätzen überhaupt nicht berücksichtigt wird.

Neben der Charakterisierung des Aufbruchverhaltens mittels dimensionsloser Kennzahlen kann auch die Aufbruchlänge des Strahls im Verhältnis zur Strahlgeschwindigkeit betrachtet werden. Abbildung 2.4 zeigt qualitativ die Zerfallszonen in dieser Darstellung, inklusive der Klassierung der zugehörigen Düsenströmung von laminar bis turbulent.

## Beschreibung der grundlegenden Strahl-Zerfallsarten

**Zone A - Rayleigh-Zerfall:** Bei sehr geringen Strahlgeschwindigkeiten hat nur die Oberflächenspannung einen Einfluss auf den Strahlaufbruch: Kleinste Störungen führen zu wachsenden axialsymmetrischen Schwingungen, was schlussendlich zum Zerfall des Strahls führt. Die resultierenden Tropfen sind grösser als der Anfangs-Strahldurchmesser (Düsenlochdurchmesser). Die Strahl-Aufbruchlänge

steigt proportional zur Strahlgeschwindigkeit. Der Rayleigh-Zerfallsbereich wird vom Abtropfen (d.h. Tropfenbildung direkt an der Düsenmündung) durch das Kriterium  $We_{Düse} \geq 8$  getrennt.

**Zone B - Erster windinduzierter Zerfall:** Bewegt sich der Strahl schneller durch die ruhende Umgebungsluft, so haben auch die auf den Strahl einwirkenden aerodynamische Kräfte einen Einfluss. Die Verteilung des statischen Drucks auf der Oberfläche des Strahls verstärkt den Effekt der durch die Oberflächenspannung verursachten Schwingung - der Zerfall tritt schneller ein. Die Strömung im Düsenloch ist nicht mehr laminar, sie kann sich aber aufgrund der meist nur kurzen Lochlängen noch nicht vollständig turbulent ausbilden [51]. Die untere Grenze zum Rayleigh-Zerfall wird allgemein durch die Gas-Weberzahl  $We_{Gas} = 0.4$  festgelegt. Die resultierenden Tropfengrößen liegen in der Größenordnung des Strahl-, resp. Düsenlochdurchmessers.

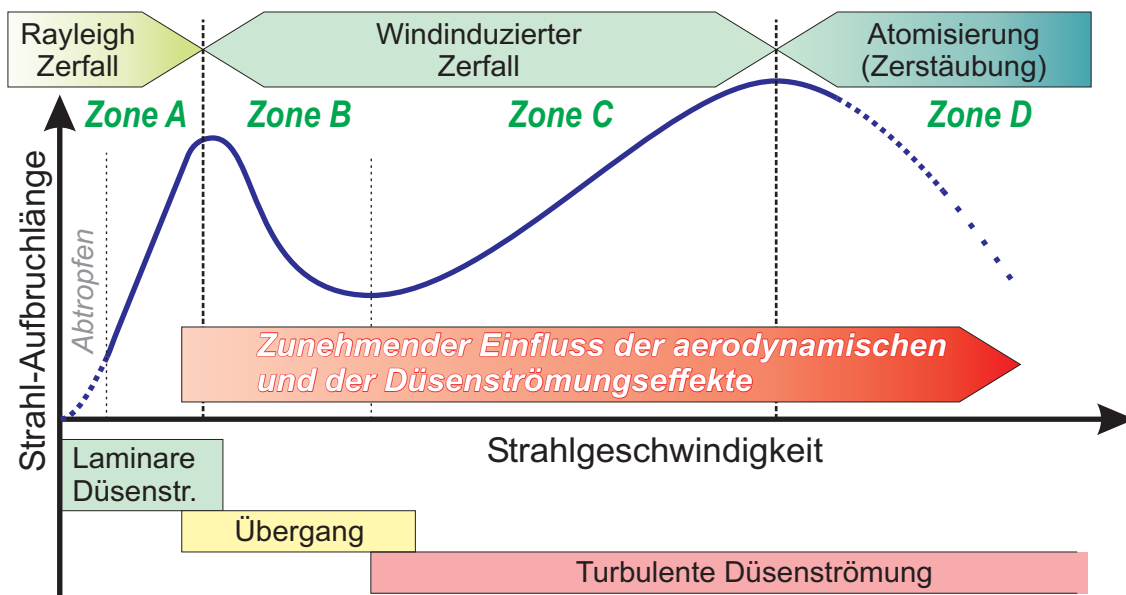


Abb. 2.4: Strahlzerfallsmechanismen in Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit und der Strahl-Aufbruchlänge inklusive der Klassierung der Düsenströmung. ([11], [42], [51])

**Zone C - Zweiter windinduzierter Zerfall:** Eine weitere Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit verstärkt die durch Aerodynamische- und Oberflächenspannungskräfte angetriebenen axialsymmetrischen Schwingungen weiter und führt (speziell bei hochviskosen Flüssigkeiten) auch zum Wachstum von transversalen Schwingungen im Strahl. Die aus dem Strahlzerfall resultierenden Tropfengrößen sind kleiner als der Düsendurchmesser. Durch das instabile Wachstum von kurzen Oberflächenwellen (Kelvin-Helmholtz Instabilitäten) werden zusätzlich sehr kleine Tröpfchen vom Hauptstrahl gelöst (surface stripping). Der Strahlzerfall ist nur wenige Strahldurchmesser nach der Düse abgeschlossen. Die untere

Grenze zum ersten windinduzierten Zerfallsbereich wird allgemein mit  $We_{\text{Gas}} = 1.2 + 3.4 \cdot Oh^{0.9}$  festgelegt.

**Zone D - Atomisierung:** Dieser für die Diesel-Einspritztechnik weitaus wichtigste Bereich wird dadurch definiert, dass bei dieser Zerfallsart die Oberfläche des Strahls schon am Düsenaustritt komplett zerstört resp. aufgebrochen ist. Dadurch ist der eigentliche Strahlkern nicht mehr sichtbar - es ist nach wie vor nicht mit Sicherheit klar, ob am Düsenaustritt neben der Strahloberfläche auch bereits der ganze Strahlquerschnitt aufgebrochen ist, oder ob im Inneren des Strahls noch ein kompakter flüssigen Kern vorhanden ist (Siehe auch Abschnitt "Die Länge des flüssigen Kerns (Liquid Core)" auf Seite 24). Dementsprechend ist der Verlauf der Kurve Strahllänge versus Strahlgeschwindigkeit in der Abbildung 2.4 im Atomisierungsbereich auch nicht eindeutig klar. Wie der Vergleich zwischen hydraulischen Schneidstrahlen und Diesel-Einspritzstrahlen zeigt, kann die Aufbruchlänge bei vergleichbar schnellen Strahlen je nach der Düsengeometrie völlig unterschiedlich ausfallen.

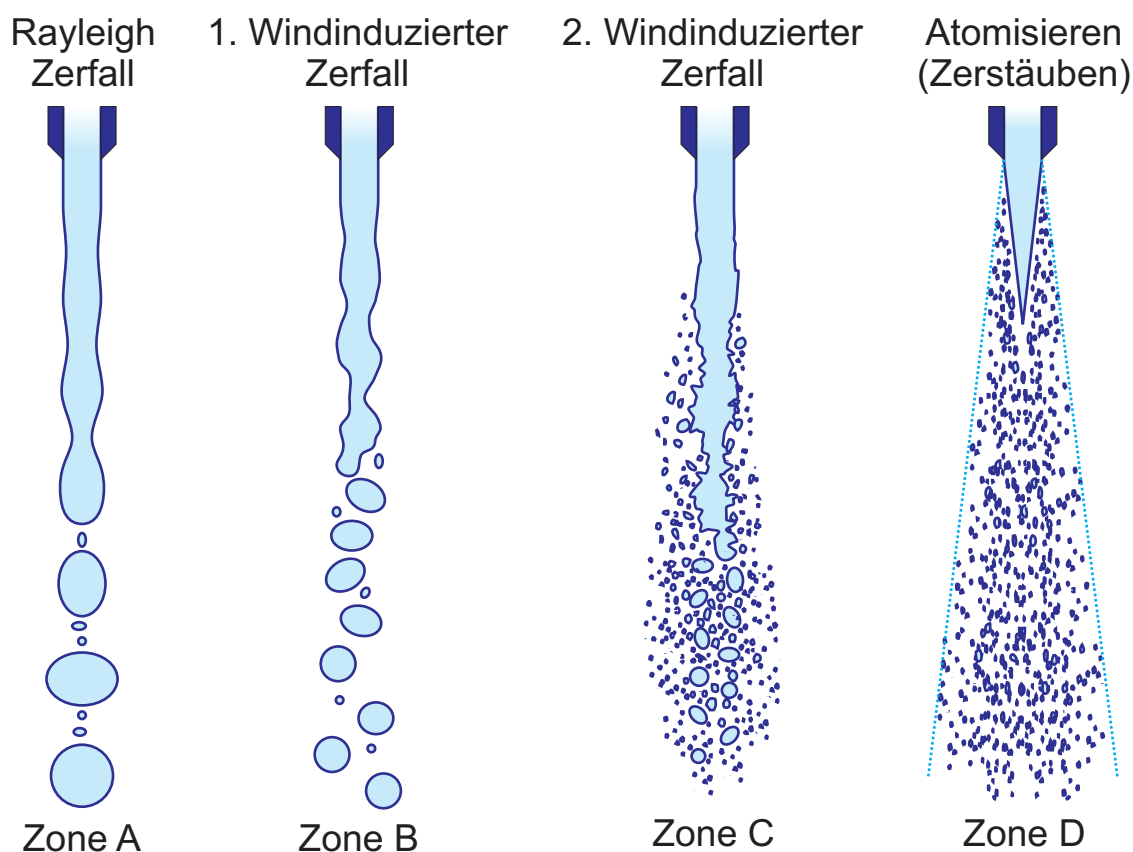


Abb. 2.5: Veranschaulichung der unterschiedlichen Strahlzerfallsmechanismen.

Der Bereich der Atomisierung beginnt nach [58] bei  $We_{\text{Gas}} > 40$ , gemäss [71] bei  $We_{\text{Gas}} > 13$ . Die resultierende Tropfengrösse ist sehr viel kleiner wie der Strahl- resp. Düsenlochdurchmesser.

Hiroyasu & Arai unterteilen in [42] die Atomisierungszone zusätzlich in eine “incomplete spray” Region am Anfang des Bereichs und eine “complete spray” Region bei noch höheren Strahlgeschwindigkeiten weiter rechts davon.

Weitere Literaturstellen zum Thema der verschiedenen Strahl-Zerfallsmechanismen: [11], [42], [51], [52], [58], [71], [72], [74], [109]

Abbildung 2.5 veranschaulicht die verschiedenen Aufbruchsarten von Flüssigkeitsstrahlen.

### **2.2.2 Wichtige Einflussgrößen auf den Strahlaufbruch**

Die Mechanismen des Rayleigh- und der windinduzierten Zerfallsarten sind recht gut erforscht, die dabei beteiligten Prozesse sind inklusive Beschreibung der Aufbruchlänge und der resultierenden Tropfengrößen weitgehend geklärt. Im Atomisierungsbereich hingegen sind die am Zerfall des Strahls beteiligten Mechanismen und deren Zusammenwirken nach wie vor nicht genau bekannt. Da dieser Bereich in der Technik eine grosse Rolle spielt befassen sich sehr viele aktuelle Forschungsvorhaben mit dem Thema des Strahlaufbruchs im Atomisierungsbereich und den daran beteiligten Prozessen.

Kennzeichnend für den Atomisierungs-Zerfallbereich ist die bereits beim Austritt aus der Düse komplett aufgebrochene (raue, deformierte) Strahloberfläche und der Umstand, dass der Strahl von Anfang an einen messbaren Kegelwinkel aufweist. Der allfällig trotzdem im Inneren vorhandene flüssige Strahlkern (liquid core) ist mit optischen Hilfsmitteln nicht detektierbar - unterschiedliche Untersuchungen zur Existenz und Länge dieses Strahlkerns kommen zum Teil zu gegensätzlichen Erkenntnissen.

Im Weiteren sollen die wichtigsten der am Strahlaufbruch beteiligten Prozesse mit ihrer Wirkungsweise kurz erläutert werden:

#### **Oberflächenwellenwachstum durch aerodynamische Effekte:**

Viele Autoren halten das Wachstum instabiler Oberflächenwellen (Kelvin-Helmholtz Instabilitäten) auch im Atomisierungsbereich für den Hauptmechanismus des Strahlzerfalls ([51], [71], [75], [106]). Sie argumentieren, dass der Übergang vom zweiten windinduzierten Zerfallsbereich in den Atomisierungsbereich fließend ist, daher müssten auch die beteiligten Mechanismen die gleichen sein.

Gemäss diesem Ansatz müsste der Kegelwinkel des Strahls ungefähr proportional zur Wurzel des Dichteverhältnisses zwischen dem Gas und der Flüssigkeit sein (Gleichung 2.39), die Grösse der vom Strahl abgetrennten (primären) Tropfen müsste proportional zur Länge der am schnellsten wachsenden instabilen Oberflächenwellen sein.

Wäre die Interaktion zwischen dem Strahl und dem ihn umgebenden Gas der einzige aktive Mechanismus beim Strahlzerfall, so dürfte z.Bsp. die Geometrie des Düsenlochs keinen Einfluss auf den Kegelwinkel haben (auch nicht das  $1/d$ -Verhältnis, dass in experimentellen Arbeiten immer wieder als Parameter auftritt). Dies ist aber eindeutig nicht der Fall, weshalb andere Mechanismen eine wichtige Rolle spielen müssen.

### **Laminare / turbulente Düsenströmung**

In voll ausgebildeten turbulenten Düsenströmungen führen die vorhandenen radialen Geschwindigkeitskomponenten der Strömung sofort nach dem Austritt des Strahls aus der Düse zu einer Deformation der Strahloberfläche mit nachfolgendem Zerfall des Strahls. Die Störungen an der Strahloberfläche werden durch aerodynamische Effekte zusätzlich verstärkt, sie sind aber auch bei der Einspritzung in ein Vakuum zu beobachten (Lefebvre [51]).

Durch die normalerweise recht kurzen Lochlängen bei Diesel-Einspritzdüsen kann sich die turbulente Strömung trotz überkritischer Reynoldszahl ( $Re_L > 2320$ ) nicht vollständig ausbilden - der turbulente Kern des Strahls wird von einer "quasi-laminaren" Strömungsschicht umhüllt. Die Turbulenz braucht nach dem Austritt des Strahls aus der Düse eine gewisse Zeit um an die Oberfläche zu gelangen, die Deformation der Oberfläche und der nachfolgende Strahlzerfall beginnt erst einige Lochdurchmesser unterhalb des Düsenaustritts (Lefebvre [51]).

Reitz und Bracco [75] und Eifler [24] stellten fest, dass voll turbulent ausgebildete Düsenströmungen einen kleineren Strahlkegelwinkel bewirken als laminar / turbulente gemischte Strömungen. Daraus schliessen sie, dass die Turbulenzintensität der Düsenströmung auch nicht die wichtigste Einflussgrösse auf den Strahlzerfall sein kann.

### **Geschwindigkeitsprofil-Relaxation**

Tritt der Strahl aus dem Düsenloch aus, beginnt sich das Geschwindigkeitsprofil der Strömung im Düsenloch in ein Rechteckprofil (*plug flow*) umzuwandeln. Der Impulsaustausch durch die Scherkräfte zwischen den unterschiedlich schnellen Flüssigkeitsschichten führt zu radialen Druckgradienten und Geschwindigkeitskomponenten in der Strömung, die destabilisierend wirken. Diese Umverteilung der kinetischen Energie ist bei laminaren Düsenströmungen besonders ausgeprägt

und ist eine Erklärung für die manchmal beobachtbaren extrem instabilen laminaren Einspritzstrahlen (explosiver Zerfall) (Lefebvre [51]).

Die Geschwindigkeitsprofil-Relaxation wird vom Gaszustand um den Strahl herum praktisch nicht beeinflusst, sie hängt nur von der Düsenströmung beim Austritt aus der Düse ab. Da aber die Strahleigenschaften wie z.Bsp. der Kegelwinkel sehr stark durch den Gaszustand beeinflusst werden, kann dieser Mechanismus auch nicht der entscheidende für den Strahlzerfall im Atomisierungsbereich sein (Reitz und Bracco [75]).

### **Druckpulsationen**

Die Druckschwankungen im Einspritzsystem wird in einigen Untersuchungen als eine wichtige Ursache des Strahlzerfalls bewertet. Reitz und Bracco [75] konnten aber zeigen, dass mit absolut konstantem Einspritzdruck erzeugte Einspritzstrahlen die gleichen Eigenschaften haben wie Einspritzstrahlen mit konventioneller Druckerzeugung (Kolbenpumpen). Eifler [24] konnte durch Messungen des Drucks im Sackloch von Diesel-Einspritzdüsen nachweisen, dass Druckschwankungen aus Pumpe und Leitungen vor der Düse durch die Elastizität der Düsennadel fast vollständig weggedämpft werden (Messung an Federdüsenhaltern).

### **Nadelhub und Nadeldesachsierung**

Die Strömungsform und das Auftreten von Kavitation im Bereich des Nadelsitzes und im Sackloch unter der Düsennadel ist stark vom Hub und der Bewegung der Düsennadel abhängig. Dies führt zu rasch wechselnden, von Spritzloch zu Spritzloch stark variierenden Einlaufbedingungen für die Lochströmung und dadurch zu unterschiedlichen Einspritzstrahleigenschaften. Dieser Effekt tritt besonders ausgeprägt bei Sitzlochdüsen (VCO Düsen) auf. Bei diesen Düsentypen führt auch eine aussermittige Düsennadelposition zu einer stark asymmetrisch ausgeprägten Strömung in der Düsenspitze, was ebenfalls zu einem ungleichmässigen Einspritzstrahlbild führt.

### **Kavitation und hydraulischer Flip**

Nach heutigem Stand des Wissens ist der Einfluss der Kavitation im Düsenloch der wichtigste Mechanismus für den Strahlzerfall im Atomisierungsbereich. Da Kavitation schlagartig ab einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit einsetzt, könnte dadurch auch der Atomisierungsbereich eindeutig vom zweiten windinduzierten Zerfallsbereich abgegrenzt werden. Das Auftreten von Kavitation beeinflusst die Strömung und die Turbulenzintensität im Düsenloch stark, es ist daher kaum möglich, Turbulenz- und Kavitationseinflüsse auf den Strahlzerfall sauber zu trennen (Eifler [24]). Früher postulierte andere Zerfallsmechanismen im Ato-



misierungsbereich sind eventuell in Wirklichkeit durch kavitierende Strömungsformen verursacht oder zumindest stark beeinflusst worden.

Mit Kavitation wird der Vorgang bezeichnet, wenn in Flüssigkeitsströmungen lokal der statische Druck unter den Siededruck der Flüssigkeit sinkt: Es bilden sich an diesen Stellen einzelne Blasen, ein Schaum oder ein Film aus verdampfter Flüssigkeit.

Die zugehörige Kavitationszahl (Cavitation Number)  $CN$  ist ein Mass für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens und der Intensität von Kavitation:

$$\text{Kavitationszahl } CN: \quad CN = \frac{p_U - p_D}{p_D - p_V} \quad (2.1)$$

Wobei gilt:  $p_U$  ist der Druck vor dem Düsenloch,  $p_D$  ist der Gasdruck um den Strahl nach der Düse,  $p_V$  ist der Dampfdruck der eingespritzten Flüssigkeit (da er im Vergleich zu den anderen Drücken sehr klein ist wird er oft vernachlässigt). Bei welcher Kavitationszahl die Strömung zu kavitieren beginnt ist von der Düsengeometrie und den Flüssigkeitseigenschaften (inkl. Temperatur) abhängig, in der Regel liegt sie für Diesel-Einspritzdüsen im Bereich von  $CN = 0.5$  bis  $5$ .

Kollabierende Kavitationsblasen verursachen starke Druckwellen und so genannte “*micro jets*”, die zu Erosionserscheinungen an den die Strömung begrenzenden Wänden führen können. Daher muss vermieden werden, dass die entstandenen Blasen noch innerhalb der Düsenlöcher kollabieren (Eifler [24]).

Von der Kavitation unterschieden werden muss der hydraulische Flip (*hydraulic flip*), mit dem die Ablösung der Strömung von der Düsenlochwand bezeichnet wird. Bei einem *totalen hydraulischen Flip* hat die Düsenströmung überhaupt keinen Wandkontakt zur Düsenwand mehr, bei einem *partiellen hydraulischen Flip* liegt ein Teil des Strahlumfangs beim Düsenaustritt wieder an der Düsenwand an.

Bergwerk [8] war 1959 einer der ersten, die gezielt Kavitation in transparenten Diesel-Einspritzdüsen untersuchten. Hiroyasu & Arai kamen in [42] zum Schluss, dass im Zerfallsbereich der “*complete sprays*” Kavitation in der Düsenströmung bis an den Düsenaustritt sichtbar ist. Eifler [24] untersuchte die Düsenströmung in transparenten und realen Düsen und fand hauptsächlich zwei Kavitationsgebiete: Erstens im Bereich des Nadelsitzes und zweitens im Düsenloch selber, wobei die Blasen aus dem Gebiet um den Nadelsitz teilweise von der Strömung bis in die Düsenlöcher getragen wurden. Er kam zum Schluss, dass der Zerfall des Einspritzstrahls nahe an der Düse vollständig durch die kollabierenden Kavitationsblasen bestimmt wird.

Soteriou et al. ([92], [93], [94]) haben in einer ausgedehnten Untersuchung mit Modell- und realen Düsen den Einfluss der Kavitation und des hydraulischen

Flips auf die Atomisierung untersucht. Sie kommen zum Schluss, dass der Beginn des Atomisierungsbereichs in den Strahlzerfallsregimes (Zone D) erreicht wird, sobald Kavitation am Düsenlocheinlauf (d.h. in der Rezirkulationszone gleich nach dem Einlauf) einsetzt. Mit steigendem Einspritzdruck (steigende Kavitationszahl  $CM$ ) verlängert sich der kavitierende Bereich im Düsenloch, der Kegelwinkel des Einspritzstrahls steigt an. Der maximale Kegelwinkel wird erreicht sobald die Kavitation das ganze Düsenloch ausfüllt<sup>1</sup> (Superkavitation). Bei den Modelldüsen ist dieser Zustand nie stabil, die Strömung löst sich nach kurzer Zeit von der Düsenlochwand und geht in den vollständigen hydraulischen Flip über. In diesem Zustand ist die Atomisierung sehr schlecht, die Strahlen weisen nur noch kleine Kegelwinkel auf.

In realen Einspritzdüsen hingegen ist die Lochströmung in der Regel zu stark gestört resp. asymmetrisch ausgebildet um einen hydraulischen Flip zu ermöglichen, die Düsen verbleiben im voll kavitierenden Zustand (Chavez [14]). Einzig bei Düsen mit nur einem axialen Spritzloch, wie sie oft für experimentelle Untersuchungen eingesetzt werden, konnte in einigen Betriebszuständen ein partieller oder vollständiger hydraulischer Flip beobachtet werden.

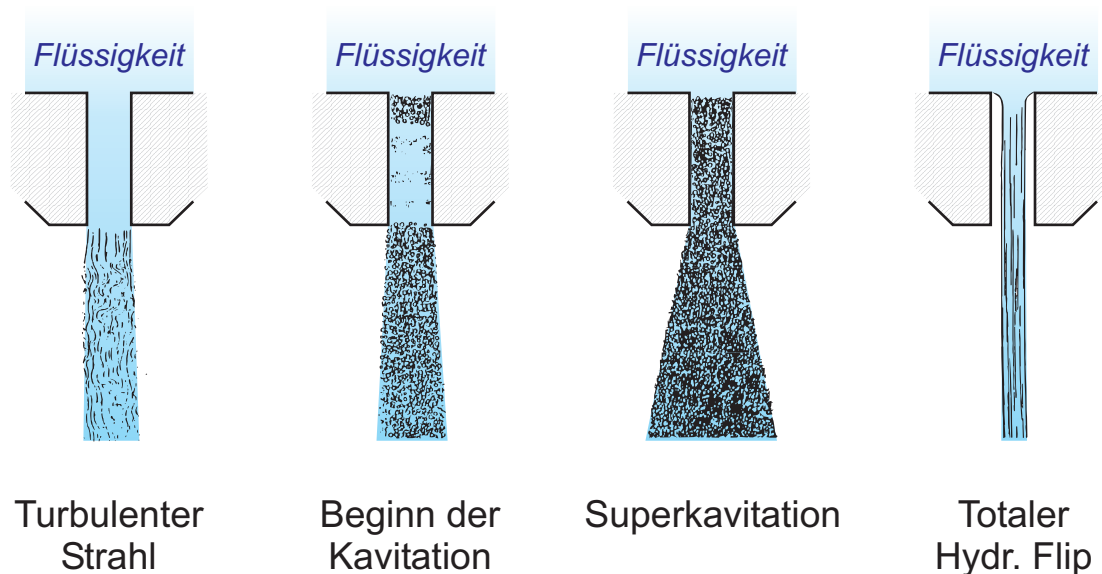


Abb. 2.6: Entwicklung der Kavitation und des hydraulischen Flips bei zunehmender Strömungsgeschwindigkeit. (nach Soteriou [92])

Chavez et al. [14] stellten fest, dass die Austrittsgeschwindigkeit des Strahls im Superkavitationsbereich auch bei konstant gehaltenem Einspritzdruck oszilliert. Bei kurzen Düsen kann zudem die Strömung zwischen Superkavitation und einem kavitationslosem Zustand (d.h. hydraulischer Flip) oszillieren. Diese auch durch andere Arbeiten bestätigten oszillierenden Kavitationsstrukturen können die in

1. Dieser Zustand ist auch durch die maximale Geräuschintensität gekennzeichnet [61]

vielen experimentellen Untersuchungen festgestellten periodischen Schwankungen der Einspritzstrahlstrukturen erklären ([31], [56], [94]).

Wird der Düseneinlauf stark verrundet, so setzt die Kavitation erst bei höheren Kavitationszahlen ein. Verrundete Düsen erzeugen gegenüber scharfkantigen Düsen bei gleicher Einspritzrate (Massendurchfluss) einen schlechter atomisierenden Einspritzstrahl (Tamaki, Hiroyasu [96]).

Bei Untersuchungen an realen Sacklochdüsen und an vergrößerten Modellen derselben fanden Arcoumanis et al. ([3], [4]) trotz axialsymmetrischer Anordnung der Spritzlöcher Wirbelbildungen in der Sacklochströmung. Diese Wirbelstrukturen (erkennbar an den Kavitationsblasenkettens im Zentrum) bilden sich in schneller Folge zwischen der Düsennadel und den Spritzlöchern oder zwischen verschiedenen Spritzlöchern. In den Düsenlöchern beeinflussen sich diese Strömungswirbel und die Kavitationszonen gegenseitig, die Anzahl der Kavitationsblasen in der Düsenströmung nimmt zu. Spätere Arbeiten (Arcoumanis [78], Walther [101]) bestätigten die Existenz dieser einfachen oder sogar mehrfachen, sich gegenseitig umschlingenden Wirbelstrukturen in der Düsenlochströmung.

Soteriou et al. [94] konnten bei Experimenten an optisch transparenten Motoren nachweisen, dass diese Wirbelstrukturen auch nach dem Düsenaustritt festgestellt werden können, sie beeinflussen massgeblich die Struktur der Einspritzstrahlen.

### **Ausfall von gelöstem Gas**

Alle Kavitationserscheinungen sind oft mit dem praktisch gleichzeitig auftretenden Ausfall von gelösten Gasen aus der Flüssigkeit verbunden. Bei steigenden Gegendrücken nimmt allerdings die Neigung zur Entgasung der Flüssigkeit ab, Eifler [24] konnte dementsprechend keine Unterschiede zwischen Messungen mit entgastem (d.h. keine gelösten Gase enthaltenden) und mit normalem Kraftstoff feststellen.

Weitere Literaturstellen zum Thema Mechanismen des Strahlzerfalls im Atomisierungsbereich: [3], [4], [8], [14], [18], [28], [45], [47], [50], [61], [78], [92], [93], [94], [96], [101], [105].

### 2.2.3 Sekundäre Atomisation - der Tropfenzerfall

Nach dem primären Strahlzerfall, der den kompakten Flüssigkeitsstrahl in Ligamente, Fäden und andere irreguläre Elemente aufgebrochen hat, folgt der **sekundäre Tropfenzerfall**. Die primären Flüssigkeitselemente und Tropfen werden durch gegenseitige Wechselwirkung und durch die Wirkung aerodynamischer Kräfte ständig weiter aufgebrochen bis die entstehenden kleineren Tröpfchen eine stabile Grösse erreicht haben. Da je nach Flüssigkeitsanteil und Geschwindigkeitsverhältnisse andere Mechanismen wirksam werden, wird der Strahl oft in verschiedene Zonen unterteilt (Abbildung 2.7):

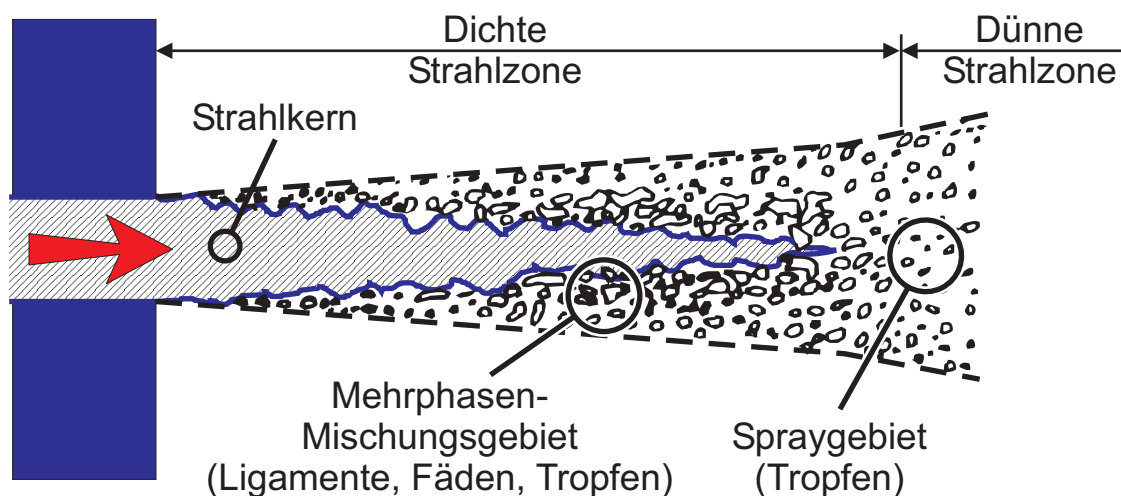


Abb. 2.7: Einspritzstrahlregionen in der Nähe der Düse. (nach [26])

Der **Strahlkern** besteht fast ausschliesslich aus Flüssigkeit in Form eines kompakten Strahls und / oder in Form grosser, unregelmässig geformter Flüssigkeitselemente. In dieser oft auch als "*Churning Flow*" bezeichneten Region spielen die aerodynamischen Kräfte fast keine Rolle. Der Zerfall der Flüssigkeit wird durch die Turbulenz in der Strömung und durch implodierende Kavitationsblasen bewirkt.

Mit zunehmender Mischung von Gas und Flüssigkeit am Rand der Kernzone geht der Einspritzstrahl in die **dichte Strahlzone** über. Der Flüssigkeitsanteil ist nach wie vor gross, aber der Gasanteil ist genügend hoch um durch Wechselwirkungen zwischen Gas und Flüssigkeit die grossen Tropfen und die anderen irregulär geformten Flüssigkeitselemente aufzubrechen. Die Tropfendichte ist genügend hoch damit *Kollisionseffekte*<sup>1</sup> zwischen den Tropfen einen starken Einfluss auf die Atomisierung haben, auch Tropfen-Gas-Tropfen Effekte (z.Bsp. der Windschatten) haben einen spürbaren Einfluss.

1. Je nach dem Stosswinkel und dem relativen Impuls resp. der kinetischen Energie führen Tropfenkollisionen zu Koaleszenz, zur Abspaltung kleiner Satellitentröpfchen oder zum völligen Zerbruch der beteiligten Tropfen ([12], [65], [73])

In der nachfolgenden **dünnen Strahlzone** ist der Flüssigkeitsanteil im Strahlvolumen so weit gesunken, dass die Wahrscheinlichkeit von Tropfenkollisionen sehr gering wird. Der Aufbruch der Flüssigkeitselemente durch aerodynamische Kräfte ist intensiver als im dichten Strahlbereich, aber auch die Tropfen-Gas-Tropfen Effekte spielen immer noch eine Rolle. Die Tropfen in dieser Zone sind inzwischen klein genug um sich durch die Wirkung der Oberflächenspannung der sphärischen Form anzunähern. In der **sehr dünnen Strahlzone** weiter Stromabwärts besteht nur noch ein Bruchteil des Strahlvolumens aus Flüssigkeit. Die Tropfendichte ist zu tief als das die Tropfen-Gas-Tropfen Effekte noch einen Einfluss hätten. In dieser Zone sind die meisten Tropfen bereits zu langsam, um durch aerodynamische Effekte noch weiter aufgespalten werden zu können. Sie werden aber durch Impulsaustausch mit dem Gas weiter abgebremst bis sie die Geschwindigkeit der Gasströmung im Einspritzstrahl annehmen.

## 2.2.4 Tropfenaufbruch-Mechanismen

Die Zerfallsmechanismen beim Tropfenaufbruch durch aerodynamische Kräfte unterscheiden sich je nach der Weberzahl  $We_G$  des Tropfens. Die treibende Kraft für den Zerfall steigt proportional mit der Relativgeschwindigkeit Tropfen / Gas im Quadrat, stabilisierend gegen den Zerfall wirkt sich die Oberflächenspannung der Flüssigkeit aus. Der Einfluss der Viskosität der Tropfenflüssigkeit, charakte-

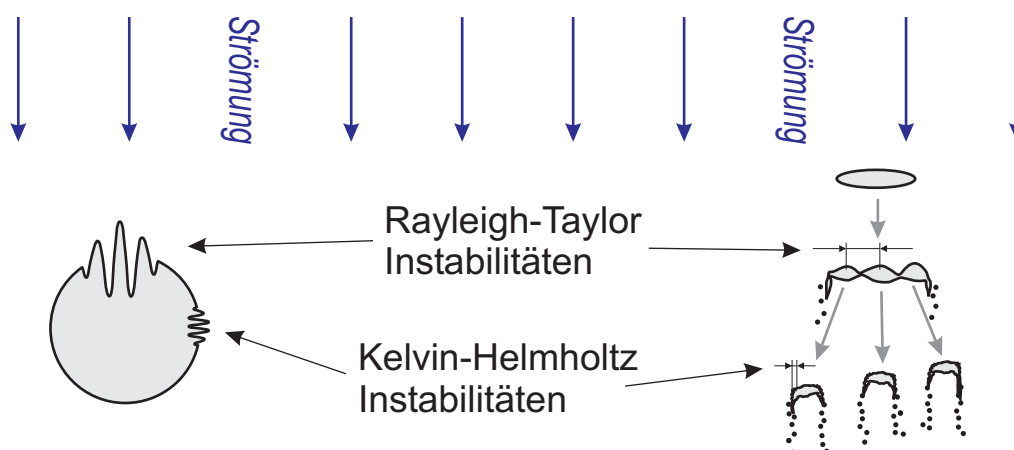


Abb. 2.8: Konkurrenzierende Tropfeninstabilitäten im katastrophalen Zerfallsbereich ( $We_{Gas} > 350$ ). (nach [11], [79])

risiert durch die Ohnesorgezahl, bremst die Verformung und angeregte Schwingungen innerhalb des Tropfens ab und verlängert dadurch dessen Lebensdauer - mit steigendem Einfluss der Viskosität werden die Tropfen stabiler.

Die Ursache für den Tropfenzersfall liegt in den *Kelvin-Helmholtz*<sup>1</sup> (KH) und den *Rayleigh-Taylor*<sup>2</sup> (RT) Instabilitäten und in dem Abscheren der Tropfengrenz-

schicht (*Boundary Layer Stripping*) durch die Gaskräfte. Je nach der aktuellen Weberzahl ist der eine oder der andere Mechanismus stärker. Die durch die KH Instabilitäten verursachten Wellen werden wie die Tropfengrenzschicht von der Strömung abgerissen und führen so zu einer langsamen Reduktion der Tropfengröße, die langwelligeren RT Instabilitäten führen dagegen zum Zerschneiden des ganzen Tropfens in grosse Fragmente (Abbildung 2.8).

In Abbildung 2.9 sind die Tropfendehformationen resp. Zerfallsarten nach **Faeth et al.** [27] und **Pilch et al.** [66] dargestellt. Die angegebenen Grenzen  $We_{Crit.}$  sind gültig solange die Viskosität keinen resp. nur einen geringen Einfluss hat (d.h. Ohnesorgezahl  $Oh < 0.1$ ).

Auch bei Weberzahlen  $We_G < 12$  können Tropfen durch Anregung von Schwingungen (z.Bsp. durch Turbulenz) zum Zerfallen gebracht werden. Die charakteristischen Zeiten bis zum Eintreten dieses Zerfallstyps sind allerdings vergleichsweise lang, weshalb dieser Mechanismus für Diesel-Einspritzstrahlen in der Regel nicht berücksichtigt wird (der Zerfall von Tropfen in Diesel-Einspritzstrahlen wird durch den Mechanismus des Scheibenzerfalls dominiert Reitz [76]).

Gemäss Pilch et al. [66] verschiebt sich die kritische Weberzahl für den Blasenzerfall mit steigender Ohnesorgezahl wie folgt:

$$We_{Crit. \text{ Blasenzerfall}} = 12 \cdot (1 + 1.077 \cdot Oh^{1.6}) \quad (2.2)$$

Oder allgemein (Lefebvre [51]):

$$We_{Crit.} = We_{Crit.} \cdot (1 + f(Oh)) \quad (2.3)$$

Eine Abgrenzung aller Zerfallsarten für Ohnesorgezahlen von  $Oh = 10^{-4}$  bis  $Oh = 10^3$  ist zu finden in Faeth und Hsiang [27], [43].

Die oben genannten kritischen Weberzahlen sind nur gültig wenn der Tropfen schlagartig der Gasströmung ausgesetzt wird. Erhöht sich die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas langsam (z.Bsp. ein Tropfen im freien Fall), so liegen die kritischen Weberzahlen deutlich höher. Dies ist darauf zurückzuführen,

1. Kelvin-Helmholtz Instabilitäten entstehen zwischen zwei parallelen Strömungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten (Grenzfläche parallel zur Strömungsrichtung). Kleinste Störungen in der (anfänglich absolut ebenen) Grenzfläche führen zu lokalen Druckunterschieden, welche die Störungen immer weiter verstärken (Formabweichung senkrecht zur Strömungsrichtung).
2. Rayleigh-Taylor Instabilitäten treten auf, wenn eine dichtes Medium durch ein weniger dichtes Medium beschleunigt wird (Grenzfläche senkrecht zur Strömungsrichtung). Auch hier bleibt das System stabil solange die Grenzfläche absolut eben ist, aber schon kleinste Störungen führen zum instabilen Wachstum von "RT-Fingern" (Formabweichung parallel zur Strömungsrichtung).

dass bei einer stossartigen Belastung des Tropfens Schwingungen angeregt werden, die den Zerfall beschleunigen.

Die Zerfallszeit  $t_{Zerfall}$ , d.h. die Zeit zwischen dem Beginn der Tropfendehformation bis der Zerfall aller Fragmente abgeschlossen ist, kann mit folgender Beziehung abgeschätzt werden (Faeth [26]):

$$t_{Zerfall} = T \cdot \frac{d \cdot \sqrt{\rho_F / \rho_G}}{U_{rel}} \tag{2.4}$$

Dabei ist  $d$  der Anfangsdurchmesser des Tropfens und  $U_{rel}$  stellt die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas dar.

Faeth et al. geben für die dimensionslose Zeit  $T$  einen Wert von  $T = 4$  [26] resp.  $T = 5$  [27] an (gültig bei  $Oh < 0.1$ , unabhängig von der Weberzahl!).

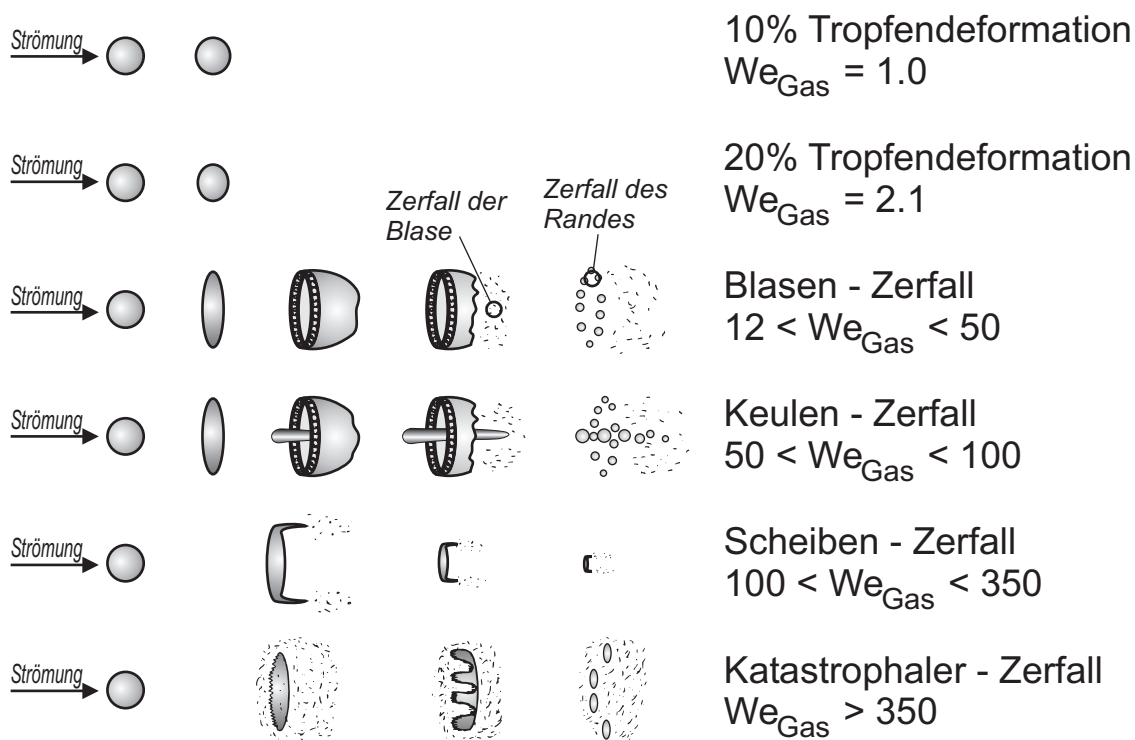


Abb. 2.9: Tropfenzersetzungsarten und Tropfendehformationen nach Pilch et al. [66] resp. Faeth et al. ([27])

## 2.3 Ausbreitung des Einspritzstrahls

Die Einspritzstrahl-Ausbreitung (axiale Penetration, Kegelwinkel, Strahlgeschwindigkeit) gehört zu den wichtigsten Grössen bei der dieselmotorischen Einspritzung. Die entsprechenden Parameter bestimmen die Qualität der Gemischbildung, die Luftausnutzung im Brennraum und den unerwünschten Auftrag von Brennstoff auf die Brennraumwände. Dies wurde schon früh erkannt, viele Arbeiten haben sich damit auseinandergesetzt und ihre jeweiligen Erkenntnisse über die Strahlausbreitung in Dieselmotoren mithilfe empirischer Formeln beschrieben.

Nachfolgend werden für die einzelne Aspekte der Strahlausbreitung die in der Literatur vorhandenen Gleichungen und die daraus ersichtlichen allgemeinen Tendenzen vorgestellt. Die vorliegende Betrachtung der allgemeinen Tendenzen beschränkt sich allerdings nur auf die in dieser Arbeit variierten Parameter (Zeit, Gasdruck, Gastemperatur, Einspritzdruck, Düsenlochdurchmesser, Düsenlochlänge).

### 2.3.1 Einspritzstrahlgeschwindigkeit

Werden alle Verluste und Beschränkungen vernachlässigt, so kann die Strahlaustrittsgeschwindigkeit nach dem Gesetz von Bernoulli aus der Druckdifferenz zwischen Einspritzdruck und Gasdruck nach der Düse und der Flüssigkeitsdichte berechnet werden:

$$U_{Bernoulli} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_F}} \quad (2.5)$$

Die über den Massendurchsatz und die Lochquerschnittsfläche berechnete mittlere Strahl-Austrittsgeschwindigkeit  $U_{Mean}$  liegt durch Druckverluste im Nadelsitz und im Düsenloch sowie durch die Einschnürung der Düsenströmung beim Einlauf in das Düsenloch wesentlich tiefer. Das Verhältnis zwischen dem effektiven und dem theoretischen Massendurchfluss (resp. zwischen der massengemittelten und der theoretischen Strahlgeschwindigkeit) wird durch den Ausflusskoeffizienten  $C_d$  charakterisiert:

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{Bernoulli}} = \frac{U_{Mean}}{\sqrt{(2 \cdot \Delta p) / \rho_F}} \quad (2.6)$$



Der Ausflusskoeffizient  $C_d$  ist abhängig von der Düsengeometrie, den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit und der Art der Düsenlochströmung:

- Die Düsengeometrie beeinflusst  $C_d$  in erster Linie durch den Verrundungsradius beim Einlauf in das Düsenloch. Das Verhältnis der Lochlänge zum Durchmesser hat demgegenüber einen geringeren Einfluss ([47], [29]).
- Die Art der Düsenlochströmung (laminar/turbulent/kavitierend etc.) beeinflusst den Ausflusskoeffizienten hingegen stark: Mit steigender Turbulenz in der Strömung steigt  $C_d$  an, bis Kavitation einsetzt. Danach sinkt  $C_d$  bei weiter zunehmender Einspritzgeschwindigkeit asymptotisch gegen einen Grenzwert ab ([47], [92])<sup>1</sup>.
- Bei Diesel-Einspritzdrücken ist zudem der Ausflusskoeffizient (bezogen auf den Düsenlochquerschnitt) stark vom aktuellen Nadelhub abhängig, da bei tiefen Nadelhüben die Querschnittsfläche im Nadelsitz den Durchfluss begrenzt.

$C_d$  kann über die Kavitationszahl  $CN$  mit dem Flächen-Kontraktionskoeffizienten  $C_a$  der Düsenlochströmung verknüpft werden ([29], [47]):

$$C_d = C_a \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{CN}} \quad (2.7)$$

Die effektive (= gemessene) Strahlgeschwindigkeiten  $U_{eff}$  am Düsenaustritt aber ist meistens höher als die aus dem Massendurchfluss berechnete mittlere Geschwindigkeit  $U_{Mean}$ . Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Strömung oft zweiphasig aus der Düse austritt (mit Kavitationsblasen) und / oder dass sich der Einspritzstrahl beim Düsenaustritt ganz oder teilweise von der Düsenwand gelöst hat (hydraulischer Flip) ([34], [57], [84], [70], [92]).

Das Verhältnis zwischen der theoretischen und der effektiven Strahlaustrittsgeschwindigkeit  $U_{eff}$  wird mit dem Geschwindigkeitskoeffizienten  $C_v$  beschrieben:

$$C_v = \frac{U_{eff}}{U_{Bernoulli}} \quad (2.8)$$

Die drei Koeffizienten  $C_d$ ,  $C_a$  und  $C_v$  sind miteinander verknüpft:

$$C_d = C_a \cdot C_v \quad (2.9)$$

---

1. Verschiedene Untersuchungen zeigen, dass  $C_d$  nicht von der Strahlgeschwindigkeit (Reynoldszahl), sondern von der Kavitationszahl  $CN$  abhängig ist ([1], [47])

**Bestimmung der Koeffizienten:** Der effektive Ausflusskoeffizient  $C_d$  der verwendeten Düsen kann über die Messung der Einspritzrate und der dabei eingespritzten Masse ermittelt werden. Der Flächen-Kontraktionskoeffizienten  $C_a$  kann über den Vergleich einer Messung des Einspritzstrahl-Impulses an der zu untersuchenden Düse und an einer Düse mit bekanntem Koeffizient  $C_a$  berechnet werden [60] ( $C_a \approx 0.8 \dots 1.0$ ).

### 2.3.2 Die Länge des flüssigen Kerns (Liquid Core)

Die Länge des flüssigen Strahlkerns<sup>1</sup> ist sehr schwierig messbar, da der Strahlkern von einer mit optischen Messmethoden nicht durchdringbaren, dichten Tropfenwolke umgeben ist. Neben den Abschätzungen aufgrund theoretischer Überlegungen gibt es aber trotzdem einige direkte Messungen, einerseits über die elektrische Leitfähigkeit der Flüssigkeit zwischen Düse und einer Sonde im Einspritzstrahl und andererseits über die Absorption von Röntgenstrahlen durch die eingespritzte Flüssigkeit. Die erste Methode setzt allerdings voraus, dass die elektrische Ladung nur durch Leitung in den zusammenhängenden Flüssigkeits-Zonen und nicht durch Transport an den Tropfenoberflächen übertragen wird. Sie wurde das erste Mal im Jahr 1985 von Cherhoudi et al [15] eingesetzt.

**Reitz & Bracco** ([75], [106]) schätzen die Länge des Strahlkerns durch die Subtraktion der abgespaltenen Tropfenmasse vom flüssigen Strahlkern ab (Gleichung 2.39, 2.50):

$$L_{Core} = d_0 \cdot C \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \cdot \bar{f}^{-1} \quad (2.10)$$

Im für Diesel-Einspritztechnik interessanten Bereich hat der Faktor  $C \cdot \bar{f}^{-1}$  einen Wert von 3.5 bis 11 ([75], [26]).

---

1. Die Definition des "flüssigen Kerns" kann über die längsten zusammenhängenden Flüssigkeitsfäden (*intact core*) oder über ein minimales Volumenverhältnis Flüssigkeit / Gas (*dense core*) erfolgen.

**Hiroyasu & Arai** ([42]) haben durch Messungen der elektrischen Leitfähigkeit folgende empirische Beziehung für die Länge des flüssigen Kerns erhalten:

$$L_{Core} = 7 \cdot d_0 \cdot \left(1 + 0.4 \cdot \frac{r}{d_0}\right) \cdot \left(\frac{p_G}{\rho_L \cdot U^2}\right)^{0.05} \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^{0.13} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.5} \quad (2.11)$$

Dabei ist  $r$  der Rundungsradius beim Einlauf in die Düsenbohrung,  $p_G$  der Gasdruck in [ MPa ] und  $U$  die Strahlgeschwindigkeit.

**Yule & Salters** ([109]) haben ebenfalls durch Messungen der elektrischen Leitfähigkeit folgende Beziehung vorgeschlagen:

$$L_{Core} = 2650 \cdot d_0 \cdot We_G^{-0.1} \cdot Re_L^{-0.3} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.08} \quad (2.12)$$

Bei Messungen durch die Absorption von Röntgenstrahlen ([70], [82]) konnte hingegen kein "flüssiger" Strahlkern gefunden werden: Schon 1 mm unterhalb der Düsenöffnung sinkt der volumetrische Flüssigkeitsanteil auf 50%, 6 mm (= 33· $d_0$ ) unterhalb der Düse sind es noch 10% Flüssigkeitsanteil (Experimente mit einem Düsendurchmesser  $d_0 = 0.18\text{mm}$ ).

### 2.3.3 Axiale Einspritzstrahlausbreitung (Penetration)

Die wichtigsten Einflussgrößen für die Einspritzstrahlpenetration sind in der Tabelle 2.2 zusammengestellt. Die Gewichtung des Einflusses der jeweiligen Größe in den unterschiedlichen Modellen wird durch den Exponenten  $n$  charakterisiert ( $\times$  = im Modell nicht berücksichtigt).

<i>Einfluss</i> (Exponent $n$ )	Zeit $t^n$	$d_0$ $(d_0)^n$	$l_0/d_0$ $(l_0/d_0)^n$	Gasdichte $\rho_G^n$	Gas- temperatur $T_G^n$	Einspritz- druck $(P_{inj})^n$
Wakuri (1960) [100]	0.50	0.50	$\times$	-0.25	$\times$	0.25
Dent (1971) [20]	0.50	0.50	$\times$	-0.25	-0.25	0.25
Lustgarten (1973) [53]	0.54	0.46	$\times$	-0.23	$\times$	0.27
Varde, Popa (1983) [98]	0.55	0.59	0.16	-0.50	$\times$	0.30
Hiroyasu, Arai (1990) [42]	1, 0.50	$\times$ , 0.50	$\times$	$\times$ , -0.25	$\times$	0.50, 0.25
Naber, Siebers (1996) [60]	1, 0.50	$\times$ , 0.50	$\times$	$\times$ , -0.25	$\times$	0.50, 0.25
Arrègle et al. (1999) [5]	0.57	0.37	$\times$	-0.41	$\times$	0.26

Tab. 2.2: Einfluss der Größen in den unterschiedlichen Penetrations-Modellen.

Der Einfluss der unterschiedlichen Parameter auf die Einspritzstrahl-Penetration im düsenfernen Bereich wird in (fast) allen Modellen ähnlich gewichtet. Nur Hiroyasu & Arai resp. Naber & Siebers unterteilen die Einspritzstrahlausbreitung in einen düsennahen und einen düsenfernen Bereich.

Neben den oben erwähnten Faktoren spielen auch die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit und der zeitliche Druckverlauf während der Einspritzung eine (allerdings untergeordnete) Rolle [21].

**Einspritzstrahl-Penetration unter verdampfenden Bedingungen:** Die Experimente für die Ermittlung der obigen Gleichungen wurden unter verdampfenden und nicht verdampfenden Bedingungen durchgeführt. Trotzdem wird der Einfluss der Temperatur des umgebenden Mediums mit Ausnahme des Modells von Dent nicht berücksichtigt, d.h. der Einfluss wird als gering bewertet.

In einem Punkt weicht die Strahlpenetration unter verdampfenden Bedingungen aber wesentlich vom Verhalten "kalter" Einspritzstrahlen ab: Bei genügend hohen Gastemperaturen erreicht der *flüssige Teil des Einspritzstrahls* nach einer gewissen Zeit eine maximale, im weiteren Verlauf der Einspritzung gleich bleibende Penetrationslänge (Unter diesen Umgebungsbedingungen wird die Ausbreitung des *gasförmigen Brennstoffs* für die Bestimmung der Einspritzstrahlpenetration verwendet!). Die maximale Länge des flüssigen Einspritzstrahls ist proportional

zum Düsendurchmesser, aber unabhängig vom Einspritzdruck (Morgan [59], Siebers [85]).

Das Gleichgewicht wird erreicht, wenn die Einspritzrate durch die Düsenöffnung der Verdampfungsrate im Einspritzstrahlkegel entspricht. Siebers zeigt in [60] und [85], dass die Verdampfungsrate im Strahl von der Mischungsrate des Strahls mit der Umgebungsluft limitiert wird:

$$\text{Brennstoffmassenstrom:} \quad \dot{m}_L \propto \rho_L \cdot d_0^2 \cdot U \quad (2.13)$$

$$\text{Eingesaugter Luftmassenstrom:} \quad \dot{m}_{Air} \propto \sqrt{\rho_G \cdot \rho_L} \cdot d_0 \cdot x \cdot U \cdot \tan(\theta) \quad (2.14)$$

In diesen Formeln wird der aktuelle axiale Abstand von der Düse mit  $x$  und der Konuswinkel des Einspritzstrahls mit  $\theta$  bezeichnet. Ist die Verdampfungsrate Mischungsbegrenzt, so ergibt sich für ein bestimmtes Verhältnis der Massenströme eine bestimmte flüssige Strahllänge  $x$  bei der das Gleichgewicht erreicht wird. Diese Strahllänge  $x$  ist nicht vom Einspritzdruck (d.h. der Strahlgeschwindigkeit), aber linear vom Düsenlochdurchmesser  $d_0$  und mehr als quadratisch ( $\sqrt{\rho_G}$  und der Einfluss der Gasdichte auf den Strahlkegelwinkel) von der Gasdichte abhängig.

Im Weiteren sollen die wichtigsten Modelle für die Einspritzstrahl-Penetration kurz vorgestellt werden:

**Dent** ([20]) entwickelte mit Hilfe von theoretischen Ansätzen aus der Strahlmischungstheorie folgende Gleichung für die Strahlausbreitung:

$$S = 3.07 \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_G}\right)^{0.25} \cdot (t \cdot d_0)^{0.5} \cdot \left(\frac{294}{T_G}\right)^{0.25} \quad (2.15)$$

Dies ist der einzige Ansatz, indem auch die Gastemperatur  $T_G$  explizit berücksichtigt wird.

Durch Modelluntersuchungen entwickelte **Lustgarten** ([53]) folgende Formel für die Strahlausbreitung:

$$S = 2 \cdot d_0^{0.46} \cdot U^{0.54} \cdot \left(\frac{\rho_F}{\rho_G}\right)^{0.23} \cdot t^{0.54} \quad (2.16)$$

$U$  ist die Strahl-Austrittsgeschwindigkeit an der Düse. Ersetzt man die Geschwindigkeit  $U$  durch die Bernoulli-Geschwindigkeit, so ergibt sich eine Abhängigkeit von  $S$  proportional zu  $\Delta p^{0.27}$ , die Abhängigkeit von der Flüssigkeitsdichte  $\rho_F$  verschwindet fast vollständig.

**Varde und Popa** ([98]) untersuchten die Strahlausbreitung mit einem selbstgebauten Einspritzsystem (konstanter Einspritzdruck mittels eines Druckwandlers, Strahlablenkung beim Düsenaustritt bis der gewünschte Einspritzdruck erreicht wird, Düsen Spitze ohne Düsennadel) bei Einspritzdrücken von bis zu 1500bar. Sie verwendeten dazu Düsen mit verschiedenen Lochdurchmessern  $d_0$  und unterschiedlichen  $l/d$  Verhältnissen:

$$S = 1.1 \cdot (A1)^{0.3} \cdot (A2)^{-0.008} \cdot \left(\frac{\rho_F}{\rho_G}\right)^{0.5} \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^{0.16} \cdot t^{0.55} \quad (2.17)$$

mit  $A1 = \Delta p \cdot \rho_F \cdot d_0^2 / \eta_F^2 \propto Re^2_{Duese},$  (2.18)

$$A2 = \rho_F \cdot \sigma \cdot d_0 / \eta_F^2 = 1/Oh^2 \quad (2.19)$$

Der Parameter  $A1$  berücksichtigt die Reynoldszahl der Düse. Im Parameter  $A2$  sind die Stoffeigenschaften (Oberflächenspannung, Viskosität) der Flüssigkeit enthalten, ihr Einfluss ist mit einem Exponenten von -0.008 jedoch sehr gering.

Sehr häufig wird die folgende Formel von **Hiroyasu und Arai** ([42]) für die Berechnung der Strahlausbreitung verwendet:

für  $0 < t < t_b$ :  $S = 0.39 \cdot \left(\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_L}\right)^{0.5} \cdot t$  (2.20)

für  $t > t_b$ :  $S = 2.95 \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_G}\right)^{0.25} \cdot (d_0 \cdot t)^{0.5}$  (2.21)

Aufbruchszeit  $t_b$ :  $t_b = 28.65 \cdot \frac{\rho_L \cdot d_0}{\sqrt{\rho_G \cdot \Delta p}}$  (2.22)

Die aus der Aufbruchszeit  $t_b$  und der Formel für die Strahlausbreitung resultierende Strahl-Aufbruchlänge  $l_b$  ist nur vom Dichteverhältnis Flüssigkeit/Gas und dem Düsenlochdurchmesser abhängig:

$$\text{Aufbruchlänge } l_b: \quad l_b = 11.17 \cdot \left( \frac{2 \cdot \rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \cdot d_0 \quad (2.23)$$

Am Anfang breitet sich der Einspritzstrahl mit einer konstanten Geschwindigkeit aus, erst nach dem Ablauf der Aufbruchszeit  $t_b$  verlangsamt er sich, die Eindringtiefe steigt nur noch proportional mit der Wurzel der Zeit an.

Die diesem Modell zugrunde liegenden Experimente wurden unter folgenden Umgebungsbedingungen durchgeführt: Gasdichte bis zu 33 kg/m<sup>3</sup>, Gastemperaturen zwischen 295K und 590K, Einspritzdrücke bis 400bar (Kolbenpumpe mit Federhalterdüse) und Düsenlochdurchmesser von Ø 0.1mm bis Ø 0.3mm.

**Naber und Siebers** ([60]) untersuchten die Ausbreitung von verdampfenden und nicht verdampfenden Einspritzstrahlen über eine breite Spanne von Gastemperaturen und Gasdrücken (bei hohen Gastemperaturen ist die Ausbreitung der Dampfphase massgebend!). Wie Hiroyasu und Arai unterteilten sie die Strahlpenetration in eine Anfangsphase mit  $S \propto t$  und, nach der Aufbruchszeit  $t_b$ , die weitere Penetration mit  $S \propto t^{0.5}$ :

$$\text{für } 0 < t < t_b: \quad S = C_v \cdot \left( \frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_L} \right)^{0.5} \cdot t \quad (2.24)$$

$$\text{für } t > t_b: \quad S = \sqrt{\frac{C_v \cdot \sqrt{2 \cdot C_a}}{\alpha \cdot \tan(\theta/2)}} \cdot \left( \frac{\Delta p}{\rho_G} \right)^{0.25} \cdot (d_0 \cdot t)^{0.5} \quad (2.25)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit im linearen Bereich ( $t < t_b$ ) entspricht in diesem Modell der effektiven Strahlgeschwindigkeit beim Austritt aus dem Düsenloch.

Die Aufbruchszeit  $t_b$  resp. Aufbruchlänge  $l_b$  ist wesentlich kürzer als im entsprechenden Modell von Hiroyasu und Arai:

$$\text{Aufbruchszeit } t_b: \quad t_b = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{C_a}}{C_v \cdot \alpha \cdot \tan(\theta/2)} \cdot \frac{d_0 \cdot \rho_L}{\sqrt{\Delta p \cdot \rho_G}} \quad (2.26)$$

$$\text{Aufbruchlänge } l_b: \quad l_b = \frac{\sqrt{C_a}}{\alpha \cdot \tan(\theta/2)} \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \cdot d_0 \quad (2.27)$$

mit 
$$C_d = C_a \cdot C_v, \quad (2.28)$$

Der Wert der Konstanten  $\alpha$  bestimmten sie in den Versuchen mit  $\alpha = 0.66$ .

Sie erkannten zudem, dass die gemessenen Werte aus allen vorgenommenen Messungen unabhängig von Druck, Temperatur, Düsendurchmesser etc. in einer dimensionslosen Darstellung zur Überdeckung gebracht werden können: Die Formel für die Beschreibung der Einspritzstrahlpenetration reduziert sich auf eine Darstellung  $\tilde{t} = f(\tilde{S})$  resp.  $S = f(\tilde{t})$ .

$\tilde{t}$  ist die dimensionslose Zeit: 
$$\tilde{t} = t/t^* \quad (2.29)$$

$\tilde{S}$  ist die dimensionslose Penetration: 
$$\tilde{S} = S/S^* \quad (2.30)$$

$S$  respektive  $t$  stellen die reale Penetration resp. Zeit dar. Die charakteristischen Längen- und Zeitmasse  $S^*$  und  $t^*$  legten sie wie folgt fest:

$$S^* = \frac{\sqrt{C_a} \cdot d_0}{\alpha \cdot \tan(\theta/2)} \cdot \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \quad (2.31)$$

$$t^* = \frac{\sqrt{C_a} \cdot d_0}{U_f \cdot \alpha \cdot \tan(\theta/2)} \cdot \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \quad (2.32)$$

mit 
$$U_f = C_v \cdot \sqrt{(2 \cdot \Delta p) / \rho_L} \quad (2.33)$$

Damit beschreiben sie die dimensionslose Strahlausbreitung  $\tilde{t} = f(\tilde{S})$  wie folgt:

$$\tilde{t} = \frac{\tilde{S}}{2} + \frac{\tilde{S}}{4} \cdot \sqrt{1 + 16 \cdot \tilde{S}^2} + \frac{1}{16} \cdot \ln\left(4 \cdot \tilde{S} + \sqrt{1 + 16 \cdot \tilde{S}^2}\right) \quad (2.34)$$

Die Gleichung 2.34 lässt sich nicht explizit in die umgekehrte Form  $\tilde{S} = f(\tilde{t})$  umformen. Die Näherungslösung in der Gleichung 2.35 hat mit der Konstanten  $n = 2.2$  eine maximale Abweichung von 5% gegenüber der Gleichung 2.34, in den Extremen  $t \rightarrow 0$  und  $t \rightarrow \infty$  stimmen beide genau überein.

$$\tilde{S} = \frac{\tilde{t}}{(1 + \tilde{t}^{(n/2)})^{(1/n)}} \quad (2.35)$$



Die diesem Modell zugrunde liegenden Experimente wurden unter den folgenden Umgebungsbedingungen durchgeführt: Gasdichte bis zu  $200 \text{ kg/m}^3$ , Gastemperaturen von  $300\text{K}$  bis  $1400\text{K}$ , Einspritzdrücke zwischen  $750\text{bar}$  und  $1600\text{bar}$  (Common Rail Einspritzsystem) und Düsenlochdurchmesser von  $\varnothing 0.19\text{mm}$  bis  $\varnothing 0.3\text{mm}$ .

Abbildung 2.10 stellt die dimensionslose Penetration  $\tilde{S}$  als Funktion der dimensionslosen Zeit  $\tilde{t}$  dar.

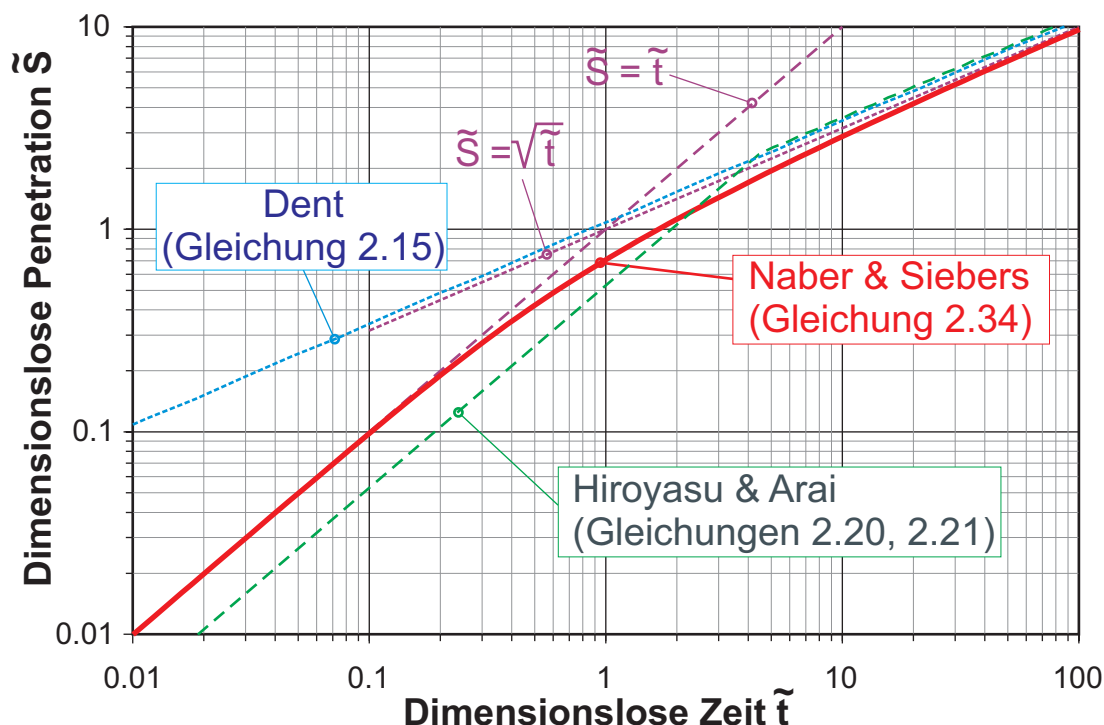


Abb. 2.10: Dimensionslose Darstellung der Einspritzstrahlpenetration nach Naber & Siebers. Zusätzlich eingezeichnet die entsprechenden Penetrationsverläufe nach dem Modell von Dent resp. Hiroyasu & Arai (Beispiel mit der Düse  $\varnothing 0.20\text{mm}$ , Gaszustand:  $400\text{K} - 40\text{bar}$ ).

### 2.3.4 Einspritzstrahl-Kegelwinkel

Der Kegelwinkel  $\theta$  eines Einspritzstrahls bestimmt direkt die in den Strahl eingebrachte Luftmenge (*air entrainment*). Die eingebrachte heisse Luft liefert die notwendige Energie für die Verdampfung des Brennstoffs und den Sauerstoff für die Zündung und Verbrennung des Gemischs. Durch den Impulsaustausch zwischen der Luft und den Tropfen werden diese abgebremst und in kleinere Tropfen aufgebrochen.

Den grössten Einfluss auf den Kegelwinkel des Einspritzstrahls hat die Gasdichte  $\rho_G$  resp. das Dichteverhältnis von Gas zu Flüssigkeit. Steigt das Dichteverhältnis auf Werte  $\rho_G / \rho_L > 0.1$ , so bleibt der Kegelwinkel annähernd konstant: Der Einspritzstrahl verhält sich in diesem Bereich immer mehr wie ein inkompressibler Gasjet mit einem Dichteverhältnis von 1:1 [60].

Zu beachten ist, dass der Kegelwinkel nicht in allen Arbeiten an der gleichen Stelle gemessen wird: Lefebvre [51] bezeichnet die Messung bei einem Abstand von  $60 \cdot d_0$  von der Düsenöffnung als Normalfall. Naber et al. [60] hingegen berücksichtigen für die Bestimmung des Kegelwinkels die Kontur des gesamten Strahls bis zur Hälfte der momentanen axialen Penetrationslänge. Die mit den unterschiedlichen Methoden ermittelten Werte differieren für Messungen unter nicht verdampfenden Bedingungen nur wenig, da der Kegelwinkel im quasi-stationären Bereich hinter der Einspritzstrahlspitze unabhängig von der Penetrationslänge praktisch konstant bleibt. Unter verdampfenden Bedingungen hingegen nimmt der Strahlkegelwinkel generell mit zunehmendem Abstand von der Düse ab: Betrachtet man die flüssige Phase, so reduziert sich der Kegelwinkel sehr stark durch die verdampfenden kleinen Tröpfchen am Strahlrand. Aber auch der Kegelwinkel der Dampfphase nimmt ab, da das Volumen des Einspritzstrahls mit zunehmender Verdampfung durch die damit verbundene Abkühlung des Gases im Strahl reduziert wird.

Die Modelle für die Berechnung des Kegelwinkels von Einspritzstrahlen unterscheiden sich in der Bewertung der einzelnen Einflüsse wesentlich stärker als bei den unterschiedlichen Modellen für die Strahl-Penetration. Daraus lässt sich schliessen, dass der jeweilige Versuchsaufbau, die Düsengeometrie (inkl. Mikrogeometrie), die Umgebungsbedingungen bei den Experimenten und die Methode der Datengewinnung resp. Auswertung einen grösseren Einfluss auf den ermittelten Strahl-Kegelwinkel als auf die axiale Einspritzstrahlpenetration haben. Die eigenen Messungen zeigen zudem, dass die unregelmässigen seitlichen Einspritzstrahlränder die genaue Messung des Kegelwinkels zusätzlich erschweren.

Die wichtigsten Einflussgrößen für den Einspritzstrahl-Kegelwinkel sind in der Tabelle 2.3 zusammengestellt (× = im Modell nicht berücksichtigt):

<i><b>Einfluss</b></i> <i>(Exponent n)</i>	$d_0$ $(d_0)^n$	$l_0/d_0$ $(l_0/d_0)^n$	Dichteverhältnis $(\rho_G/\rho_L)^n$	Einspritzdruck $(P_{inj})^n$
Sitkei (1964) [91]	0.70	-0.30	0.10	0.35
Yokota et al. (1977) [110]	0.64	≈ -0.1	$e^{(\dots)}$	0.32
Hiroyasu, Arai (1980) [40]	0.50	×	0.25	0.25
Reitz et al. (1982) [75]	... <sup>a</sup>	... <sup>a</sup>	0.50	×
Varde et al. (1984) [99]	... <sup>a</sup>	... <sup>a</sup>	0.33	×
Hiroyasu, Arai (1990) [42]	0.15	-0.22	0.26	×
Naber, Siebers (1996) [60]	... <sup>a</sup>	... <sup>a</sup>	0.19	×
Arrègle et al. (1999) [5]	0.51	×	0.34	0.01

Tab. 2.3: Einfluss der Größen in den unterschiedlichen Kegelwinkel-Modellen.

a. Der Einfluss der Geometrie muss für jede Düse experimentell bestimmt werden

Der Einfluss des Dichteverhältnis  $\rho_G / \rho_L$  wird mit Exponenten in einem grossen Bereich von 0.1 bis 0.5 gewertet. Auch der Einfluss der Düsengeometrie wird sehr unterschiedlich beurteilt, oft wird er überhaupt in nur experimentell bestimmbar Konstanten “versteckt”.

Nicht aufgeführte Faktoren wie z.Bsp. die Viskosität der Flüssigkeit spielen offenbar eine untergeordnete Rolle [21].

Im Weiteren sollen die wichtigsten Modelle für den Einspritzstrahl-Kegelwinkel kurz vorgestellt werden:

Eine der ältesten Formeln für die Berechnung des Kegelwinkels stammt von **Sitkei** [91]:

$$\theta = 0.03 \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^{-0.3} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.1} \cdot \left(\frac{U \cdot d_0 \cdot \rho_L}{\eta_L}\right)^{0.7} \quad (2.36)$$

$= Re_L$

Das Dichteverhältnis Gas / Flüssigkeit hat in dieser Formulierung generell eher einen zu geringen Einfluss, wodurch die Kegelwinkel zu klein abgeschätzt werden.

**Yokota und Matsuoka** [110] veröffentlichten folgende Gleichung für die Berechnung des Strahl-Kegelwinkels:

$$\theta = 0.0676 \cdot Re_L^{0.64} \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^{-n} \left[1 - \exp\left(\frac{-0.023 \cdot \rho_L}{\rho_G}\right)\right]^{-1} \quad (2.37)$$

mit: 
$$n = 0.0284 \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{-0.39} \quad (2.38)$$

Der Einfluss der Düsengeometrie  $l_0/d_0$  ist in diesem Modell auch vom Verhältnis der Dichten abhängig. Die berechneten Werte für den Strahlkegelwinkel sind bei kleinen Gasdichten generell eher zu klein, bei grossen jedoch zu gross.

**Reitz & Bracco** ([75], [106]) formulierten aufgrund der Theorie des Strahlzerfalls durch das aerodynamisch angefachte instabile Wachstum von Oberflächenwellen folgende Gleichung für den Strahl-Kegelwinkel:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{A} \cdot \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \cdot f\left[\frac{\rho_L}{\rho_G} \cdot \left(\frac{Re_L}{We_L}\right)^2\right] \quad (2.39)$$

Die Funktion  $f[\dots]$  tendiert für atomisierende Strahlen im technisch interessanten Bereich gegen den Wert  $f = \sqrt{3}/6$ . Die Konstante  $A$  muss experimentell bestimmt werden und hängt von der Düsengeometrie ab. Reitz schätzt die Grösse von  $A$  in [74] wie folgt ab:

$$A \approx 3.0 + \frac{l_0/d_0}{3.6} \quad (2.40)$$

**Hiroyasu und Arai** ([40]) haben mithilfe von Einspritzstrahlphotographien in einer ausgedehnten Studie folgende Beziehung für den Kegelwinkel gefunden:

$$\theta = 0.0413 \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_F}\right)^{0.25} \cdot \left(\frac{U \cdot d_0 \cdot \rho_F}{\eta_G}\right)^{0.5} \quad (2.41)$$

In einer neueren Veröffentlichung haben **Hiroyasu & Arai** ([42], [18]) wiederum durch die Auswertung von Einspritzstrahlphotographien ihre empirische Berechnung für den Einspritzstrahlwinkel leicht korrigiert:

$$\theta = 83.5 \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^{-0.22} \cdot \left(\frac{d_0}{d_s}\right)^{0.15} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.26} \quad (2.42)$$

Neu wird darin auch der Durchmesser des Düsensackloches  $d_s$  berücksichtigt. Der Einspritzdruck (d.h. die Strahlgeschwindigkeit) beeinflusst den Kegelwinkel nicht mehr.

Durch Messungen des Strahlkegelwinkels an verdampfenden und nicht verdampfenden Einspritzstrahlen in einem weiten Feld von Gastemperaturen und Gasdrücken ermittelten **Naber und Siebers** [60] mit Schlierenbildern die folgende Beziehung zwischen den Einspritzparametern und dem Kegelwinkel der Strahlen (bei hohen Gastemperaturen ist die Dampfphase des Einspritzstrahls massgebend!):

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \alpha \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.19} \quad (2.43)$$

Die Konstante  $\alpha$  ist abhängig von der Düsengeometrie und hat in ihrer Arbeit einen Wert im Bereich von  $\alpha = 0.31$  bis  $\alpha = 0.40$ . Diese Beziehung ist etwa gültig bis zu einem Dichteverhältnis von  $\rho_G / \rho_L \leq 0.1$ . Darüber nähert sich das Verhalten des Einspritzstrahls demjenigen eines voll entwickelten Gasjets mit konstantem Kegelwinkel an.

## 2.4 Resultierende Tropfengrößen

Neben der Verteilung des Brennstoffs im Raum durch die radiale und axiale Einspritzstrahlausbreitung spielt auch die Atomisierungsqualität, d.h. mittlere Grösse und die Grössenverteilung der Tropfen eine wichtige Rolle in der dieselmotorischen Gemischbildung. Je kleiner die Tropfen bei einer gegebenen Brennstoffmenge sind, desto grösser ist die für den Wärmeübergang und die Verdampfung zur Verfügung stehende Fläche: Kleine Tropfen verdampfen relativ zur Brenndauer im Motor schnell und lassen dadurch mehr Zeit für die Mischung des Dampfs resp. der Verbrennungs-Zwischenprodukte mit dem Sauerstoff aus der Umgebungsluft. Grosse Tropfen penetrieren weiter in den Brennraum hinein, brauchen dafür aber länger um zu verdampfen, wodurch die für die Mischung und Verbrennung zur Verfügung stehende Zeit kürzer wird. Dies kann dazu führen, dass am Ende des durch sinkende Temperaturen eingeleiteten Verbrennungsprozesses nicht der gesamte Brennstoff umgesetzt wurde. Die nicht vollständig oxydierten Zwischenprodukte der Verbrennung treten als Schadstoffe wie z.Bsp. Russ aus dem Motor aus.

Die Charakterisierung der Tropfengrössenverteilung im Einspritzstrahl erfolgt in der Regel über den *mittleren Durchmesser*<sup>1</sup>  $d_{10}$  (arithmetischen Mittelwert) oder den *Sauterdurchmesser*<sup>1</sup>  $d_{32}$  (SMD): Ein Tropfen dieser Grösse hat das gleiche Oberflächen/Volumenverhältnis wie die gesamte Tropfenmenge im Einspritzstrahl (respektive bei Messungen der gesamte Menge der gemessenen Tropfen).

Obwohl seit über 100 Jahren die Atomisierung einfacher Flüssigkeitsstrahlen untersucht wird gibt es noch keine Gleichungen, welche die mittleren Tropfengrößen in befriedigender Qualität voraussagen können. Die bestehenden Modelle für Tropfengrößen in Diesel-Einspritzstrahlen beruhen fast ausschliesslich auf experimentellen Beobachtungen, d.h. Messungen der Tropfengrößen unter möglichst realistischen Bedingungen.

Sowohl die Messtechnik wie auch die experimentellen Bedingungen haben sich im Lauf der Zeit sehr stark verbessert: Wo früher nur die photographische Erfassung der Tropfengrößen bei relativ tiefen Umgebungsdrücken und Temperaturen möglich war, können heute dank laseroptischer Methoden auch kleinste Tröpfchen mit Durchmessern im Bereich der Wellenlänge des sichtbaren Lichts unter realistischen dieselmotorischen Bedingungen gemessen werden. Leider beschränkt sich der mit optischen Messtechniken erfassbare Bereich nach wie vor auf die Randzonen resp. die weit von der Düse entfernten Strahlzonen, da der Strahlkernbereich zu dicht ist.

---

1. Für die Definition der charakteristischen Durchmesser siehe Abschnitt "Kennzahlen" auf Seite 157

Zudem muss man sich fragen, inwiefern die Atomisierungsqualität eines derart in-stationären und inhomogenen Gebildes wie ein Diesel-Einspritzstrahl überhaupt durch einen einzigen mittleren Durchmesser beschrieben werden kann. Die Tropfengrössenmessungen für die Entwicklung der Modelle wurden oft (aufgrund technischer Beschränkungen) weit weg von der Düse vorgenommen, also in einem für dieselmotorische Anwendungen nicht massgebenden Bereich.

Obwohl also nur für sehr seltene Fälle die direkte Berechnung der mittleren Tropfengrössen möglich ist, gestatten die Modelle trotzdem eine Abschätzung der Einflüsse verschiedener Faktoren wie Gasdichte, Einspritzdruck etc. auf die Tropfengrössen.

In den folgenden Gleichungen aus der Literatur sollten deshalb mehr die Betrachtung der qualitativen Abhängigkeiten (Exponenten) als die quantitativen Formulierungen beachtet werden:

**Tanasawa** [88] formulierten bereits 1955 die folgende Beziehung für den Sauterdurchmesser von Diesel-Einspritzstrahlen:

$$d_{32} = 47 \cdot \left(\frac{d_0}{U}\right) \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_G}\right)^{0.25} \cdot \left[1 + 331 \cdot \left(\frac{\eta_L}{\sqrt{\sigma \cdot \rho_L \cdot d_0}}\right)\right] \quad (2.44)$$

$$\rightarrow \text{Prop: } d_{32} \propto d_0^{0.5} \cdot \Delta p^{-0.5} \cdot \sigma^{-0.25} \cdot \rho_G^{-0.25} \cdot \eta_L \quad (2.45)$$

**Hiroyasu und Kadota** ermittelten in [39] folgende Gleichung:

$$d_{32} = 2330 \cdot \rho_G^{0.121} \cdot \dot{V}^{0.131} \cdot \Delta p^{-0.135} \quad (2.46)$$

$$\rightarrow \text{Prop: } d_{32} \propto d_0^{0.262} \cdot \Delta p^{-0.07} \cdot \rho_G^{0.121} \cdot \rho_L^{-0.066} \quad (2.47)$$

$\dot{V}$  ist der Volumenstrom durch eines der Spritzlöcher in der Einspritzdüse. Die Messung der Tropfengrösse erfolgte mit der "liquid immersion technique"<sup>1</sup> 200mm unterhalb der Düse.

1. Bei dieser Methode werden die Brennstofftropfen im Strahl in einer Flüssigkeit aufgefangen und konserviert. Die Bestimmung der Tropfengrösse erfolgt erst später ausserhalb des Versuchsträgers.

Der Sauterdurchmesser der Tropfengrößenverteilung eines Dieseleinspritzstrahls gemäss Messungen von **Elkottb** [25]:

$$d_{32} = 3.08 \cdot v_L^{0.385} \cdot \sigma^{0.737} \cdot \rho_L^{0.737} \cdot \rho_G^{0.06} \cdot \Delta p^{-0.54} \quad (2.48)$$

$$\rightarrow \text{Prop: } d_{32} \propto \Delta p^{-0.54} \cdot \sigma^{0.737} \cdot \rho_G^{0.06} \cdot \rho_L^{0.352} \cdot \eta_L^{0.385} \quad (2.49)$$

**Reitz & Bracco** [75], [106] berechneten die Tropfengröße durch theoretische Überlegungen aufgrund der Länge der instabilsten Oberflächenwellen auf dem Einspritzstrahl:

$$\bar{D} = B \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot \sigma}{\rho_G \cdot U^2} \cdot x_{max} \left[ \frac{\rho_L}{\rho_G} \cdot \left( \frac{Re_L}{We_L} \right)^2 \right] \quad (2.50)$$

$$\rightarrow \text{Prop: } d_{10} \propto \sigma \cdot \rho_G^{-1} \cdot \Delta p^{-1} \cdot \rho_L \quad (2.51)$$

$B$  ist eine Konstante in der Größenordnung von eins, die Funktion  $x_{max} []$  tendiert im dieselmotorischen Bereich gegen den Wert  $3/2$ . Diese Gleichung berechnet nur die Grösse der primären Tropfen unmittelbar bei der Düsenöffnung und berücksichtigt die Einflüsse der sekundären Atomisierung resp. von Koaleszenzeffekten nicht.

**Hiroyasu et al.** [41], [42] untersuchten die Tropfengröße von Flüssigkeiten mit unterschiedlichen Viskositäten und Oberflächenspannungen. Die Messung der Tropfengrößen erfolgte über die Auswertung des Fraunhofer-Streulichtmusters eines Laserstrahls quer durch den Einspritzstrahl, 70mm unterhalb der Düse:

$$d_{32} = 0.38 \cdot d_0 \cdot Re^{0.25} \cdot We^{-0.32} \cdot \left( \frac{\eta_L}{\eta_G} \right)^{0.37} \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{-0.47} \quad (2.52)$$

$$\rightarrow \text{Prop: } d_{32} \propto d_0^{0.93} \cdot \Delta p^{-0.20} \cdot \sigma^{0.32} \cdot \rho_G^{0.15} \cdot \rho_L^{-0.02} \cdot \eta_L^{0.12} \cdot \eta_G^{-0.37} \quad (2.53)$$



Diese Beziehung gilt nur in der für die dieselmotorischen Anwendungen massgeblichen “complete spray” Region.

**Desantes et al.** [21] untersuchten spezifisch den Einfluss der Viskosität und der Flüssigkeitsdichte auf die Tropfengrößen in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen. Aus ihren Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) Messungen formulierten sie folgende Abhängigkeit:

$$d_{32} \propto v_L^{0.194} \cdot \rho_L^{-0.405} = \eta_L^{0.194} \cdot \rho_L^{-0.599} \quad (2.54)$$

Der Einfluss der Flüssigkeitsdichte ist gegenüber dem Einfluss der Viskosität statistisch weniger Signifikant. Eine andere Formulierung mit der Ohnesorgezahl, ähnlich dem Ansatz von Tanasawa (Gleichung 2.44), ergibt nach ihren Messungen folgende Gleichung:

$$d_{32} \propto 1 + 5.3 \cdot \frac{\eta_L}{\sqrt{\rho_L \cdot \sigma \cdot d_0}} = 1 + 5.3 \cdot Oh_L \quad (2.55)$$

**Arrègle et al.** [5] haben die Tropfengrößen im Einspritzstrahl entlang der Strahlachse mit der Phasen-Doppler-Anemometrie Messtechnik (PDA) gemessen und formulierten daraus die folgende Proportionalitätsbetrachtung:

$$d_{32} \propto d_0^{0.3} \cdot \Delta p^{-0.1} \cdot \rho_G^{0.1} \cdot t^{0.2} \quad (2.56)$$

Erstmals wird eine Abhängigkeit der Tropfengröße von der Zeit  $t$  seit Einspritzbeginn mitberücksichtigt: Der Tropfendurchmesser steigt mit fortschreitender Einspritzdauer an (nicht verdampfende Einspritzstrahlen).

Zusammenfassend lassen sich folgende Einflüsse feststellen:

- Erwartungsgemäss hat eine grössere Zähigkeit und eine grössere Oberflächenspannung der eingespritzten Flüssigkeit einen Anstieg der Tropfengrößen zur Folge, da diese Faktoren den Tropfenzerfall bremsen resp. verhindern. Nur in den Gleichungen formuliert nach dem Ansatz Tanasawa's (2.44 resp. 2.55) bewirkt ein Anstieg der Oberflächenspannung eine Verkleinerung der Tropfen.

Einfluss der Zähigkeit:  $d_{32} \propto \eta_L^{0.12} \dots \eta_L^{1.0}$

Einfluss der Oberflächenspannung:  $d_{32} \propto (\sigma^{-0.25}) \dots \sigma^{0.32} \dots \sigma^{0.737}$

- Ein grösseres Einspritzloch in der Düse bewirkt in allen Modellen, welche die Düsengeometrie berücksichtigen, einen Anstieg der Tropfengrösse.

Einfluss des Düsenlochs:  $d_{32} \propto d_0^{0.262} \dots d_0^{0.93}$

- Ein höherer Einspritzdruck führt zu einer besseren Atomisierung des Einspritzstrahls, was alle Modelle trotz grosser Unterschiede mehr oder weniger deutlich widerspiegeln:

Einfluss des Einspritzdrucks:  $d_{32} \propto \Delta p^{-0.07} \dots \Delta p^{-0.54}$

- Der Einfluss der Gasdichte wird sehr unterschiedlich, ja sogar entgegengesetzt bewertet, die Viskosität des Gases wird nur in einem Ansatz (2.53) berücksichtigt.

Einfluss der Gasdichte:  $d_{32} \propto \rho_G^{-0.25} \dots \rho_G^{0.15}$

- Auch der Einfluss der Flüssigkeitsdichte wird unterschiedlich bewertet.

Einfluss der Flüssigkeitsdichte:  $d_{32} \propto \rho_L^{-0.6} \dots \rho_L^{0.352}$

## **3. Experiment**

In diesem Teil der Arbeit wird der Versuchsträger und die bei den Messungen an den Einspritzstrahlen eingesetzte Messtechnik vorgestellt.

### *Versuchsträger*

Als Versuchsträger diente eine Konstantvolumen-, Hochtemperatur- und Hochdruckzelle. Sie erlaubt die freie Variation der Umgebungsbedingungen in einem weiten Bereich und wurde im Verlauf dieser Arbeit fertig entwickelt, fertig gebaut und in Betrieb gesetzt.

### *Messtechnik*

Die axiale und radiale Einspritzstrahlausbreitung (d.h. Strahlpenetration und Kegelwinkel) wurde mit der Schattenbild-Photographie ausgemessen. Die Bestimmung der lokalen Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten im Einspritzstrahl erfolgte mit der Phasen-Doppler-Anemometrie Messtechnik (PDA).

### 3.1 Die Hochtemperatur- und Hochdruckzelle

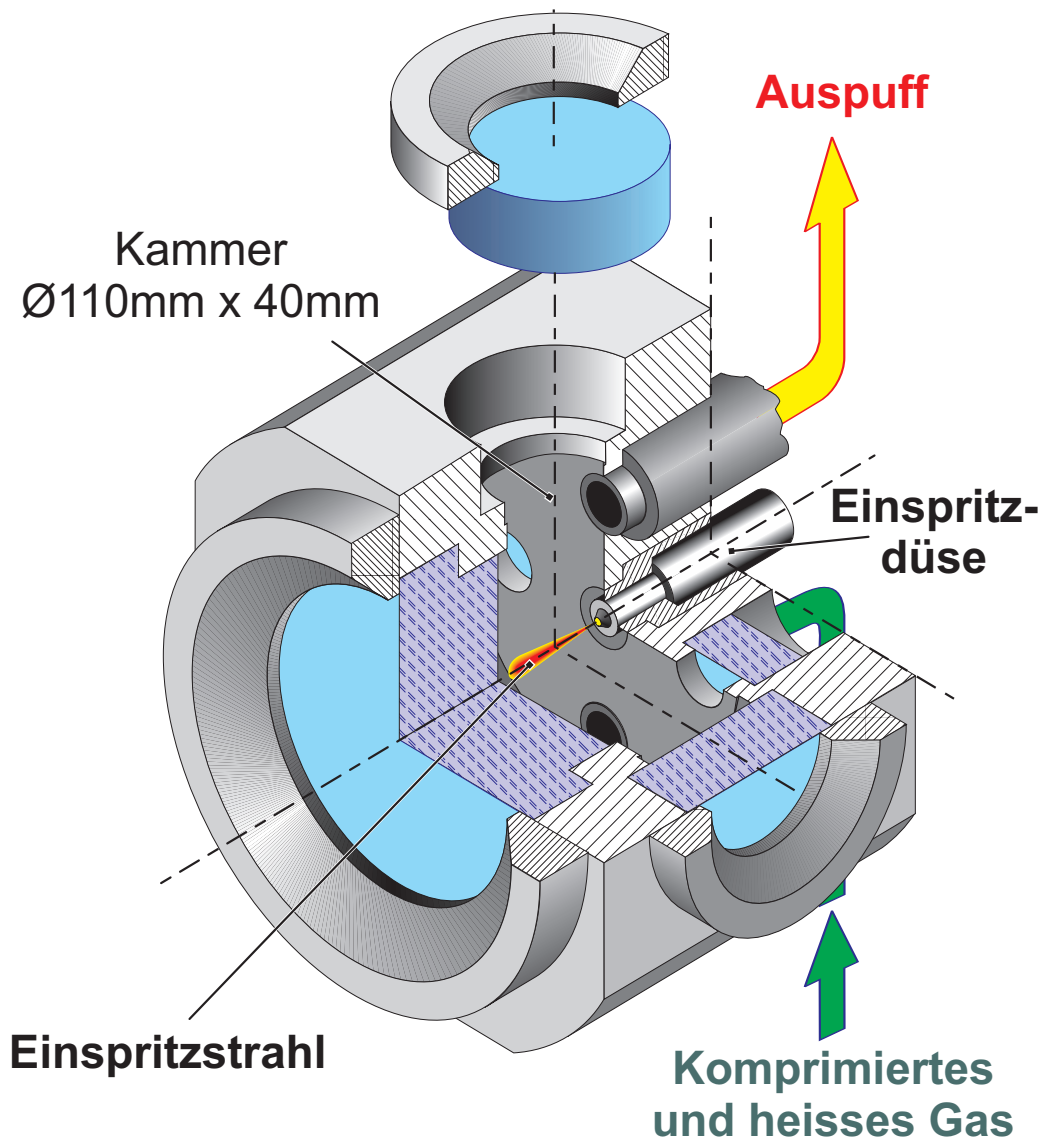


Abb. 3.1: Ansicht der Konstantvolumen-, Hochtemperatur- und Hochdruckzelle.

Die in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen an Diesel-Einspritzstrahlen wurden in einer Konstantvolumen-, Hochtemperatur- und Hochdruckzelle durchgeführt. Im Gegensatz zu direkt in Motoren oder anderen Kompressionsmaschinen durchgeführten Experimenten bietet der Einsatz einer Versuchszelle einige Vorteile:

- Die wichtigsten Parameter für die Eigenschaften der Einspritzstrahlen, Gastemperatur und Gasdruck, können in Zellen völlig unabhängig voneinander eingestellt werden.
- Der Gasdruck und die Gastemperatur bleiben während dem Experiment konstant und beeinflussen die untersuchten Prozesse nicht durch Transienten (gültig nur bei Experimenten ohne (Vor-)Verbrennung).

- Konstantvolumenkammern gestatten in der Regel einen wesentlich besseren optischen Zugang zum Einspritzstrahl, was die Anwendung unterschiedlicher Messmethoden erleichtert.
- Für die spezifische Weiterentwicklung von Einspritzstrahlmodellen in Computer-Simulationsprogrammen ist die einfache und unbewegliche Geometrie einer Konstantvolumen-Zelle mit den sauber definierten Randbedingungen (inkl. der Gasphasenströmung) besser geeignet als der Brennraum eines Motors mit beweglichen Kolben und Ventilen.

Demgegenüber müssen auch einige Nachteile beim Einsatz von Konstantvolumen-Versuchszellen berücksichtigt werden:

- Die durch das Fehlen der inneren Kompression notwendige vollständige externe Gasaufbereitung (Druck und Temperatur) ist sehr Aufwendig!
- Die Zykluszeiten (d.h. der Zeitaufwand pro Arbeitszyklus bis der nächste Zyklus gestartet werden kann) sind bei Versuchszellen dieser Bauart wesentlich länger als in Versuchsmotoren. Dies führt zu vergleichsweise langen Messzeiten.
- Die Wandtemperatur in der Kammer der Zelle liegt im Bereich der gewünschten Gastemperatur, die Wände sind daher bei hohen Gastemperaturen deutlich heisser als die Brennraumwände in Motoren<sup>1</sup>. Realistische Experimente im Bezug auf den Wandkontakt des Einspritzstrahls können daher ohne temperaturkontrollierte Aufprallplatten nicht durchgeführt werden.

Die maximalen Gastemperaturen und Gasdrücke der im Verlauf dieser Arbeit fertig gebauten und in Betrieb gesetzten Zelle orientieren sich an den während der Einspritzung in realen Dieselmotoren herrschenden Umgebungsbedingungen. Aus technischen Gründen (Konstruktion, Materialeigenschaften) wurden die Eckdaten der Zelle auf folgende Werte begrenzt:

**Maximaler Gasdruck:** Fülldruck:  $\leq 100\text{bar}$  (ohne Vorverbrennung)  
 Spitzendruck:  $\leq 250\text{bar}$  (nach Verbrennung)

**Maximale Gastemperatur:**  $\leq 800\text{K}$  (ohne Vorverbrennung)

Die Konstruktion und der Bau der Anlage erfolgte in Zusammenarbeit mit dem Paul Scherrer Institut (PSI) in Würenlingen, Schweiz. (Am Paul Scherrer Institut ist eine identische Versuchsanlage im Einsatz).

---

1. Der hohe konvektive Wärmeübergang beim Gaswechsel würde bei kalten Kammerwänden zu einer starken Abkühlung des Gases führen.

### 3.1.1 Das Anlagenkonzept

Die Beschreibung des Aufbaus der Versuchsanlage erfolgt mit Hilfe der Abbildung 3.2:

**Gaszufuhr und Gasaufbereitung:** Das Arbeitsgas wird aus Flaschenbündeln (1) oder aus einer Kompressoranlage über ein Druckreduzierventil in den Autoklaven (2) geführt. Der Autoklav hat ein Volumen von 12 Litern und kann bis auf maximal 400°C aufgeheizt werden.

Bei Messbereitschaft der Anlage ist das Hauptventil des Autoklaven (3) geöffnet - das Gas strömt durch das Verbindungsrohr (4) und steht unter vollem Druck vor dem Einlassventil (5). Das Verbindungsrohr kann bis auf eine Temperatur von 575°C aufgeheizt werden.

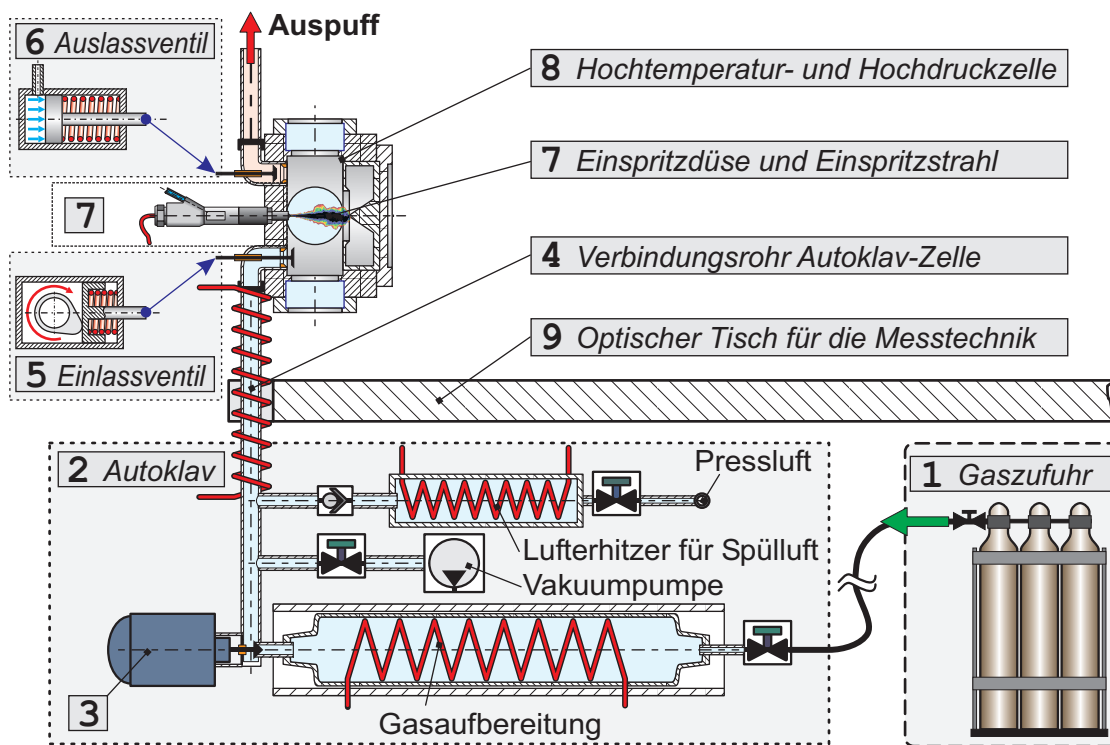


Abb. 3.2: Das Anlagenkonzept der Hochtemperatur- und Hochdruckzelle.

Das Arbeitsgas für den nächsten Zyklus wird erst im Verbindungsrohr auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt. Die maximale Arbeitsfrequenz der Zelle kann daher unter Umständen auch durch die minimal notwendige Aufenthaltsdauer des Gases im Verbindungsrohr begrenzt werden.

**Gaswechsel:** Das Einlassventil (5) wird durch einen Nocken betätigt. Dazu wird die Nockenwelle mit einer schnell schaltenden Kupplungs- und Bremseinheit für eine Umdrehung an die Antriebsgruppe gekoppelt. Ein Schwungrad in der Antriebsgruppe speichert genügend Energie, um das Ventil auch bei tiefen Nockendrehzahlen sicher betätigen zu können. Die Öffnungszeit des Ventils wird durch

die gewählte Nockendrehzahl festgelegt, die Ventilhebungskurve kann durch den Einbau unterschiedlicher Nocken variiert werden. Für die Erzeugung einer Drallströmung in der Zelle ist auch der Einbau eines Schirmventils möglich.

Das Auslassventil (6) nimmt gleichzeitig die Funktion eines Überdruckventils für die Zelle wahr: Der maximal zulässige Zellendruck wird über den Luftdruck im Betätigungszyylinder eingestellt. Der Betätigungszyylinder ist über kurze Luftleitungen mit schnell schaltenden Ventilen verbunden, was kurze Reaktionszeiten im Fall von Schnellabschaltungen durch die Zellensteuerung ermöglicht.

**Der Zellkörper (8):** Der Zellkörper besteht aus einer hochoberflächenfesten Nickellegierung und kann bis auf 575°C aufgeheizt werden. Dies ermöglicht auch ohne Vorverbrennungen Gastemperaturen von über 500°C.

Auf der Seite der Einlass- und Auslassventile weist der Zellkörper neben einer zentralen Öffnung für den Einbau der Einspritzdüse (7) auch zwei universell verwendbare Öffnungen auf. In diese können kleine Fenster oder Messfühler eingebaut werden.

In den vier Seiten der Zelle befindet sich je eine Fensteröffnung mit einer lichten Weite von 42mm. Da auch die Fenster dauernd Temperaturen von über 500°C ausgesetzt sind, war die Konstruktion der Fenster und insbesondere deren Abdichtung eines der zentralen Probleme, die für den sicheren Betrieb der Anlage gelöst werden mussten (eine genauere Beschreibung folgt im nächsten Abschnitt).

Die offene Seite des Zellenkörpers wird durch einen an das jeweilige Experiment angepassten Flansch geschlossen. Für diese Arbeit wurde der Flansch als "Einspritzstrahlfänger" ausgebildet, der verhindert, dass die Messungen durch die Reflexion des Strahls an der Kammerwand resp. dem Flansch beeinflusst werden.

Die zulässigen Betriebstemperaturen für die Einspritzdüse und die Gaswechsellorgane sind wesentlich tiefer als die maximale Zellkörpertemperatur von 575°C, sie müssen daher sehr gut gekühlt werden. Die aus dieser punktuellen Kühlung<sup>1</sup> resultierende ungleichmäßige Temperaturverteilung im Zellenkörper erhöht die Beanspruchung des Materials durch Wärmespannungen. Auch die Oberfläche der Kammer weist dadurch eine ungleichmäßige Temperaturverteilung auf, was zu unerwünschten Temperaturgradienten im Gas in der Zelle führt.

**Steuerung:** Die Anlage wird vollständig durch einen Industrie-PC gesteuert. Die Steuerungs-Software wurde speziell für diese Anlage entwickelt und baut auf einem Real-Time Betriebssystem auf (RTX-DOS). Sicherheitsrelevante Teile werden zusätzlich durch eine SPS-Steuerung überwacht. Für die Ankopplung der Messtechnik stehen die wichtigsten Signale im Ablauf des Arbeitszyklus nach

---

1. Die Kühlwassertemperatur wurde unabhängig von der Zelltemperatur auf 85°C geregelt

aussen zur Verfügung. Der zeitliche Ablauf der Zyklen kann bei der Verwendung eines gepulsten Lasers mit fester Taktfrequenz auch mit den Laserpulsen synchronisiert werden.

Abbildung 3.3 zeigt eine Ansicht der Versuchsanlage mit den im Text erwähnten Baugruppen. Weitere Bilder sowie eine massstäbliche Zeichnung des Zellkörpers befindet sich im Abschnitt “Bilder und Zeichnungen der Zelle” auf Seite 170 im Anhang.

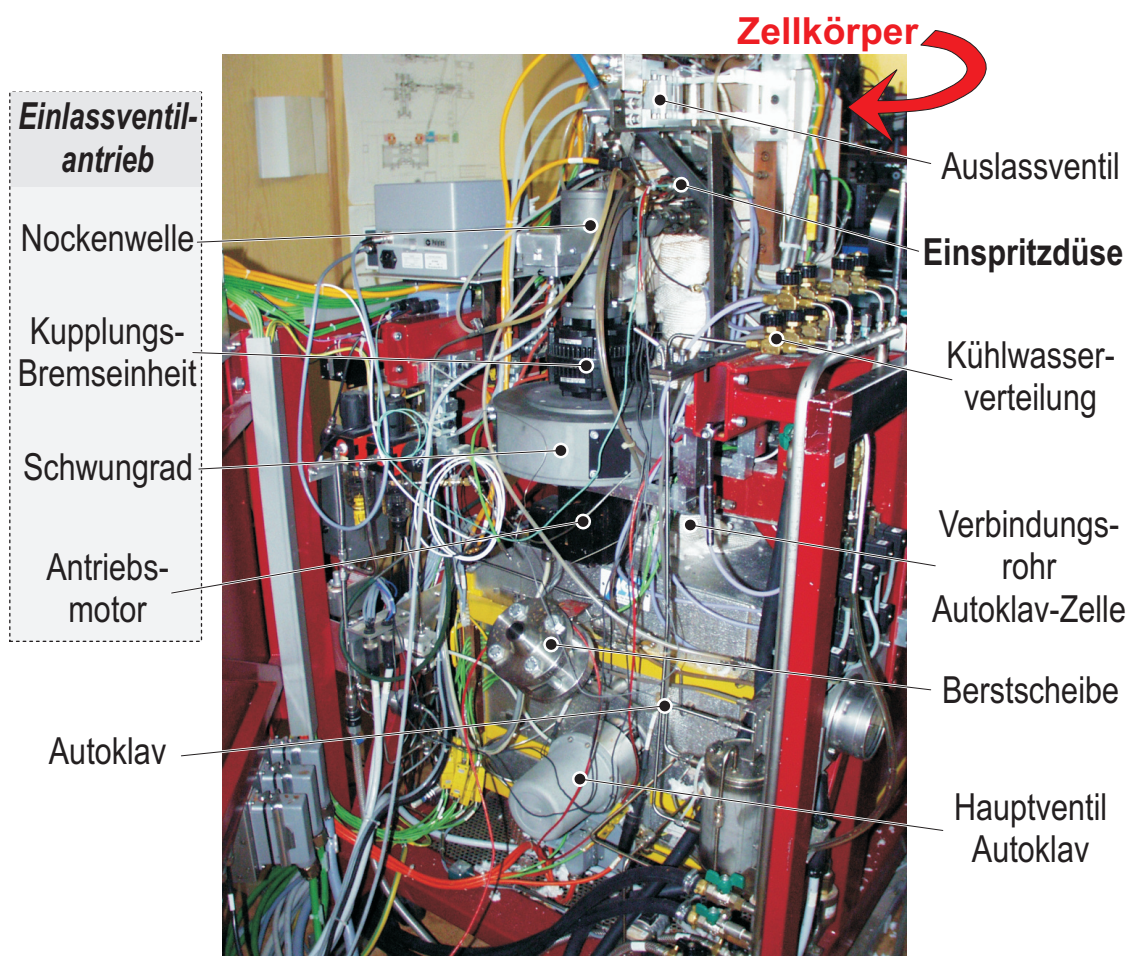


Abb. 3.3: Ansicht der Versuchsanlage. Die Messtechnik für das Experiment und der eigentliche Zellkörper befinden sich hinter dem sichtbaren Anlagenteil.



### 3.1.2 Die Fenster der Zelle

Die Fenster und die dazugehörigen Dichtungen müssen die folgenden Anforderungen erfüllen:

- Sichere Abdichtung der Kammer bei Gasdrücken von bis zu 100bar (ohne Verbrennung).
- Maximale, dauernde Betriebstemperatur = 575°C (Glaskörper, Fassung, Dichtung und Verschraubungen).
- Die Dichtwirkung darf nicht durch häufiges aufheizen und abkühlen der Zelle verloren gehen.
- Der Glaskörper muss vor ungleichmässigen Belastungen durch die Verschraubung geschützt sein.
- Die Temperaturgradienten beim Aufheizen resp. Abkühlen der Zelle dürfen den Glaskörper nicht zu stark belasten.

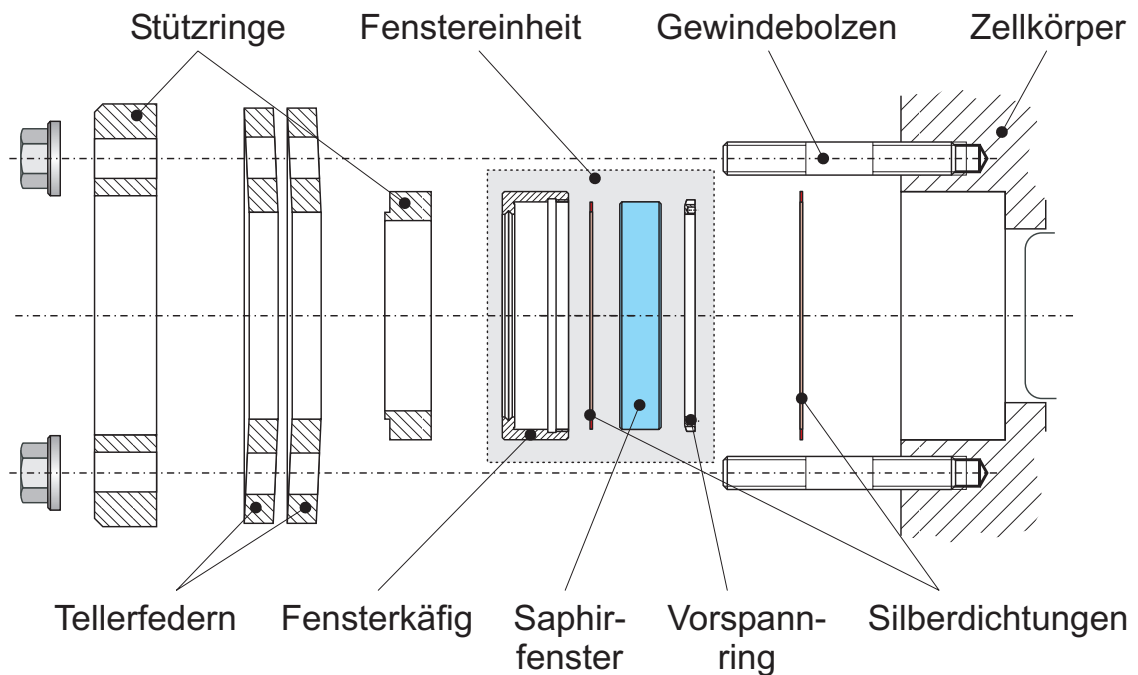


Abb. 3.4: Konstruktion der Zellenfenster.

Nach mehreren erfolglosen Konstruktionen hat sich die in Abbildung 3.4 dargestellte Ausführung bestens bewährt. Der Glaskörper aus Saphir ist in einem Käfig aus Wolfram gefasst und wird durch eine Silberdichtung gegen aussen abgedichtet. Die für eine sichere Abdichtung notwendige Pressung auf die Dichtung wird in erster Linie durch den Gasdruck in der Zelle aufgebracht. Die gewählte Materialpaarung (Saphir / Wolfram) reduziert die Belastung des Glaskörpers durch die unvermeidlichen Temperaturgradienten beim Aufheizen und Abkühlen der Zelle. Die gesamte durch die Schrauben aufgebrachte Vorspannkraft zwischen dem Fensterkäfig und dem Zellkörper wird ausschliesslich über den Vorspannring auf die

Dichtung übertragen. Die grossen Tellerfedern dienen der gleichmässigen Krafteinleitung von der Verschraubung auf den Fensterkäfig und der Kompensation der unterschiedlichen Längenausdehnungen der Teile beim Aufheizen und Abkühlen der Zelle.

Es muss beachtet werden, dass Saphir eine trigonale Kristallstruktur aufweist. Die Brechungs- und Transmissionseigenschaften von Lichtstrahlen sind also abhängig von deren Richtung im Bezug auf die Orientierung des Kristallgitters! Die eingesetzten Saphirfenster wurden aus diesem Grund an ihrem Einbauort korrekt ausgerichtet und anschliessend immer in der gleichen Lage in die gleiche Fensteröffnung eingebaut.

### **3.1.3 Messtechnik an der Zelle**

Für die Steuerung und Überwachung der Anlage werden insgesamt 14 Temperaturen und vier Drücke kontrolliert resp. geregelt. Der Autoklav und das Verbindungsrohr sind zusätzlich durch Berstscheiben gegen zu hohe Drücke abgesichert.

Die Gastemperatur in der Zelle wird mit einem schnell ansprechenden Thermoelement erfasst ( $\varnothing$  0.25mm). Die Gastemperatur wurde bei der Festlegung der Einstellparameter der Anlage für die jeweils gewünschten Gastemperaturen und Gasdrücke in der Mitte der Zelle gemessen. Für die Kontrolle der Gastemperatur im Verlauf der Experimente musste das Thermoelement ausserhalb der Reichweite des Einspritzstrahls platziert werden.

Der Gasdruck in der Zelle wird mit einem gekühlten piezoelektrischen Druckaufnehmer gemessen. Die Kopplung an den absoluten Druck erfolgt entweder über den piezoresistiven Messaufnehmer im Verbindungsrohr vor dem Einlassventil oder, noch einfacher, über den Umgebungsdruck solange das Auslassventil geöffnet ist.

## **3.2 Standard-Zyklen der Zelle bei den Messungen**

Die in Abbildung 3.5 dargestellten Gastemperatur- und Druckverläufe in der Zelle beziehen sich auf die in der Tabelle 5.1 festgelegten Standard-Betriebspunkte. Im Diagramm links ist jeweils der Verlauf eines einzelnen typischen Zyklus aufgezeichnet, das Diagramm rechts davon zeigt die Bandbreite der Druck- und Temperaturverläufe über 50 aufeinander folgende Zyklen.

Die Verzögerung zwischen dem Schliessen des Einlassventils und der Einspritzung wurde so gewählt, dass die folgenden Bedingungen resp. Toleranzen eingehalten werden konnten:

- Beruhigungszeit:  $\geq 1$  Sekunde
- Gasdruck: Abweichung maximal  $\pm 3\%$  vom Nenndruck
- Gastemperatur: Abweichung maximal  $\pm 3\%$  von der Nenntemperatur

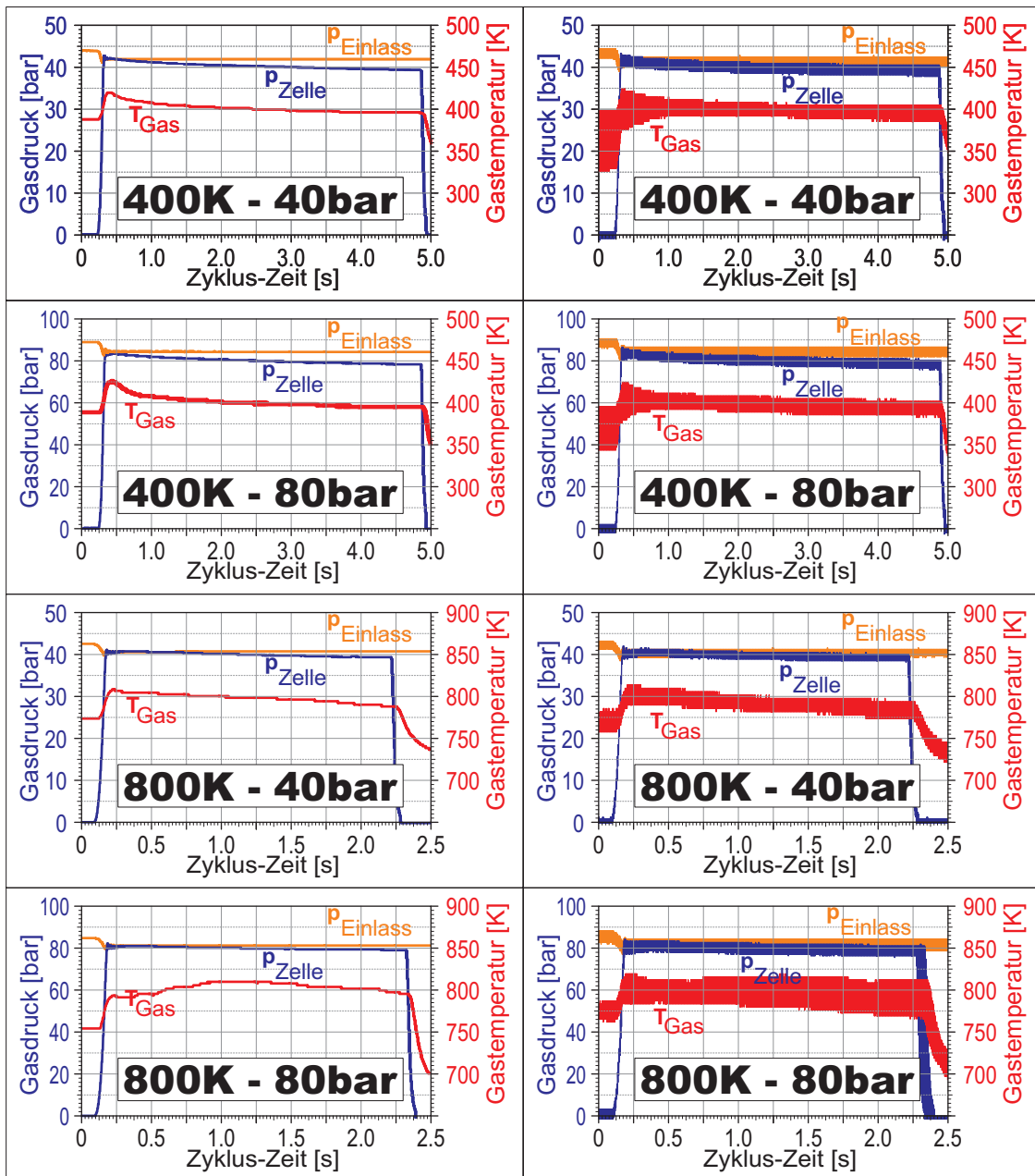


Abb. 3.5: Druck- und Temperaturverläufe in der Zelle bei den Standard-Betriebspunkten. Links die Messwertverläufe eines einzelnen Zyklus, rechts die Bandbreite der Messwerte über 50 aufeinander folgende Zyklen.

Pro Arbeitszyklus der Zelle wurde normalerweise nur einmal eingespritzt. Es stellte sich aber heraus, dass unter verdampfenden Bedingungen und bei Einspritzdrücken  $\Delta p \leq 900\text{bar}$  auch mehrmals pro Arbeitszyklus eingespritzt werden kann, ohne dass sich die Einspritzungen gegenseitig beeinflussen. Dies ist nicht zuletzt eine Folge der im Vergleich zum Volumen der Zelle sehr geringen eingespritzten Brennstoffmengen - das Verbrennungsluftverhältnis liegt (für eine Einspritzung) im Bereich von  $\lambda = 50$  bis  $\lambda = 150$ .

### 3.3 Einspritztechnik

Die Diesel-Einspritztechnik basierte bis vor einigen Jahren ausschliesslich auf Reihen- resp. Verteilereinspritzpumpen mit Federhalter-Düsen. Später folgte die Kombination beider Baugruppen in einem einzigen Teil in Form der Pumpe-Düse Einheiten. In all diesen Systemen wird der Einspritzdruck durchnockengetriebene Kolben erzeugt, was zur Folge hat, dass der Einspritzdruck stark von der Motordrehzahl abhängig ist und zudem im Verlauf der Einspritzung variiert. Da das Öffnen und Schliessen von Federhalter-Düsen nur durch den Einspritzdruck gesteuert wird, führen Druckschwingungen in den Leitungen zu Ungenauigkeiten bei den Einspritzzeiten oder sogar zu ungewollten Nacheinspritzungen. Mit Pumpe-Düse Einheiten können durch die Elimination der langen Druckleitungen und damit auch der Druckschwingungen deutlich höhere Einspritzdrücke als mit Pumpe-Leitung-Düse Systemen erzielt werden.

Moderne Bauarten dieser Einspritzsysteme können durch den Einbau von Magnetventilen im Druckraum der Düsen den Verlauf des Druckaufbaus und damit die Einspritzzeiten innerhalb gewisser Grenzen elektronisch steuern. Durch den Einsatz von Nadelhubsensoren ist auch eine Rückmeldung der effektiven Düsenöffnungszeiten an die Motorelektronik möglich.

Die volle, vollständig von der Motordrehzahl unabhängige Kontrolle sowohl über den Einspritzdruck wie auch über die Einspritzzeiten wird erst mit der *Common-Rail Einspritztechnik* (Akkumulier- oder Speichereinspritztechnik) möglich.

Der gewünschte Einspritzdruck wird mittels einer dauernd fördernden, geregelten Pumpe erzeugt. Zwischen der Pumpe und den Düsen befindet sich das *Rail* (Akkumulator), das durch die Kompressibilität des Brennstoffs und die Dehnung des Behälters die Funktion eines Druckspeichers übernimmt. Die Einspritzdüse wird rein elektrisch angesteuert und kann daher auch mehrfach pro Zyklus für unterschiedlich lange Zeiten geöffnet werden.

An der Entwicklung dieser Technik hat unser Labor an der ETH einen wesentlichen Beitrag geleistet ([30], [83]).

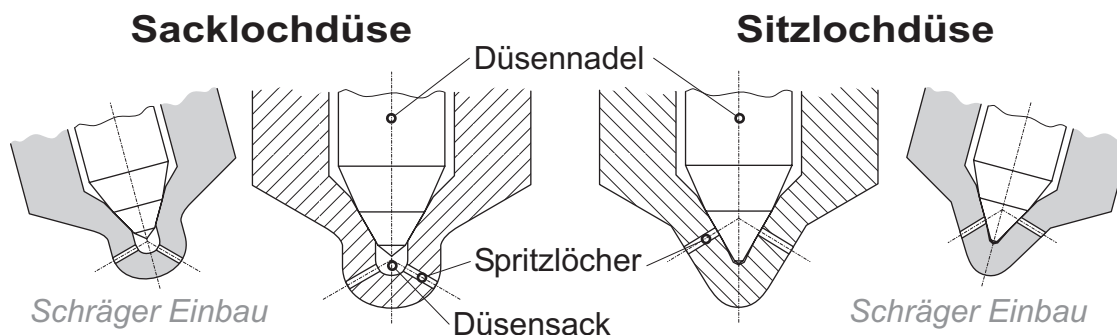


Abb. 3.6: Sacklochdüse (links) und Sitzlochdüse (rechts).

Für direkt eingespritzte Dieselmotoren werden heute sowohl Sackloch- als auch Sitzloch-Einspritzdüsen verwendet. Bei den Sacklochdüsen führen alle Spritzlöcher aus dem Raum unterhalb der Düsennadel, dem Sackloch. Auch wenn die Düse schräg eingebaut werden muss (z.Bsp. bei 2-Ventil Motoren) unterscheiden sich die Einlaufbedingungen zwischen den verschiedenen Spritzlöchern nur wenig. Nachteilig wirkt sich allerdings das relativ grosse Totvolumen im Düsensack aus - der Brennstoff in diesem Raum kann ungehindert verdampfen oder in den Brennraum austropfen, was zu erhöhten HC-Emissionen des Motors führt. Sitzlochdüsen verhindern dies, da die Nadel im geschlossenen Zustand die Spritzlöcher abdeckt - nur das viel kleinere Brennstoffvolumen in den Löchern selber kann ungehindert austreten. Ein Nachteil dieser Düsenbauart ist hingegen der Umstand, dass bei einem schrägen Einbau der Düse die Einlaufbedingungen zwischen den Löchern stark unterschiedlich ausfallen. Dies führt zu einem asymmetrischen Einspritzstrahlbild, das durch kleine Exzentrizitäten der Düsennadel zusätzlich verstärkt werden kann ([3], [94], [90]). Aus diesem Grund wird die Düsennadel in Sitzlochdüsen oft doppelt geführt.

**Pumpe und Rail:** Die Einspritzdruckdifferenz von  $\Delta p = 500\text{bar}$  bis  $1300\text{bar}$  (absoluter maximaler Einspritzdruck =  $1380\text{bar}$ ) wird mit einem pneumatischen Druckwandler erzeugt. Die Verbindung zwischen Pumpe und Einspritzdüse erfolgt durch einen flexiblen Hochdruckschlauch, der gleichzeitig auch die Funktion des Rails (Druckspeichers) übernimmt. Der doppelt wirkende Kolben des Druckwandlers benötigt für den Wechsel der Bewegungsrichtung in den Endlagen jeweils einen kurzen Moment, was sich durch kleine Druckschwankungen bemerkbar macht (maximal  $\pm 2\%$  des Nenndrucks). Im Verlauf der Einspritzung sinkt der Druck im Rail durch den Volumenfluss in die Einspritzdüse um bis zu  $13\%$  des Nennwerts (gemessen unmittelbar beim Einlauf in die Düse). Der Druck

steigt aber bis zum Ende der Einspritzung bereits wieder auf den Nennwert an. Ein Diagramm mit den gemessenen Druckschwankungen befindet sich inklusive einer Abbildung des Druckwandler im Abschnitt "Einspritzraten und Nadelhübe" auf Seite 162 im Anhang.

### Einspritzdüse:

In Common-Rail Einspritzdüsen wird die Nadelbewegung durch den Druck im Steuerraum auf der Rückseite der Düsennadel kontrolliert. Durch eine Drosselbohrung kann Brennstoff aus der Düsenzuleitung in den Steuerraum fließen. Der Abfluss aus dem Steuerraum wird mit einem elektromagnetisch oder piezoelektrisch betätigten Steuerventil kontrolliert: Zum Öffnen der Düse wird das Steuerventil geöffnet, der Druck im Steuerraum sinkt durch den abfließenden Brennstoff, und die Nadel hebt sich durch die Wirkung des Einspritzdrucks an der Nadelspitze aus dem Sitz in der Düsenzpitze. Nach dem Schliessen des Steuerventils baut sich der Druck hinter der Düsennadel durch den zufließenden Brennstoff wieder auf, die Nadel setzt sich und die Einspritzung wird beendet.

Die Öffnungs- resp. Schliessgeschwindigkeit der Düse (d.h. des Brennstoffdurchflusses) wird bestimmt von der Nadelgeschwindigkeit. Diese ist wiederum abhängig vom jeweiligen Einspritzdruck, vom Strömungsquerschnitt der Zulauf- resp. Ablaufbohrung im Steuerraum und von der Schaltgeschwindigkeit des Steuerventils. (Piezoelektrisch betätigte Steuerventile schalten etwa viermal schneller als Ventile auf elektromagnetischer Basis).

Die eingesetzte elektromagnetisch angesteuerte Common-Rail Einspritzdüse wurde von der Firma *CRT Common Rail Technologies* in Neuhausen, Schweiz, entwickelt und hergestellt.

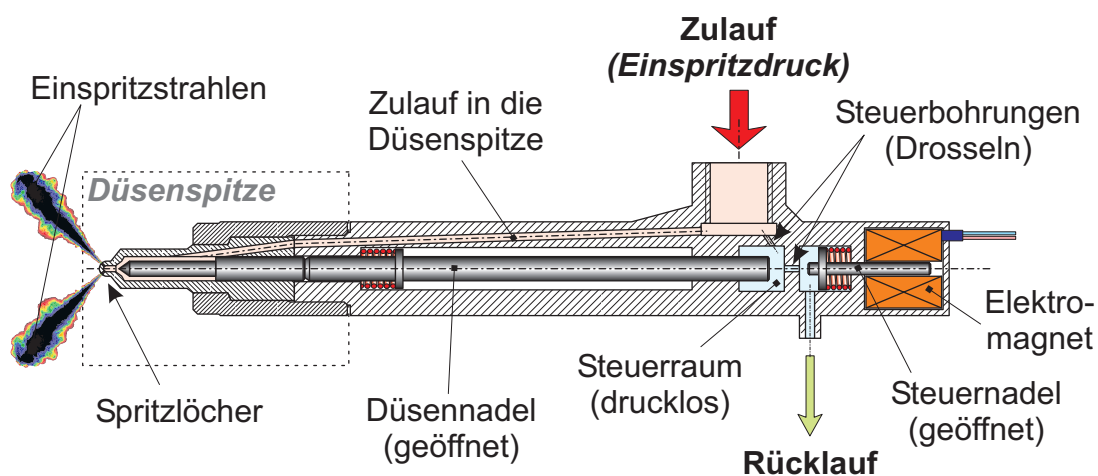


Abb. 3.7: Aufbau einer Common-Rail Einspritzdüse (dargestellt im geöffneten Zustand).

**Düsen spitzen:** Insgesamt kamen acht verschiedene Sackloch-Düsen spitzen mit einem zentralen Spritzloch zum Einsatz (siehe Tabelle 5.3). Die Spritzlöcher wurden mit einem Erodierverfahren hergestellt, die dabei entstandenen scharfkantigen Düsenloch-Eintrittskanten wurden in diesem Zustand belassen (keine hydroerosive Nachbearbeitung). Die Abmessungen des Düsen sacks sind aus der maßstäblichen Abbildung 3.8 ersichtlich. Für die Anpassung der Lochlängen wurden die Düsen spitzen aussen abgeschliffen (vor dem Erodieren des Spritzlochs). Die Düsen spitzen wurden von der Firma *DUAP* in Herzogenbuchsee, Schweiz, hergestellt

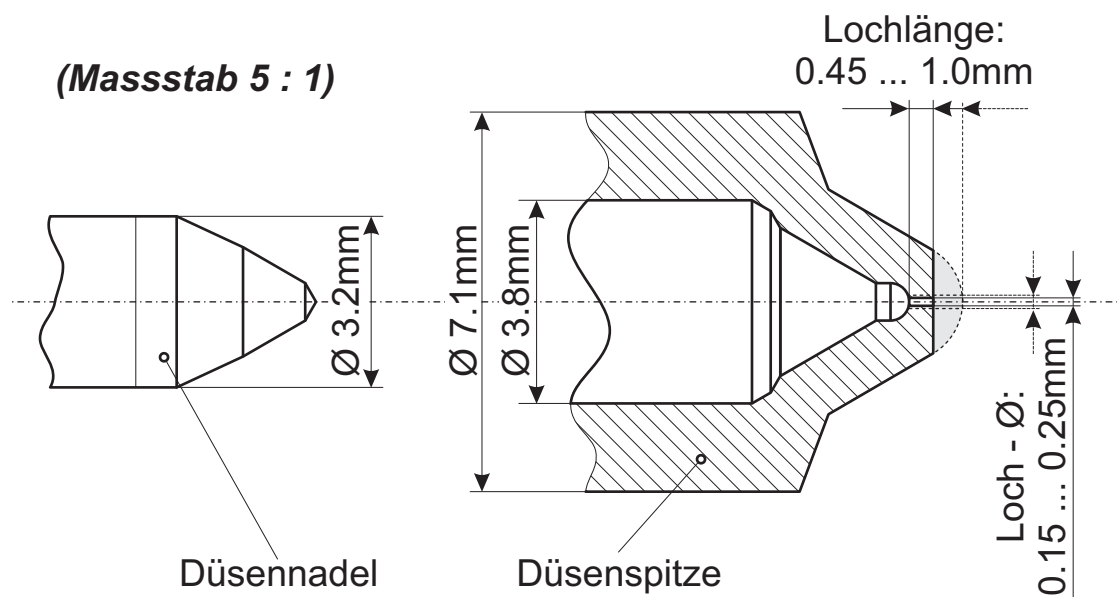


Abb. 3.8: Zeichnung der in dieser Arbeit eingesetzten Düsen spitzen.

**Nadelhöhe, Einspritzmengen und Einspritzraten:** Die entsprechenden Diagramme und Tabellen befinden sich im Anhang (Abschnitt "Einspritzraten und Nadelhöhe" auf Seite 162).





## 4. Messtechnik

Experimentelle Untersuchungen an Diesel-Einspritzstrahlen unter motorischen Bedingungen stellen sehr hohe Anforderungen an die Messtechnik: Die untersuchten Vorgänge dauern nur kurze Zeit (im ms - Bereich), die zu vermessenden Partikel (d.h. Tropfen) sind sehr klein (im  $\mu\text{m}$  - Bereich) und gleichzeitig sehr schnell (bis mehrere  $100\text{m/s}$ ). Die in der Umgebung von Einspritzstrahlen herrschenden hohen Temperaturen und Drücke sowie die oft schlechte Zugänglichkeit für die Messtechnik kommen als erschwerende Faktoren hinzu.

Diese Anforderungen lassen sich am Besten mit berührungslos und trägheitslos arbeitenden optischen Messverfahren erfüllen. Viele unterschiedliche Techniken wurden im Lauf der Zeit entwickelt und für Messungen an Einspritzstrahlen eingesetzt. Deren wichtigsten Vertreter und ihre Einsatzmöglichkeiten sollen kurz aufgeführt werden:

Die globale Ausbreitung der flüssigen Phase (d.h. der Brennstofftröpfchen) im Einspritzstrahl lässt sich ausgezeichnet mit der **Schattenbildtechnik** (*Gegenlichtphotographie*) oder mit der **2-D Lichtschnitt-Technik** untersuchen. Mit der Schattenbildtechnik aufgenommene Bilder zeigen eine Projektion des gesamten Einspritzstrahls auf die Bildebene (Integration über die Tiefe des Strahls). Als Lichtquelle können Blitzlampen, Leuchtfelder oder aufgeweitete Laserstrahlen eingesetzt werden. Das 2-D Lichtschnittverfahren erlaubt die Abbildung der Flüssigkeitsverteilung in einem dünnen Querschnitt durch den Einspritzstrahl, sofern der Strahl nicht zu dicht ist. Als Lichtquelle kommt in der Regel ein mittels Zylinderlinsen erzeugtes Lasersheet zum Einsatz.

Auch die **Schlierentechnik** und die eng damit verwandte **Shadowgraphy-Technik** bilden die über die gesamte Tiefe des Einspritzstrahls integrierte Information auf der Bildebene ab. Im Gegensatz zur Gegenlichtphotographie wird aber nicht nur die flüssige Phase abgebildet, sondern es werden auch feine Brechungsindexgradienten innerhalb der Gasphase sichtbar [89]. Die Brechungsindexgradienten können einerseits durch die lokalen Temperatur- und damit Dichtgradienten, aber andererseits auch durch die lokal unterschiedlichen Konzentrationen des verdampften Brennstoffs hervorgerufen werden. Da die Effekte nicht getrennt werden können, dürfen z.Bsp. für die Messung der lokalen Brennstoffdampfkonzentrationen keine grossen Temperaturunterschiede in der Umgebung des Einspritzstrahls vorhanden sein.

Die bis jetzt genannten Verfahren liefern alle zeitaufgelöste Aussagen über die jeweilige Ausdehnung des Einspritzstrahls, je nach der Technik nur selektiv in einem bestimmten Querschnitt oder umfassend in Form einer zweidimensionalen Projektion des gesamten Strahls. Durch Doppelbelichtungen in kurzen Zeitabstän-

den und anschliessender Auswertung der lokalen Bildverschiebungen kann auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der flüssigen resp. der dampfförmigen Phase bestimmt werden.

Mit den folgenden Verfahren sind dagegen auch quantitative Aussagen über die effektiven Tröpfchengrößen und / oder Tröpfchengeschwindigkeiten möglich:

Für Punktmessungen der Tropfengeschwindigkeiten im Einspritzstrahl mit grosser örtlicher und zeitlicher Auflösung eignet sich die **Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)** Messtechnik ausgezeichnet. Die dabei als Messsignal ausgewertete Dopplerfrequenz des von den Tropfen im Messvolumen gestreuten Lichts kann ohne Kalibration direkt (aufgrund geometrischer Größen) in die Tropfengeschwindigkeit umgerechnet werden. Die eng mit der *LDA-Technik* verwandte **Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)** Messtechnik kann durch die Auswertung von Phasenverschiebungen des Dopplersignals neben der Tropfengeschwindigkeit auch gleichzeitig noch den Tropfendurchmesser bestimmen ([7], [49], [55], [80]).

Die **Laser-2-Fokus (L2F)** Messtechnik bestimmt die Partikelgeschwindigkeiten durch die Messung der Zeitverzögerung beim Flug des Tröpfchens durch zwei nahe beieinander liegende ( $\sim 100\mu\text{m}$ ), durch fokussierte Laserstrahlen gebildete kleine Messvolumen ( $\emptyset \sim 5\mu\text{m}$ ). Das Verfahren arbeitet nur korrekt, wenn die Flugrichtung der Tröpfchen genau in der Ebene der Messvolumen liegt, daher kann es in stark turbulenten Strömungen nicht eingesetzt werden [16].

Die oben genannten Geschwindigkeitsmessverfahren arbeiten nur punktuell, für die Charakterisierung eines ganzen Strömungsfeldes müssen daher Messungen an vielen einzelnen Punkten vorgenommen werden. Im Gegensatz dazu erhält man aus Messungen mit dem **Particle-Image-Velocimetry (PIV)** Verfahren in einem Schritt das gesamte zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld in einem Schnitt durch die Strömung. Dazu werden in kurzer Folge zwei Aufnahmen der mithilfe von Tracerpartikeln sichtbar gemachten Strömung erstellt (oder zwei Belichtungen auf einer Aufnahme). Die lokalen, in der Ebene des Lichtschnitts liegenden Geschwindigkeitskomponenten können durch die Verschiebungen der Tracerpartikel-Abbildungen und der Zeit zwischen den beiden Aufnahmen bestimmt werden. Direkte *PIV*-Messungen der Tröpfchengeschwindigkeiten im Einspritzstrahl sind durch die lokal stark unterschiedlichen Tropfendichten, die grossen Tropfendurchmesservariationen und die hohen Geschwindigkeitsgradienten nur in speziellen Fällen möglich. Diese Technik wird aber oft für die Charakterisierung des Strömungsfelds um den Einspritzstrahl herum eingesetzt ([1], [6], [17], [77], [102]).

Für die Messung der mittleren Tröpfchengrößen alleine - d.h. ohne deren Geschwindigkeiten mitmessen zu können - werden auch die folgenden Messverfahren eingesetzt:

Messgeräte nach dem Prinzip der **Beugungsspektrometrie** (*BSM, Malvern*) bestimmen die mittleren Tröpfchengrößen entlang einer Linie (d.h. entlang dem Laserstrahl) durch den Einspritzstrahl. Die Messung basiert auf der Auswertung des durch die Tröpfchen im Laserstrahl verursachten Beugungsmusters (Fraunhoferbeugung, [6], [51], [87]).

Die zweidimensionale Verteilung des Sauterdurchmessers in einem Schnitt durch den Einspritzstrahl kann mit dem **Laser-Sheet-Dropsizing** (*LSD*) Verfahren ermittelt werden. Dazu werden die lokalen Intensitäten des Mie-Streulichts und der Fluoreszenz in dem durch das Lasersheet gebildeten Schnitt verglichen: Die Intensität des Streulichts ist proportional zur Oberfläche der Tropfen ( $D_{20}$ ), die Intensität der Fluoreszenz ist proportional zum Volumen der Tropfen ( $D_{30}$ ). Aus dem Verhältnis kann direkt der lokale Sauterdurchmesser ( $D_{32}$ ) in jeder untersuchten Zone im Schnitt durch den Einspritzstrahl bestimmt werden [44].

Die ganz anders arbeitenden, auf der inelastischen Streuung von Licht an Molekülen und Atomen basierenden **spektroskopischen Verfahren** ermöglichen auch Aussagen über die Temperatur- und Brennstoffverteilungen oder die Gaszusammensetzung im Einspritzstrahl resp. im gesamten Brennraum ([19], [23], [36], [49]).

In dieser Arbeit wurden die folgenden zwei sich ausgezeichnet ergänzenden Messverfahren eingesetzt:

1. Mit der **Schattenbildtechnik** (Gegenlichtphotographie) kann zeitaufgelöst die radiale und axiale Strahlpenetration und der Kegelwinkel der flüssigen Phase im Einspritzstrahl bestimmt werden. Die Bilder zeigen deutlich die grossen zyklischen Variationen der Strahlen und ermöglichen zudem auch eine qualitative Abschätzung der Flüssigkeitsdichteverteilung im Einspritzstrahl.
2. Die lokalen Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten im Einspritzstrahl wurden mit der **Phasen-Doppler-Anemometrie Messtechnik** an verschiedenen, aufgrund der Schattenbilder festgelegten Messpunkten im Einspritzstrahl gemessen.

Diese beiden Messverfahren werden im folgenden Kapitel genauer beschrieben.

## 4.1 Die Schattenbildtechnik

Die in dieser Arbeit angewandte Schattenbildtechnik beruht auf der Mie-Streuung von nicht-kohärentem Licht einer Hintergrundbeleuchtung an den Tropfen und anderen Flüssigkeitsstrukturen im Einspritzstrahl. Als Hintergrundbeleuchtung kommt ein Xenon-Blitz mit kurzer Leuchtdauer zum Einsatz, das zugehörige Leuchtfeld ist über ein Glasfaserbündel an den Blitz gekoppelt. Durch die Anwendung einer nicht kohärenten Lichtquelle können störende Interferenz-Effekte in den Aufnahmen vermieden werden. Die Bilder werden direkt digital mit einer *PCO-SensiCam* CCD Kamera erfasst. Der gekühlte 1280 x 1024 Pixel CCD-Sensor weist eine Graustufenauflösung von 12 bit (4096 Stufen) auf, die Belichtungszeit kann im Bereich von  $0.1\mu\text{s}$  bis 10ms variiert werden. Als Objektiv wurde ein Micro-Nikkor mit einer festen Brennweite von 105mm eingesetzt.

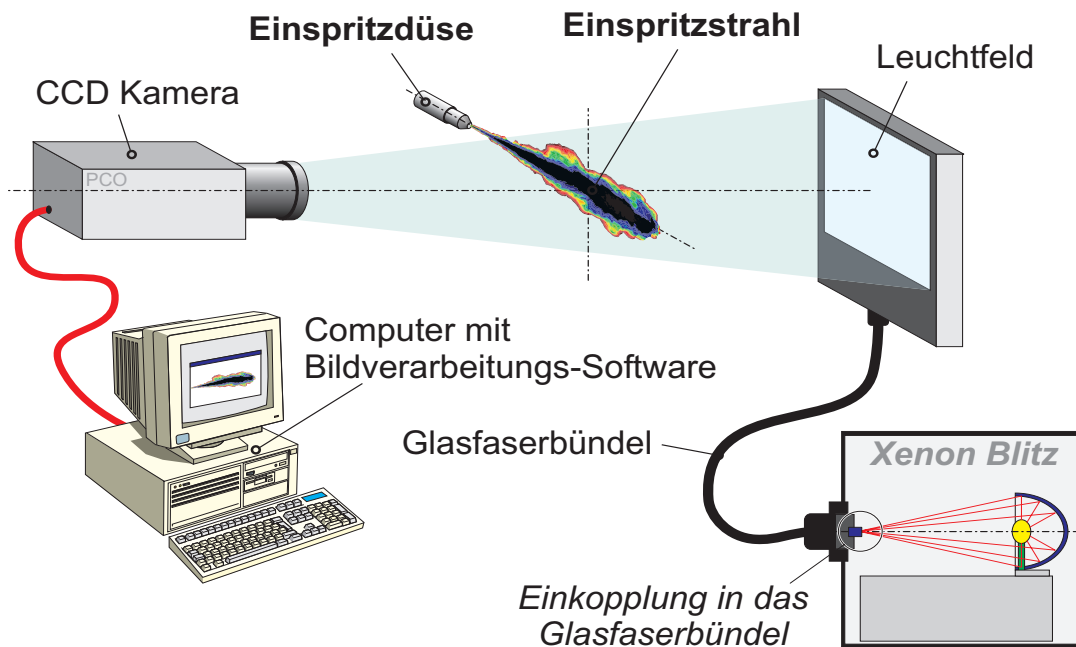


Abb. 4.1: Prinzip der Schattenbildtechnik.

**Örtliche und zeitliche Auflösung:** Zur Erhöhung der Lichtempfindlichkeit der Kamera wurden jeweils  $2 \times 2$  Pixel auf dem CCD Sensor zu einem virtuellen Pixel zusammengefasst<sup>1</sup>. Mit der verbleibenden Bildgröße von  $640 \times 512$  Pixel kann im Einspritzstrahl eine örtliche Auflösung von ca.  $60\mu\text{m}$  pro Pixel erreicht werden.

Die elektronische Belichtungszeit des CCD Chips wurde auf  $0.5\mu\text{s}$  festgelegt und mit dem Intensitätsmaximum der ca.  $8\mu\text{s}$  langen Entladung des Xenon-Blitzes

1. Der Einsatz einer CCD Kamera mit Bildverstärker wurde ebenfalls geprüft: Es stellte sich aber heraus, dass der Gewinn an Lichtempfindlichkeit den Verlust an Auflösung und insbesondere die starke Zunahme des Rauschens nicht aufzuwiegen vermögen.

synchronisiert (Abbildung 4.2). Blitze mit wesentlich längerer Leuchtdauer oder eine konstante Beleuchtung können für diese Aufnahmetechnik nicht eingesetzt werden, da sonst unerwünschte “Phantombilder” die eigentliche Aufnahme überlagern. Die Geisterbilder entstehen, wenn während der Auslesezeit des CCD Sensors (maximal 32ms) elektrische Ladung aus den durch die intensive Belichtung gesättigten CCD Zellen in ihre entsprechenden Ausleseregister auf dem Sensor sickern.

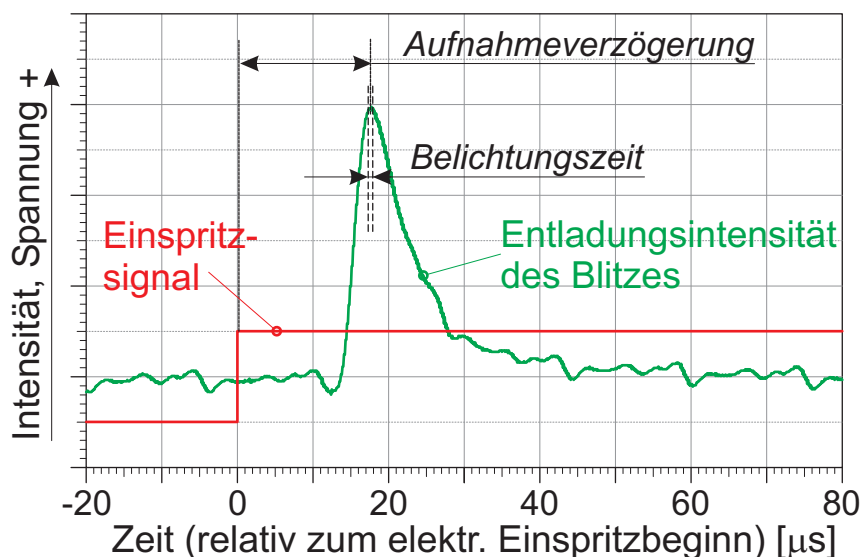


Abb. 4.2: Timing der Schattenbilder, Intensitätsverlauf der Blitz-Entladung.

Aus dem Abbildungsmaßstab und der Belichtungszeit kann die aus der Bewegung des Einspritzstrahls entstehende Unschärfe in den Aufnahmen abgeschätzt werden: Bei einer Geschwindigkeit von  $120\text{m/s}$  verschiebt sich die Abbildung auf dem CCD Sensor genau um ein (virtuelles) Pixel. Diese Geschwindigkeiten werden in seitlichen Randzonen der untersuchten Einspritzstrahlen nie erreicht, d.h. die Abbildung des Strahlrands ist frei von Bewegungsunschärfen. An der Strahlspitze werden hingegen diese Geschwindigkeiten oft überschritten, die vordersten Konturen können daher in der Regel nicht scharf abgebildet werden.

### Tropfenkonzentration und Bildhelligkeit:

Abbildung 4.3 zeigt, wie die einzelnen Pixel in Abbildungen des Einspritzstrahls ihren entsprechenden Grauwert erhalten: Ohne anwesende Tropfen fällt die volle Intensität des durch die Blendenöffnung des Objektivs und die Abstände zwischen Objektiv und Einspritzstrahl resp. Einspritzstrahl und Leuchtfeld gebildeten “Leuchtkegels” auf die Pixel im CCD Sensor. Durch die Anwesenheit von Tropfen im abgebildeten Bereich wird ein Teil des Hintergrundlichts durch Reflexion

und Brechung aus dem Leuchtkegel gestreut, das entsprechende Pixel des CCD Sensors wird abgedunkelt.

Eine grobe Abschätzung mit idealisierten Annahmen (die Tropfen streuen 100% des auf sie einfallenden Lichtes) ergibt folgende Anhaltspunkte für die erforderliche Anzahl Tropfen im Blickfeld eines Pixels:

- Sind 10 Tropfen mit einem Durchmesser von  $5\mu\text{m}$  im Beobachtungsbereich eines Pixels vorhanden ( $60\mu\text{m} \times 60\mu\text{m} \times$  lokale Tiefe des Strahls), so resultiert dies in einer Abdunklung des Hintergrunds um 5%.
- Bei kleineren Tropfen ( $\varnothing 3\mu\text{m}$ ) braucht es mindestens 25 Stück im beobachteten Bereich um die gleiche Abdunklung zu erreichen.

Der Flächenbezogene mittlere Durchmesser ( $D_{20}$ ) liegt in den vorliegenden Messungen praktisch immer über  $3\mu\text{m}$  ( $D_{20}$  bestimmt durch die PDA Messungen).

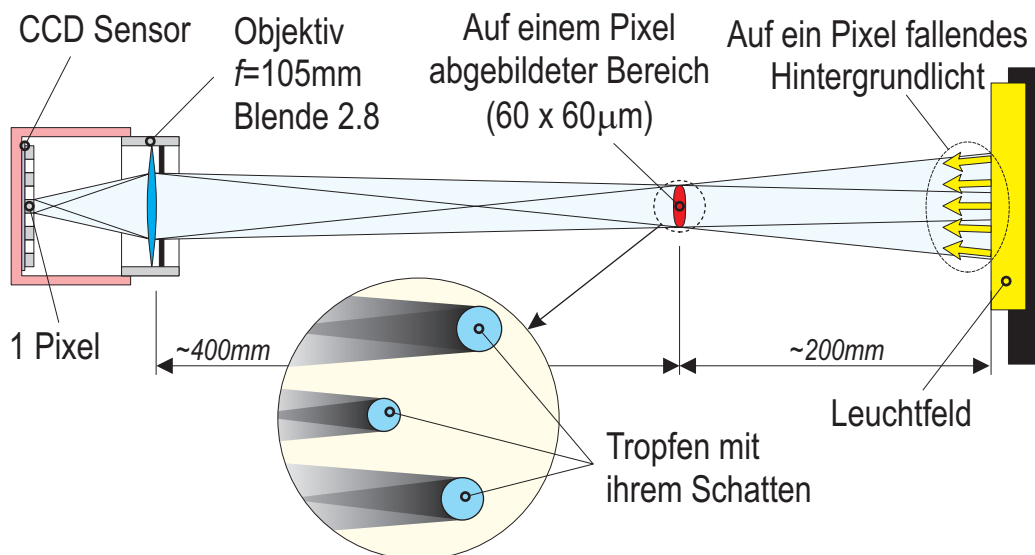


Abb. 4.3: Abdunklung der Hintergrundbeleuchtung durch die Tropfen im Einspritzstrahl.

### Bildverarbeitung:

Neben dem Schatten des Einspritzstrahls gibt es auch unerwünschte Einflüsse auf den Grauwert der einzelnen Bildpunkte in den Aufnahmen:

- Die Entladung der Blitzlampe (d.h. der Intensitätsverlauf) erfolgt nicht immer genau gleich, was zu Schwankungen in der gesamten Bildhelligkeit führt.
- Im Verlauf der Messungen werden die Fenster durch Ablagerungen aus dem eingespritzten Brennstoff zunehmend verschmutzt. Die Aufnahmen werden dadurch (bis zur nächsten Reinigung der Fenster) immer dunkler.

- Das Leuchtfeld wird ungleichmässig durch den Blitz ausgeleuchtet: Dies führt zu lokalen, nicht durch den Einspritzstrahl verursachten Helligkeitsunterschieden in den Abbildungen.

Um alle aus den einzelnen Einspritzstrahlbildern gewonnenen Daten direkt miteinander vergleichen zu können müssen die Bilder vor der Auswertung im Hinblick auf diese Fehlereinflüsse korrigiert werden. Die wichtigsten dazu notwendigen Schritte sind die folgenden:

**1) Korrektur der ungleichmässigen Helligkeitsverteilung im Leuchtfeld:** Je nach der Lage des Glasfaserbündels im Fokus der Xenon-Blitzlampe mit ihrem Reflektor wird das Leuchtfeld anders ausgeleuchtet (Abbildung 4.1). Diese lokalen Unterschiede betragen bis zu 10% der mittleren Intensität, bleiben aber im Verlauf der Messungen konstant. Daher kann dieser Fehler mithilfe von Aufnahmen mit dem gleichen Bildausschnitt, aber ohne Einspritzstrahl (d.h. dem Hintergrundbild) korrigiert werden: Die lokalen Intensitäten  $I_0(x,y)$  der Einspritzstrahlaufnahmen werden mit einem Korrekturfaktor multipliziert. Der Korrekturfaktor bildet sich aus der maximal auftretenden Intensität im gesamten Hintergrundbild und der an der gewünschten Stelle  $(x,y)$  vorliegenden lokalen Bildintensität im Hintergrundbild:

$$\text{Intensität } I(x,y) \text{ im Bild: } I(x,y) = I_0(x,y) \cdot \left( \frac{I_{Max}}{I(x,y)} \right)_{\text{Hintergrundbild}} \quad (4.1)$$

$$(4.2)$$

**2) Korrektur der absoluten Bildhelligkeit:** Die sich zwischen den einzelnen Aufnahmen und zusätzlich im Verlauf der ganzen Messreihe ändernde Gesamthelligkeit der Bilder kann über eine Normalisierung der Intensitäts-Histogramme korrigiert werden. Dies ist möglich, da der Einspritzstrahl in den Aufnahmen nie den gesamten Hintergrund (d.h. das gesamte Leuchtfeld) abdeckt. Die relative Helligkeit des gesamten Bildes entspricht der relativen Helligkeit des sichtbaren Hintergrundanteils. Der Hintergrund ist im Intensitäts-Histogramm der Aufnahme deutlich als "Peak" erkennbar. Um die Grauwerte der einzelnen Aufnahmen direkt miteinander vergleichen zu können, müssen daher nur die Grauwerte in den Bildern derart skaliert werden, dass dieser Hintergrund-Peak im Intensitäts-Histogramm immer auf den gleichen Wert zu liegen kommt.

Abbildung 4.4 zeigt die Intensitäts-Histogramme einer "rohen" und einer entsprechend korrigierten Aufnahme:

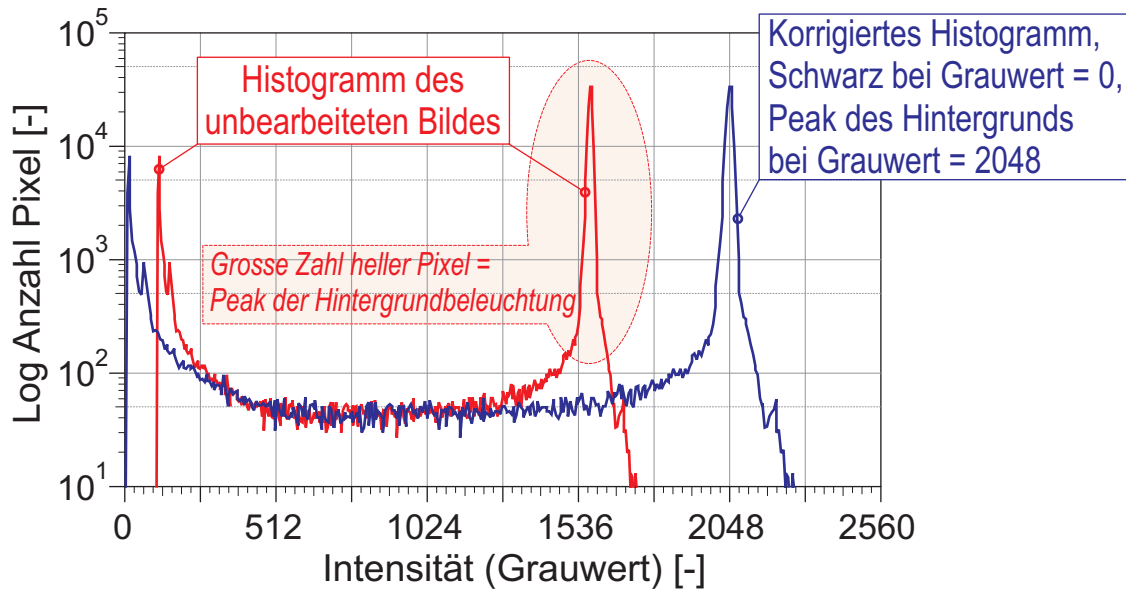


Abb. 4.4: Korrektur der Bildhelligkeit

Nach diesen Korrekturen entsprechen die lokalen Grauwerte in den Aufnahmen direkt der jeweiligen lokal vorhandenen, über die Tiefe integrierten Tropfendichte im Einspritzstrahl. Die Grauwerte aller Bilder sind zudem direkt miteinander vergleichbar.

### Festlegung der Einspritzstrahlkonturen

Einspritzstrahlen haben keine eindeutigen Begrenzungen wie feste Körper, sondern sind aus einer lokal stark unterschiedlichen Mischung von Brennstofftropfen und Umgebungsluft resp. Brennstoffdampf aufgebaut. Die Übergänge vom inneren, dichten Teil des Strahls nach aussen in die reine Umgebungsluft sind fließend, die Tropfen- resp. Brennstoffkonzentrationen sinken asymptotisch gegen Null. Daraus folgt, dass die Lage der Strahlkontur direkt von der noch sicher detektierbaren minimalen Tropfendichte (d.h. dem noch sicher vom Hintergrund abgrenzbaren Pixel-Grauwert) abhängig ist. Je weniger Rauschen und andere Unregelmässigkeiten in den Aufnahmen vorhanden sind, desto kleiner ist der sicher detektierbare Intensitätsunterschied.

Die äusserste Strahlkontur wurde bei der Auswertung der Schattenbilder in dieser Arbeit folgendermassen festgelegt:

**Einspritzstrahl = Strahlkontur bei 95% der Hintergrundintensität(4.3)**

Der 5% Intensitätsunterschied zum Hintergrund reicht aus, um die Strahlkontur in jedem Fall sicher vom Hintergrund unterscheiden zu können. Zusätzlich zur äus-



ersten Strahlkontur wurde für qualitative Aussagen über den dichten Strahlkern auch die Kontur bei 10% der Hintergrundintensität ausgewertet.

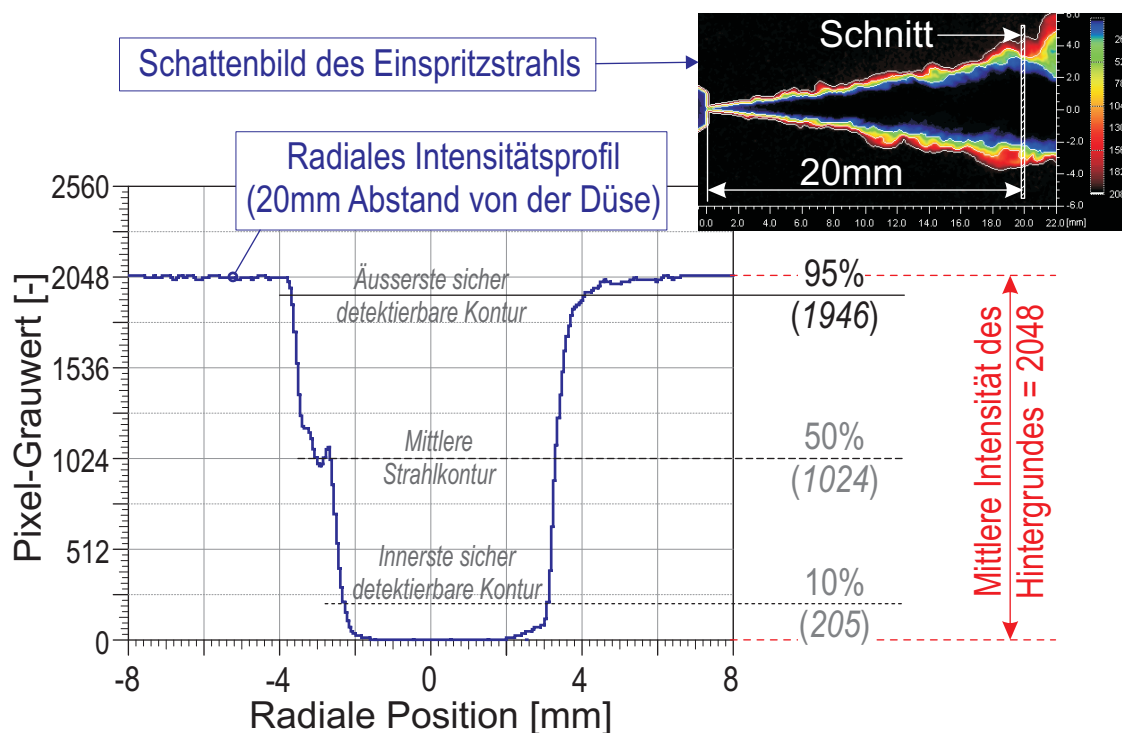


Abb. 4.5: Festlegung der Strahlkonturen in den Schattenbildern.

Der innerste, dichteste Teil des Einspritzstrahls (innerhalb der 10% Kontur) ist für das Licht der Hintergrundbeleuchtung praktisch undurchlässig, daher können keine Strukturen des innersten Strahlkerns in den Schattenbildern erkannt werden.

### Software

Die Bilder wurden mit der zur Kamera zugehörigen Software “SensiControl” der Firma PCO aufgenommen und abgespeichert. Die weitere Verarbeitung der Aufnahmen erfolgte vollständig mit der selbst entwickelten Software “PCO-Pictures” (siehe Abschnitt “Eingesetzte Software” auf Seite 169).

### Fehler und Grenzen der Schattenbild Messtechnik

Die folgenden Punkte müssen bei der Interpretation der Messergebnisse berücksichtigt werden:

- Die für die Messwerte wie Strahlkegelwinkel und Strahlpenetration massgebenden Strahlkonturen sind abhängig von dem als Strahlgrenze festgelegten Grauwert. Abbildung 4.6 zeigt, wie die gemessene Einspritzstrahlbreite vom

gewählten Intensitäts-Grenzwert abhängig ist:

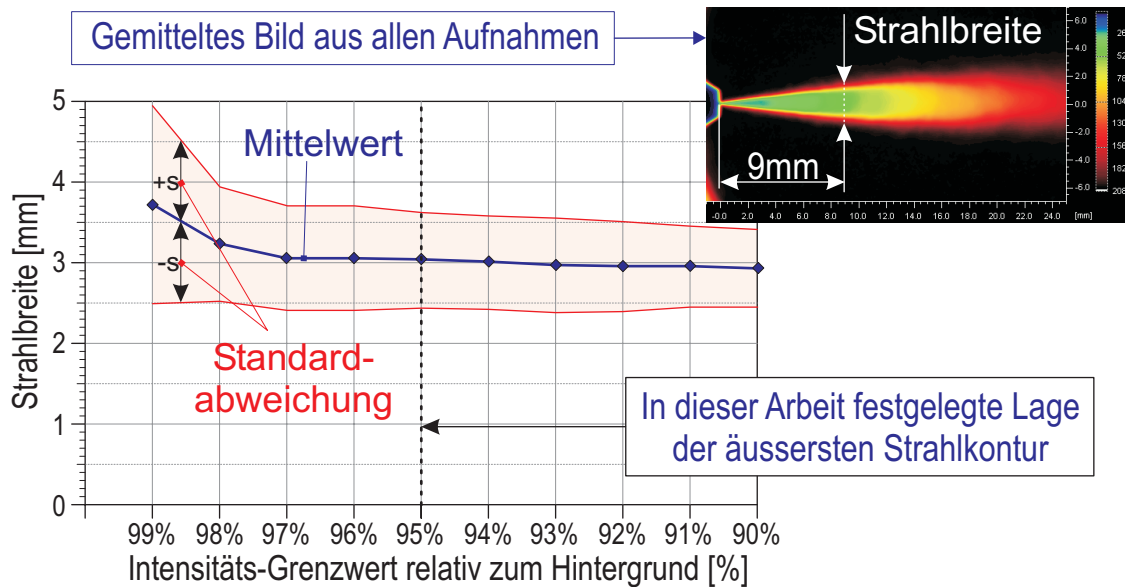


Abb. 4.6: Ermittelte Strahlbreite in Abhängigkeit des Intensitäts-Grenzwertes.

Für die Abbildung 4.6 wurde die Strahlbreite bei  $60 \cdot d_0 = 9\text{mm}$  Abstand von der Düse aus allen 204 Schattenbildern, die bei einer festen Parameterkombination ( $p_{\text{Gas}}$ ,  $T_{\text{Gas}}$ , ...) aufgenommen wurden, ermittelt. Die starke Zunahme der Breite bei Grenzwerten von über 97% ist darauf zurückzuführen, dass sich die Strahlkontur ab diesem Grenzwert nicht mehr genügend deutlich aus dem Bildrauschen des Hintergrundes abhebt.

- Die Bewegungsunschärfe schneller Einspritzstrahlzonen kann zu einer “Verschmierung” der Strahlkonturen führen (insbesondere an der Strahlspitze).
- Aus Zeit- und Speicherplatzgründen konnten pro Zeitschritt nur 12 oder 18 Schattenbild-Aufnahmen erstellt werden. Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 zeigen die aus der relativ geringen Anzahl an Einzelmessungen pro Zeitschritt resultierenden Unsicherheiten:

Strahlbreite bei $60 \cdot d_0$ Abstand	Aufnahmen 1 - 12	Aufnahmen 13 - 24	Aufnahmen 25 - 36	Aufnahmen 37 - 48	Aufnahmen 49 - 60	Aufnahmen 61 - 72
Mittelwert Breite [mm]	3.25	3.10	3.05	3.23	3.17	3.23
Abweichung [%]	2.4%	-2.4%	-3.8%	1.9%	0.0%	1.8%

Tab. 4.1: Messung der Einspritzstrahlbreite aus den Schattenbildern. Mittelwert der Breite aus allen 72 Aufnahmen = 3.17mm.

Die Abweichung vom Mittelwert aller 72 Aufnahmen beträgt für die Strahl-

breite bis zu 3.8%, bei der Strahlpenetration hingegen ist die maximale Abweichung mit 1.9% nur halb so gross.

<i>Strahlpenetration 200<math>\mu</math>s nach Einspritzbeginn</i>	Aufnahmen 1 - 12	Aufnahmen 13 - 24	Aufnahmen 25 - 36	Aufnahmen 37 - 48	Aufnahmen 49 - 60	Aufnahmen 61 - 72
Mittelwert Penetr. [mm]	18.19	18.24	18.24	18.40	18.69	18.32
Abweichung [ % ]	-0.8%	-0.6%	-0.6%	0.3%	1.9%	-0.1%

*Tab. 4.2: Messung der axialen Strahlpenetration aus den Schattenbildern.  
Mittelwert der Eindringtiefe aus allen 72 Aufnahmen = 18.35mm.*

- Die Aufnahmen weisen im Einspritzstrahl eine Auflösung von 60 $\mu$ m pro Pixel auf. Dies hat bei kleinen Messwerten einen grossen Einfluss auf die Messgenauigkeit: Bei einer Strahlbreite von 3mm wie z.Bsp. in den Messdaten in der Tabelle 4.1 entspricht eine Unsicherheit von einem Pixel bereits einer Messwertänderung von 2%!

## 4.2 Die Phasen Doppler Anemometrie

Die Phasen Doppler Anemometrie Messtechnik (kurz *PDA*) ermöglicht die berührungslose, gleichzeitige Messung von Tropfengrößen und -Geschwindigkeiten an einem Punkt im Einspritzstrahl. Die PDA Messtechnik ist eine Weiterentwicklung der schon länger bekannten und in der Strömungsmesstechnik sehr oft eingesetzten Laser Doppler Anemometrie Messtechnik (*LDA*). Sowohl bei PDA wie auch bei LDA beruht das Prinzip der Messung auf der Auswertung des von Partikeln aus dem Bereich zweier sich kreuzender, kohärenter Laserstrahlen (dem Messvolumen) gestreuten Lichtes. Neben der Partikelgeschwindigkeit kann die PDA Messtechnik aber zusätzlich auch noch gleichzeitig den Durchmesser der Partikel bestimmen, sofern diese sphärisch sind.

Eingeführt wurde die PDA Messtechnik durch die Arbeiten von Durst und Zaré im Jahr 1975 [22]. (Zur weiteren Entwicklung der Messtechnik: [38], [68], [69], [97])

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde teilweise ein kommerzielles PDA System der Firma DANTEC eingesetzt (DANTEC 57X10 2-D Empfangsoptik, DANTEC 58N10-Enhanced Signal Prozessor). Der "Sendeteil" der PDA Anlage, d.h. die gesamte Optik für die Übertragung des Laserstrahls vom Laser bis zum Messpunkt, wurde aus einzelnen Komponenten verschiedener Hersteller aufgebaut. Der Sendeteil beruht auf der Auslegung eines High-Power PDA Systems durch Graham Wigley [103].

In den folgenden Abschnitten werden die Grundlagen der PDA Messtechnik kurz erläutert:

### **Streuung von Licht an sphärischen Partikeln:**

Der Grundtypus der Lichtstreuung (d.h. die Streulichtintensität in Abhängigkeit des Streuwinkels) unterscheidet sich je nach dem Verhältnis des Partikeldurchmessers  $d$  und der Wellenlänge des Lichtes  $\lambda$ :

- Mit *Rayleigh-Streuung* wird die Lichtstreuung an sehr kleinen Partikeln bezeichnet ( $d \ll \lambda$ ). Die Intensität des gestreuten Lichtes ist in diesem Bereich proportional zum Durchmesser in der sechsten Potenz ( $d^6$ ).
- Die *Lorentz-Mie Theorie* beschreibt die Lichtstreuung an sphärischen Partikeln, die mindestens so gross wie die Wellenlänge des Lichts sind ( $d \geq \lambda$ ). Hier ist die Intensität des Streulichtes nur noch proportional zum Quadrat des Durchmessers ( $d^2$ ).
- Für sehr grosse Partikel ( $d \gg \lambda$ ) können anstelle der Lorentz-Mie Theorie auch die Gesetze der geometrischen Optik angewandt werden (Reflexion und Brechung, Abbildung 4.7).

Die Polarisation des einfallenden Lichtes hat unabhängig von der Partikelgrösse ebenfalls einen grossen Einfluss auf das Streulichtverhalten der Partikel.

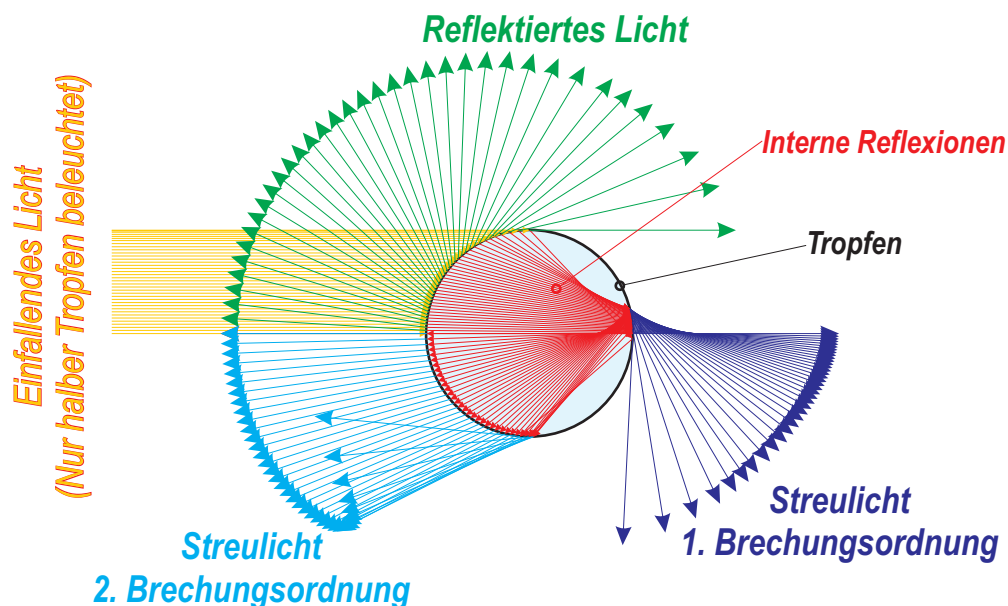


Abb. 4.7: Lichtstreuung am Tropfen: Streuordnungen der geometrischen Optik.

Die PDA Messtechnik arbeitet im Bereich der Lorentz-Mie Streuung (d.h. Partikelgrösse  $\geq$  Wellenlänge des Lichtes). Für die Berechnung des Partikeldurchmessers aus der Phasenverschiebung der Signale (siehe Seite 70) verwenden die PDA-Prozessoren aber immer die Gesetze der geometrischen Optik, da der Rechenaufwand für die Anwendung der Lorentz-Mie Theorie viel zu gross ist. Dies hat aber zur Folge, dass bei Messungen von sehr kleinen Partikeln unter Umständen sehr grosse Fehler entstehen können (siehe Abschnitt "Fehler und Grenzen der PDA Messtechnik" auf Seite 76).

Abbildung 4.8 zeigt die Streulichtintensität in Abhängigkeit des Streuwinkels für ein  $5\mu\text{m}$  grosses Dieseltröpfchen in Luft (die obere Hälfte für parallel polarisiertes, die untere für senkrecht polarisiertes Licht). Die Streulichtintensität (d.h. der Radius) ist logarithmisch aufgetragen. In allen Berechnungen wurde nur der Realteil des Brechungsindex verwendet, da der Einfluss der Absorption bei der Verwendung von reinem Diesel sehr gering ist [9]. Es muss aber sichergestellt werden, dass der Brennstoff keine bei den Wellenlängen des eingesetzten Lasers fluoreszierende oder stark absorbierende Additive enthält!

Bei parallel polarisiertem Licht wird unter einem bestimmten Streuwinkel, dem so genannten Brewster-Winkel, kein Licht reflektiert. Der Brewster-Winkel liegt für Dieseltröpfchen bei Raumtemperatur im Bereich von  $70^\circ$ .

Der Winkel beim Intensitätsmaximum des Streulichts der 2. Brechungsordnung ist bekannt als Regebogenwinkel. Für Dieseltropfen liegt er im Bereich von  $150^\circ$ . Die Mie-Streuung umfasst den Einfluss aller geometrischen Streuordnungen und auch der Beugungseffekte. Die "Keulen" im Verlauf der Streulichtintensität werden durch Interferenzeffekte zwischen den verschiedenen Streuordnungen verursacht. Klar ersichtlich ist die (für transparente Partikel) deutliche Dominanz des Streulichts der 1. Brechungsordnung.

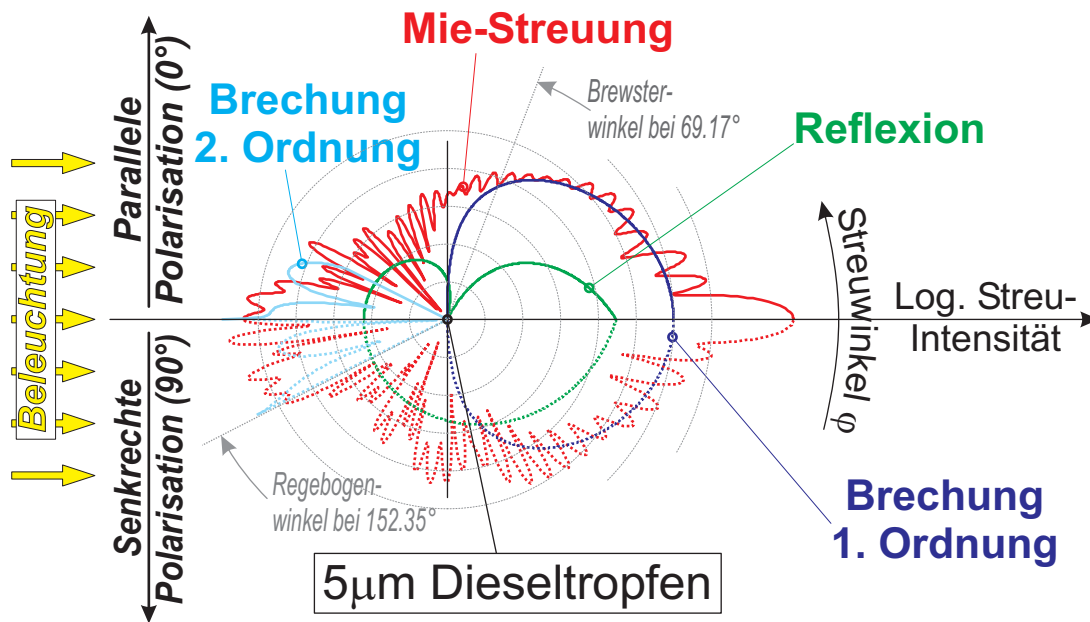


Abb. 4.8: Polardiagramm der Lichtstreuung an einem  $5\mu\text{m}$  grossen Dieseltropfen ( $n = 1.45$ ). Die Streulichtintensität (d.h. der Radius) ist logarithmisch eingetragen! Berechnung nach [54].

### Prinzip der PDA Messungen

Abbildung 4.9 zeigt die Anordnung der Laserstrahlen und der PDA Empfangsoptik mit den für die Eigenschaften des PDA Systems massgeblichen Winkeln:

Die beiden Teilstrahlen des Lasers werden durch die Frontlinse der Sendeoptik in den Messpunkt fokussiert. Infolge der Kohärenz der beiden Teilstrahlen bilden sich im ellipsoidenförmigen Schnittbereich der beiden Strahlen, dem *Messvolumen*, Interferenzebenen (Fringes). Das Streulicht der durch das Messvolumen fliegenden Tröpfchen des Einspritzstrahls wird von der PDA Empfangsoptik gesammelt und durch Photomultiplier (Dynodenketten) in elektrische Signale umgewandelt.

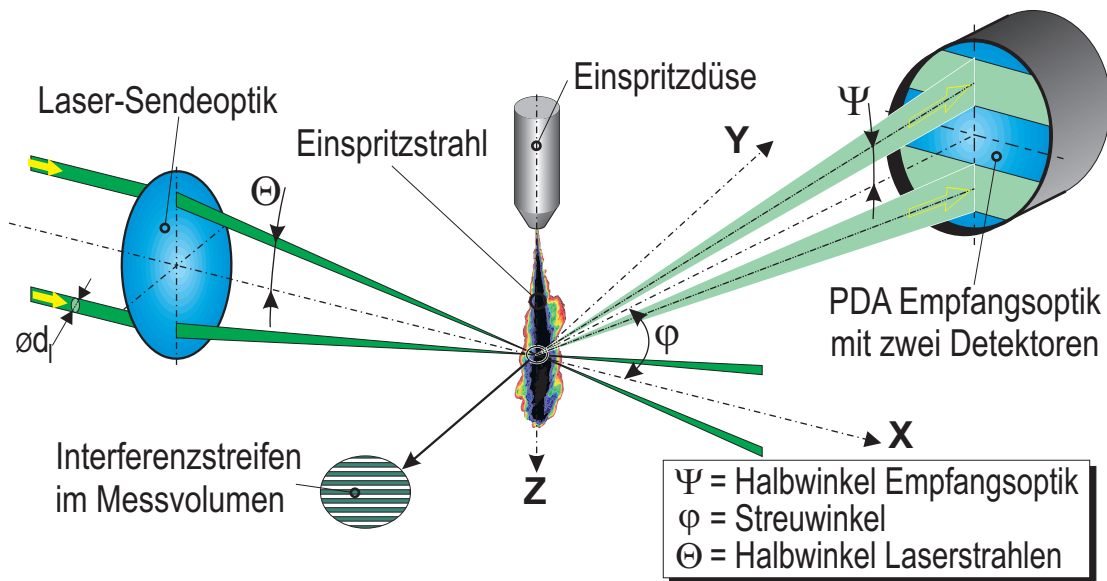


Abb. 4.9: Anordnung der Laserstrahlen und der Empfangsoptik bei der PDA Messtechnik.

**Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit:** Die Frequenz des von den Tröpfchen im Messvolumen gestreuten Lichtes ist durch die Geschwindigkeit der Tröpfchen leicht verschoben (Dopplereffekt). Diese Frequenzverschiebung ist im Vergleich zur Frequenz des Lichts allerdings sehr klein, dementsprechend ist die direkte Messung derselben nicht einfach. In der PDA Messtechnik wird daher die Frequenz der durch die Interferenzebenen verursachten Modulation des Streulichtes für die Bestimmung der Geschwindigkeit herangezogen:

Der Abstand der Interferenzebenen im Messvolumen ist nur von der Wellenlänge des Lasers und dem Winkel zwischen den Teilstrahlen abhängig:

Interferenzebenenabstand  $d_f$ : 
$$d_f = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\Theta)} \tag{4.4}$$

Fliegt ein Partikel durch das Messvolumen, so ist die Frequenz der Streulichtmodulation proportional zur Partikelgeschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Interferenzebenen:

Geschwindigkeitskomponente  $v$ : 
$$v = f_D \cdot d_f \tag{4.5}$$

Diese Geschwindigkeitskomponente beinhaltet keine Angabe über die Flugrichtung des Partikels! Die Flugrichtung lässt sich aber feststellen, wenn sich die Interferenzebenen selber auch durch das Messvolumen bewegen: Nun berechnet sich aus der Streufrequenz die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Interferenzebenen. Bewegt sich das Partikel nie schneller durch das Messvolumen

als die Interferenzebenen, so lässt sich die Partikelgeschwindigkeit inklusive Flugrichtung (Vorzeichen) durch Subtraktion der Interferenzebenengeschwindigkeit von der Relativgeschwindigkeit eindeutig bestimmen.

Die Bewegung der Interferenzebenen wird bewirkt, indem die Frequenz des einen Teilstrahls leicht verschoben wird (typisch um 40MHz). Diese Frequenzverschiebung erfolgt in der Regel durch Beugung an einem rotierenden Gitter oder in einer Bragg-Zelle<sup>1</sup>. In beiden Bauteilen wird der Effekt ausgenutzt, dass die Frequenzen des Streulichts in den verschiedenen Beugungsordnungen von der Bewegung des Gitters relativ zum Laserstrahl abhängig ist.

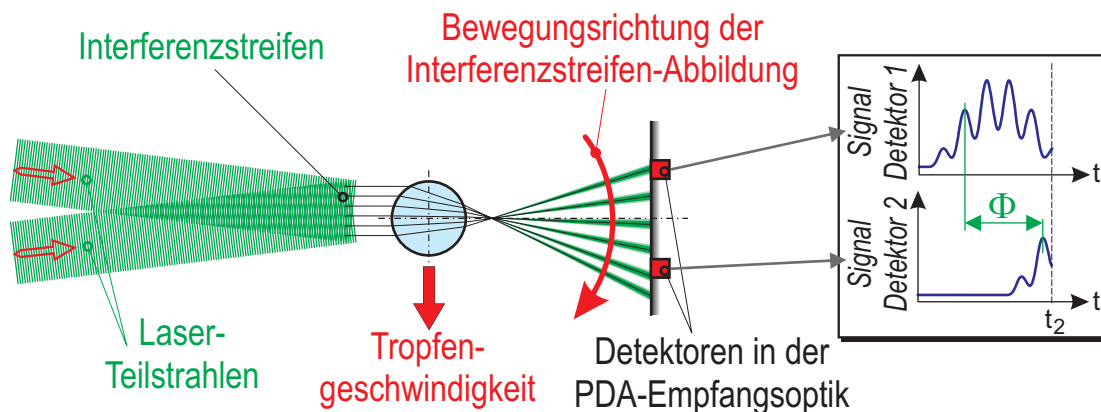


Abb. 4.10: Bestimmung der Phasenverschiebung  $\Phi$  aus dem Streulichtsignal.

**Bestimmung der Partikelgröße:** Das Tröpfchen im Messvolumen bildet wie eine Linse die Interferenzebenen in Form eines Streifenmusters auf die Detektoren ab. Bewegt sich das Tröpfchen (oder die Interferenzebenen), so ist die Phasenverschiebung der Messsignale zwischen den beiden Detektoren direkt vom Krümmungsradius und damit der Größe des Tropfens abhängig. Verursacht wird diese Phasenverschiebung durch die unterschiedlichen optischen Pfadlängen der auf die Detektoren fallenden Lichtstrahlen.

Mit den Gesetzen der geometrischen Optik lässt sich die Beziehung zwischen Phasenverschiebung  $\Phi$  und Partikeldurchmesser  $d_p$  für zwei Streulichtordnungen direkt berechnen:

Wird das vom Partikel reflektierte Licht für die Größenbestimmung verwendet, so ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem Partikeldurchmesser  $d_p$  und der Phasenverschiebung  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d_p}{\lambda} \cdot \frac{\sin \Theta \cdot \sin \Psi}{\sqrt{2 \cdot (1 - q)}} \quad (4.6)$$

1. Im Glaskörper einer Bragg-Zelle wird durch eine Schallwelle ein Gitter aus kleinen Dichteunterschieden erzeugt.



Für Streulicht, das nach einer einzigen Passage durch den Tropfen wieder austritt (1. Brechungsordnung) ergibt sich diese Formel für die Phasenverschiebung:

$$\Phi = \frac{-2 \cdot \pi \cdot d_p}{\lambda} \cdot \frac{m \cdot \sin \Theta \cdot \sin \Psi}{\sqrt{2 \cdot (1 + q) \cdot (1 + m^2 - (m \cdot \sqrt{2 \cdot (1 + q)}))}} \quad (4.7)$$

Wobei für  $q$  gilt:  $q = \cos \Theta \cdot \cos \Psi \cdot \cos \varphi$  (4.8)

und der Brechungsindex  $m$ :  $m = n_{\text{Partikel}} / n_{\text{Umgebung}} \quad (m > 1)$  (4.9)

Mit  $\Phi$  wird die gemessene Phasenverschiebung bezeichnet,  $\varphi$  ist der Streuwinkel in der  $X$ - $Y$  Ebene zwischen den Laserstrahlen und den Detektoren,  $\Theta$  ist der Halbwinkel zwischen den Laser-Teilstrahlen und  $\Psi$  ist der Halbwinkel zwischen den beiden Detektoren der Empfangsoptik für das Streulicht (siehe Abbildung 4.9).

Für höhere Brechungsordnungen können keine geschlossenen Gleichungen mehr hergeleitet werden.

**Bestimmung der Messvolumengrösse:** Das Prinzip der PDA Messtechnik setzt voraus, dass immer nur das Streulicht eines einzigen Tropfens von der PDA Empfangsoptik erfasst wird. Die Grösse des Messvolumens begrenzt daher die maximalen Tropfenkonzentrationen bei denen PDA Messungen möglich sind. Gleichzeitig ist es aber von Vorteil, wenn das Messvolumen mindestens doppelt so gross ist wie die Tropfen im Einspritzstrahl, da sonst vermehrt falsche Messungen aufgrund des Gauss'schen Intensitätsprofil im Laserstrahl auftreten können (siehe Abschnitt "Fehler und Grenzen der PDA Messtechnik" auf Seite 76).

Die Grösse des Messvolumens, d.h. dem ellipsoidenförmigen Schnittbereichs der Teilstrahlen, hängt in erster Linie vom Durchmesser  $d'_l$  der Laserstrahlen im Brennpunkt der Frontlinse ab. Diese wird durch die Brennweite  $F$  der Frontlinse, die Wellenlänge  $\lambda$  und dem Durchmesser  $d_l$  der parallel ausgerichteten Laserstrahlen (genauer deren Strahltaillendurchmesser) vor der Frontlinse bestimmt:

Strahltaillendurchmesser  $d'_l$ :  $d'_l = \frac{4 \cdot \lambda \cdot F}{\pi \cdot d_l}$  (4.10)

Die Länge der beiden kurzen Achsen des Messvolumen-Ellipsoides entsprechen in etwa dem Strahldurchmesser  $d'_l$ . Die Länge  $d'_z$  des Ellipsoides wird durch den Winkel zwischen den Teilstrahlen bestimmt:

Messvolumenlänge  $d'_z$ :  $d'_z = \frac{d'_l}{\sin(\Theta)}$  (4.11)

Die PDA Empfangsoptik reduziert die effektive (d.h. sichtbare) Länge des Messvolumens durch eine 100 $\mu\text{m}$  Breite Schlitzblende im Strahlengang des Empfängers. (Die daraus resultierende sichtbare Länge des Messvolumens entspricht in der für diese Arbeit gewählten Konfiguration in etwa der Breite der Schlitzblende).

### Wahl des Streuwinkels

Die Qualität von PDA Messungen ist in grossem Mass vom gewählten Beobachtungswinkel (= Streuwinkel  $\varphi$ ) abhängig:

1. Die für die Auswertung gewählte Ordnung des Streulichts (Reflexion, 1. Brechungsordnung, 2. Brechungsordnung...) muss möglichst dominant sein.
2. Die unter dem gewählten Winkel abgestrahlte Streulichtintensität muss genügend gross sein.
3. Die mit der Lorentz-Mie Theorie berechnete Beziehung zwischen Phasenverschiebung und Tropfendurchmesser muss im Grössenbereich der untersuchten Tropfen eindeutig und linear sein.

Viele wissenschaftliche Arbeiten ([62], [69], [81]) befassen sich mit der Wahl des optimalen Streuwinkels für das jeweilige Experiment. Für Messungen an Diesel-Einspritzstrahlen liegt der optimale Streuwinkel im Bereich des Brewster Winkels, also bei ca. 70°. Durch die Wahl dieses Winkels mit der entsprechenden Polarisationsrichtung des Lasers wird von der PDA Empfangsoptik nur Streulicht der 1. Brechungsordnung empfangen. Die Beziehung zwischen Phasenverschiebung und Tropfendurchmesser ist stetig und linear bis hinab zu kleinsten Tropfendurchmessern.

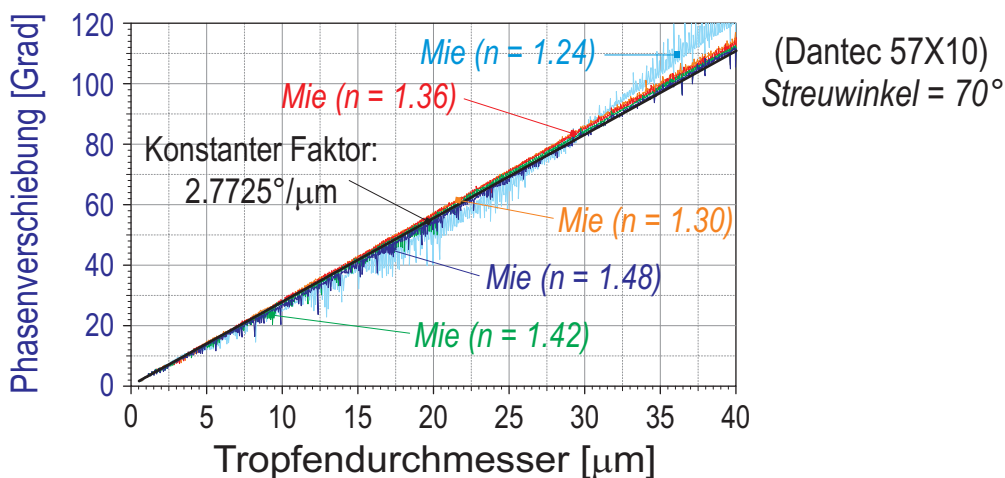


Abb. 4.11: Beziehung zwischen Phasenverschiebung und Durchmesser für Tropfen mit unterschiedlichem Brechungsindex (resp. Tropfentemperatur). Berechnung nach [54].

Abbildung 4.11 zeigt die aus der Lorentz-Mie Theorie berechnete Abhängigkeit zwischen der Phasenverschiebung und dem Tropfendurchmesser für unterschiedliche Brechungsindexe der Tropfenflüssigkeit bei einem Streuwinkel von  $70^\circ$  (Streulicht der 1. Brechungsordnung).

PDA Messungen unter diesem Streuwinkel kommt eine weitere Besonderheit zugute: Die Phasen-Durchmesser Beziehung ändert sich bei abnehmendem Brechungsindex, d.h. bei steigender Tropfentemperatur, nur wenig - die genaue Tropfentemperatur muss für die Bestimmung der Tropfengrösse nicht bekannt sein<sup>1</sup>. Dies ist speziell für Messungen an verdampfenden Einspritzstrahlen von grosser Bedeutung, da in diesem Fall die Tropfentemperaturen nicht bekannt sind.

Die deutliche Verschlechterung der Phase - Durchmesserbeziehung bei Brechungsindizes unter 1.30 ist darauf zurückzuführen, dass sich die Dominanz der Streulichtintensität des gebrochenen Lichts gegenüber dem reflektiertem Licht zusehends verschlechtert. Der Brewsterwinkel, unter dem der reflektierte Streulichtanteil verschwindet, steigt bei einer Änderung des Brechungsindex von  $n = 1.48$  bis  $n = 1.24$  von  $68^\circ$  auf  $78^\circ$  an. Bei zunehmender Mischung der Streulichtordnungen weicht die Phase-Durchmesser Beziehung immer stärker von einer linearen Abhängigkeit ab.

Ein Nachteil bei PDA Messungen unter einem Streuwinkel von  $70^\circ$  ist die im Vergleich zu dem ebenfalls häufig gewählten Streuwinkel von  $30^\circ$  um den Faktor 10 geringere Streulichtintensität. Dieser Nachteil kann aber durch den Einsatz eines leistungsfähigen Lasers mit der entsprechenden Sendeoptik ausgeglichen werden.

### **Wahl des Geschwindigkeits-Messbereichs**

Neben der Wahl des Streuwinkels muss auch der Winkel zwischen den Laser-Teilstrahlen den Anforderungen des Experiments entsprechend gewählt werden. Der Winkel zwischen den Teilstrahlen wird durch den Abstand der parallel ausgerichteten Strahlenpaare vor der Frontlinse und der Brennweite der Linse bestimmt:

- Der Signalfrequenzbereich der PDA-Prozessoren ist begrenzt (beim eingesetzten Gerät auf 35 bis 80MHz). Der Geschwindigkeitsmessbereich ist über den Interferenzebenenabstand im Messvolumen direkt mit dem Frequenzmessbereich gekoppelt. Da bei gegebener Wellenlänge des Lasers der Interferenzebenenabstand nur vom Winkel zwischen den Laser-Teilstrahlen abhängig ist, wird somit auch der Geschwindigkeitsmessbereich nur durch diesen Winkel festgelegt.

---

1. Der Einfluss der Tropfentemperatur auf den Brechungsindex ist zu finden im Anhang (Abschnitt "Stoffdaten des Diesels" auf Seite 159).

- Je kleiner das Messvolumen, desto grösser ist die maximalen Tropfenkonzentrationen bei der noch PDA Messungen möglich sind (gleichzeitig sinkt damit aber auch die maximal erreichbare Datenrate in den weniger dichten Randzonen des Einspritzstrahls).
- Nach den Gesetzen der Gauss'schen Optik ist der Durchmesser der Laserstrahltaile im Brennpunkt einer Linse umgekehrt proportional zum Strahltaillendurchmesser vor der Linse (Gleichung 4.10). Da die Aufweitung der Laserstrahlen im eingesetzten optischen Aufbau direkt vom parallelen Abstand der Laser-Teilstrahlen vor der Frontlinse abhängig sind, gilt folgender Zusammenhang: Je kleiner der Strahlabstand vor der Frontlinse, desto grösser ist der Geschwindigkeitsmessbereich. Gleichzeitig werden aber die Strahlen weniger aufgeweitet, das Messvolumen wird grösser, die maximalen messbaren Tropfenkonzentrationen sinken.
- Ein weiterer, von der Elektronik verursachter Faktor begrenzt die maximal messbaren Geschwindigkeiten: Der Tropfen muss sich mindestens 270ns lang im Messvolumen aufhalten um vom PDA-Prozessor überhaupt "gesehen" zu werden. Bei einem Messvolumendurchmesser von typisch 60µm entspricht dies einer maximalen Tropfengeschwindigkeit von 220m/s.

Die gegenläufigen Anforderungen eines möglichst grossen Geschwindigkeitsmessbereichs und eines zugleich möglichst kleinen Messvolumens erfordern bei der Wahl des Geschwindigkeits-Messbereichs einen an die erwarteten Bedingungen angepassten Kompromiss. Die für die vorliegenden Messungen gewählten Parameter sind im Anhang zu finden (Abschnitt "Einstellparameter für die PDA Messungen" auf Seite 168).

### **Wahl des Grössen-Messbereichs**

Da (durch die Vieldeutigkeit des Winkels) keine Phasenverschiebungen von mehr als  $2\pi$  gemessen werden können, wird der Grössenmessbereich durch die Wahl des Streuwinkels, der ausgewerteten Streulichtordnung und der Detektoranordnung in der PDA Empfangsoptik festgelegt. In der eingesetzten Dantec PDA Empfangsoptik kann zusätzlich der Winkel  $\Psi$  zwischen den Detektoren durch verstellbare Blenden reduziert werden, womit im Bedarfsfall der Grössenmessbereich bis auf das doppelte erweitert werden kann.

Die Streulichtintensität der Tropfen ist proportional zum Quadrat des Durchmessers ( $d \geq \lambda$ ). Die maximal nutzbare Signaldynamik des PDA-Prozessors kann daher den effektiv nutzbaren Grössenmessbereich zusätzlich begrenzen.

## Aufbau am Experiment

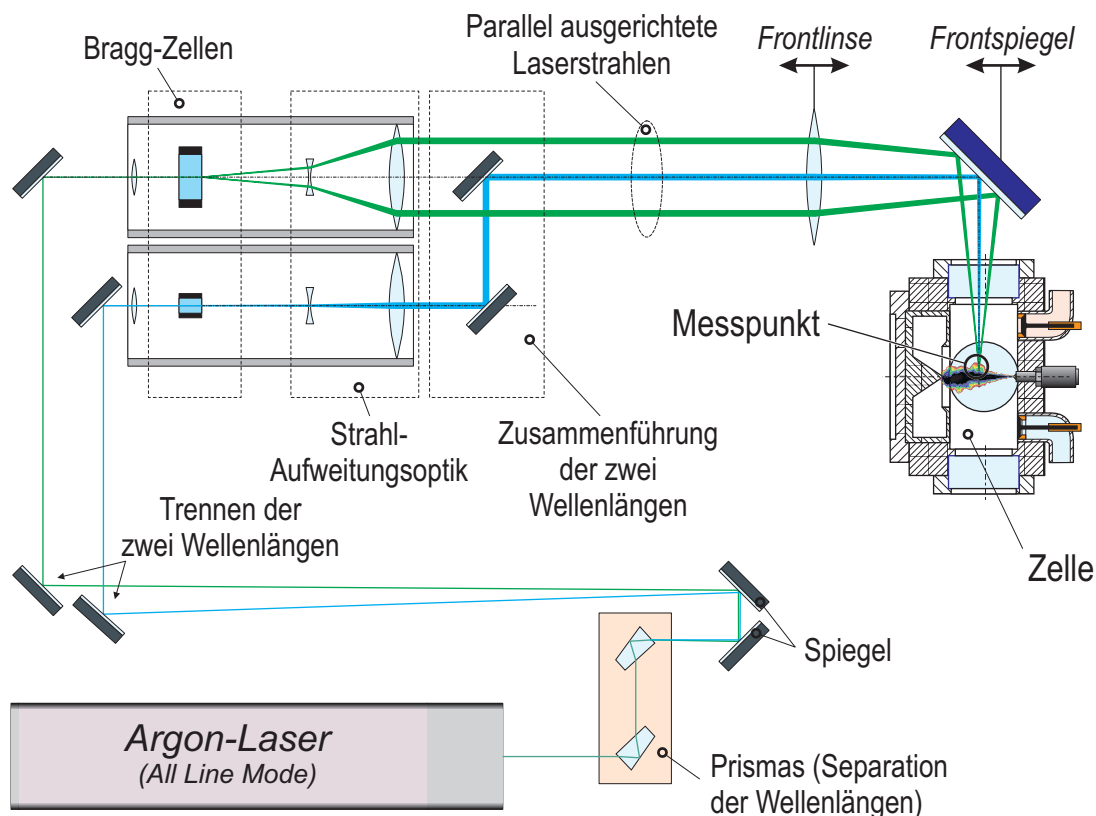


Abb. 4.12: Aufbau der PDA Optik, Sendeteil mit Laser und Versuchszelle.

Die Prinzipskizze in Abbildung 4.12 und das Photo in Abbildung 4.13 zeigen den Aufbau der PDA Messtechnik an der Hochtemperatur- und Hochdruckzelle: Der Strahl des fünf Watt Argon-Lasers wird mit Pellin-Brocca Prismas in seine Spektrallinien zerlegt. Die grüne Linie bei 514nm und die blaue Linie bei 488nm werden getrennt und einzeln in die Braggzellen fokussiert. Die zwei aus den Braggzellen austretenden Teilstrahlen werden mit der Aufweitungsoptik parallel auf den jeweils gewünschten Strahlabstand ausgerichtet. Die parallelen Teilstrahlen werden durch Spiegel auf einer gemeinsamen Achse rekombiniert und durch die Frontlinse und den Frontspiegel in den Messpunkt gerichtet und fokussiert.

Das Streulicht aus dem Messvolumen wird von der PDA Empfangsoptik (DANTEC 57X10) aus drei unterschiedlichen Richtungen gesammelt und mit Photomultipliern (Dynodenketten) in elektrische Signale umgewandelt.

Der PDA-Prozessor (DANTEC 58N10 Enhanced) muss zuerst das Streulicht-Signal eines Tropfens vom Hintergrundrauschen trennen. Erkennt er einen durch ein Tropfen verursachten "Signal-Burst", so analysiert er die Signale und bestimmt die Frequenz (Tropfengeschwindigkeit) und die Phasenverschiebung (Tropfengröße) durch eine Kreuz-Kovarianzfunktion. Anhand der vom Bediener vorgegebenen Qualitätsanforderungen entscheidet er anschliessend, ob er die analysierten

Signale als gültige Messwerte akzeptiert und an den PC weitergibt oder verwirft. Die in dieser Arbeit verwendeten Einstellungen sind im Anhang im Abschnitt “Einstellparameter für die PDA Messungen” auf Seite 168 zu finden.

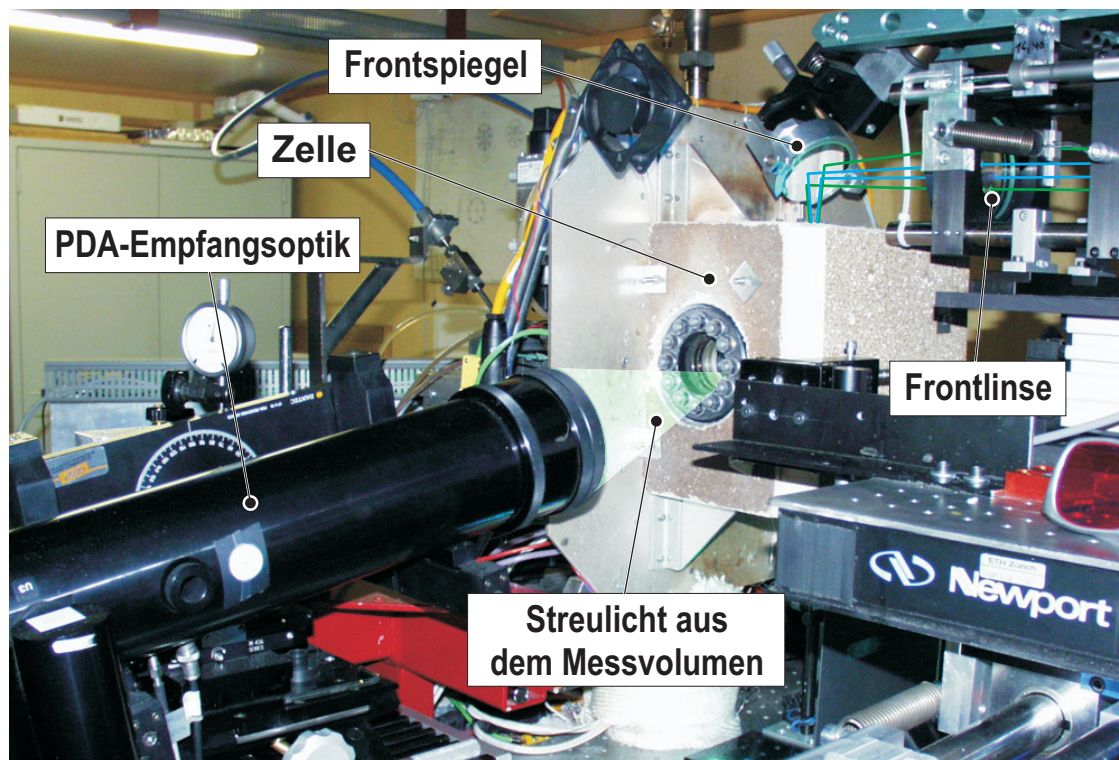


Abb. 4.13: Aufbau der PDA Optik, Zelle und PDA Empfänger.

### Fehler und Grenzen der PDA Messtechnik

Die Beziehung zwischen den von der PDA Messtechnik erfassten Messgrößen (Frequenz, Phasenverschiebung) und den eigentlichen Messwerten (Geschwindigkeit, Größe) hängt nur von der gewählten Anordnung der Bestandteile des PDA Aufbaus ab, eine Kalibration ist nicht notwendig. Trotzdem müssen folgende, durch die Messtechnik an sich oder durch die Anwendung auf das Experiment hervorgerufene Unsicherheiten und Grenzen bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden:

- Die Bestimmung des Durchmessers ist nur an sphärischen Tropfen möglich: Der PDA-Prozessor bestimmt die Phasenverschiebung des Streulichts aus drei unterschiedlichen Richtungen (Abbildung 4.14). Die Messung wird verworfen, falls die Phasenverschiebungen zwischen unterschiedlichen Detektoren zu stark voneinander abweichen. Dies hat zur Folge, dass die durch Oszillationen oder aerodynamische Kräfte stark deformierten oder auseinanderbrechenden

Tropfen durch die PDA Messtechnik nicht erfasst werden können.

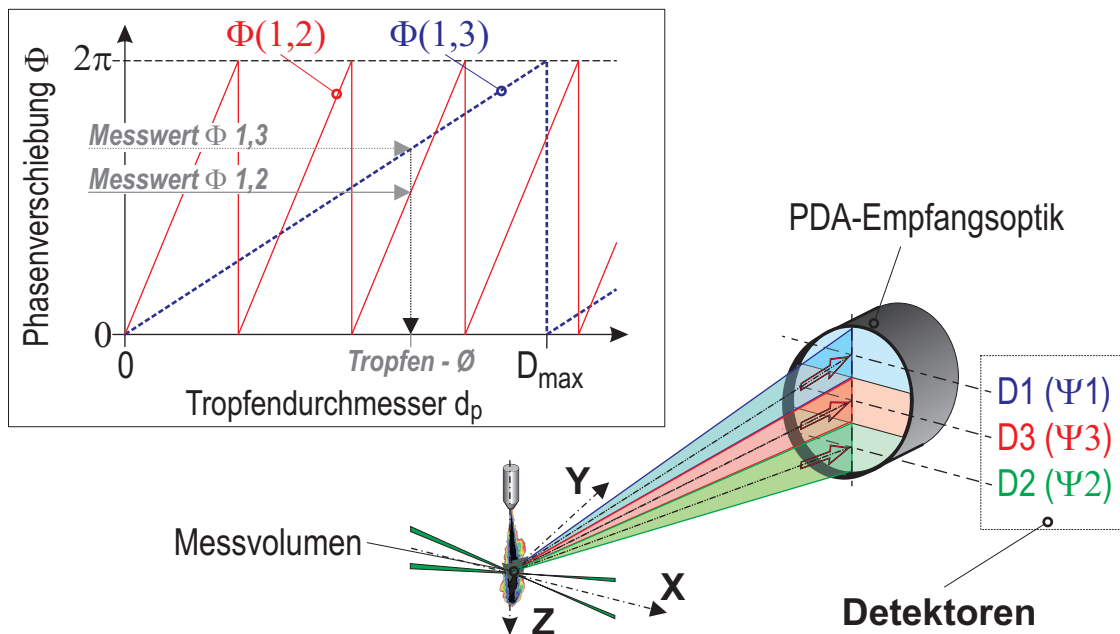


Abb. 4.14: Vergrößerung des Messbereichs und Kontrolle der Grössenmessungen mit den drei Detektoren der PDA Empfangsoptik.

Die Verwendung von drei Detektoren gestattet neben der Überprüfung der Grössenmessung auch eine wesentliche Erweiterung des Messbereichs: Die genaue Messung der Grösse erfolgt über die am weitesten auseinander liegenden Detektoren  $D1$  und  $D2$ . Die Mehrdeutigkeit der Phasenverschiebungen  $\Phi(1,2) > 2\pi$  kann solange korrekt interpretiert werden, bis auch zwischen den Detektoren  $D1$  und  $D3$  eine Phasenverschiebung von  $2\pi$  erreicht wird (Abbildung 4.14)<sup>1</sup>.

- Die PDA-Prozessoren benützen für die Grössenbestimmung der Tropfen einen konstanten Faktor zwischen Phasenverschiebung und Durchmesser. Abbildung 4.15 zeigt die prozentuale Abweichung dieser Vereinfachung gegenüber der effektiven, mithilfe der Lorentz-Mie Theorie berechneten Phasenverschiebung. Die Abweichungen sind bis zu einem Brechungsindex von 1.30 (entsprechend einer Tropfentemperatur von über 700K) kleiner als  $\pm 5\%$ , mit Berücksichtigung der durch die Oszillationen in den Lorentz-Mie Kurven verursachten Spitzen immer noch kleiner als  $\pm 10\%$ .
- In sehr dichten Einspritzstrahlen sind keine PDA Messungen mehr möglich: Dies einerseits, da sich häufig mehr als ein Tropfen gleichzeitig im Messvolu-

1. Der maximale Messbereich wird zusätzlich auch noch durch die "Signal-Visibility" begrenzt: Mit steigendem Partikeldurchmesser werden die Interferenzebenen weniger stark vergrössert auf die Empfangsoptik abgebildet, wodurch die nutzbare Signalamplitude (der AC-Anteil resp. die Visibility) sinkt. Im Extremfall, wenn genau ein Hell-/Dunkelstreifen auf die Detektoren abgebildet wird, verschwindet die nutzbare Signalamplitude ganz.

men aufhört und das resultierende gemischte Streulichtsignal vom PDA-Prozessor nicht mehr interpretiert werden kann. Andererseits können sowohl die Laserstrahlen auf dem Weg ins Messvolumen, als auch das Streulicht auf dem Weg zur PDA Empfangsoptik durch die grosse Tropfendichte abgeschwächt und abgelenkt werden: Der Kontrast der Streulichtsignale reduziert sich, bis das Hintergrundrauschen die eigentlichen Nutzsignale überdeckt. Die generelle Abschwächung der Streulichtintensität führt zudem dazu, dass die Signale sehr kleiner Tröpfchen zunehmend im Hintergrundrauschen verschwinden - der mittlere Durchmesser der gemessenen Tropfen steigt an, obwohl sich im Einspritzstrahl nichts verändert hat.

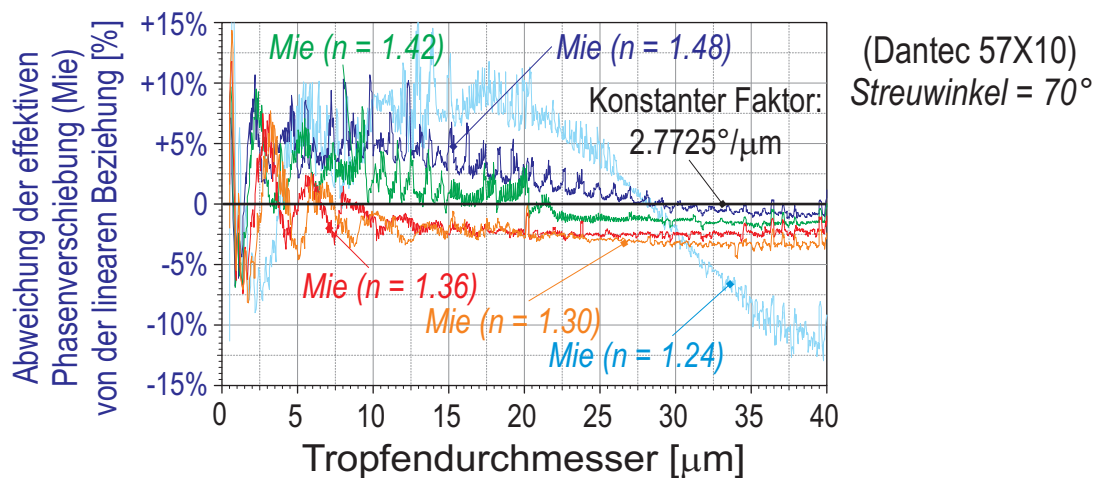


Abb. 4.15: Abweichung der effektiven Phasenverschiebung von der linearen Vereinfachung. Berechnet nach [54].

- Grosse thermische Gradienten im Gas in der Zelle oder in der Grenzschicht an den Fenstern der Zelle ändern die Richtung der einzelnen Laser-Teilstrahlen: Kreuzen sich die Strahlen nicht mehr, so verschwindet das Messvolumen, es sind keine PDA Messungen mehr möglich. Bei zweidimensionalen Messungen (d.h. zwei Strahlenpaare) können durch diesen Effekt auch die beiden Messvolumen gegeneinander verschoben werden: Durch den Verlust der Koinzidenz der Streulichtsignale aus den beiden Messvolumen sind ebenfalls keine PDA Messungen mehr möglich.
- Die Brennpunkte der Sende- und Empfangsoptik verschieben sich je nach der Gasdichte in der Zelle, da der Brechungsindex des Gases von der Gasdichte abhängig ist. Da die Optik nicht unter erhöhtem Gasdruck justiert werden kann müssen die Verschiebungen zum Voraus berechnet und vor der Messung korrigiert werden.
- Die Winkel und Abmessungen des PDA Aufbaus lassen sich nur mit begrenzter Genauigkeit messen:



- Ein Messfehler von 0.5mm bei der Bestimmung des Abstands der parallelen Laser-Teilstrahlen vor der Frontlinse bewirkt sowohl bei der Geschwindigkeits- als auch bei der Grössenmessung einen Fehler von 1.5%.
- Eine Abweichung von einem Grad zwischen dem theoretischen und dem effektiven Streuwinkel bewirkt bei der Grössenbestimmung einen Fehler von 0.4%
- Der PDA-Prozessor diskretisiert bei der Auswertung der Messungen sowohl die Geschwindigkeits- wie auch die Grössenwerte. Dies kann bei kleinen Tröpfchen zu grossen Unsicherheiten führen. (Typische Quantisierungsgrössen: Bei der Geschwindigkeit  $0.1\text{m/s}$  pro Bit, beim Durchmesser  $0.25\mu\text{m}$  pro Bit).

Eine weitere Fehlerquelle stellen die sich bei “kalten” Messungen (d.h. 400K Gastemperatur) rasch **verschmutzenden Fenster** der Zelle dar. Die Brennstoffablagerungen an den Fenstern reduzieren die Signalstärke und erhöhen das Signalrauschen des von der PDA Empfangsoptik gesammelten Streulichts. Dies hat zur Folge, dass die Signale kleinerer Tropfen zunehmend im Hintergrundrauschen verschwinden und somit nicht mehr ausgewertet werden - der mittlere Durchmesser der Messung steigt mit zunehmender Verschmutzung an!

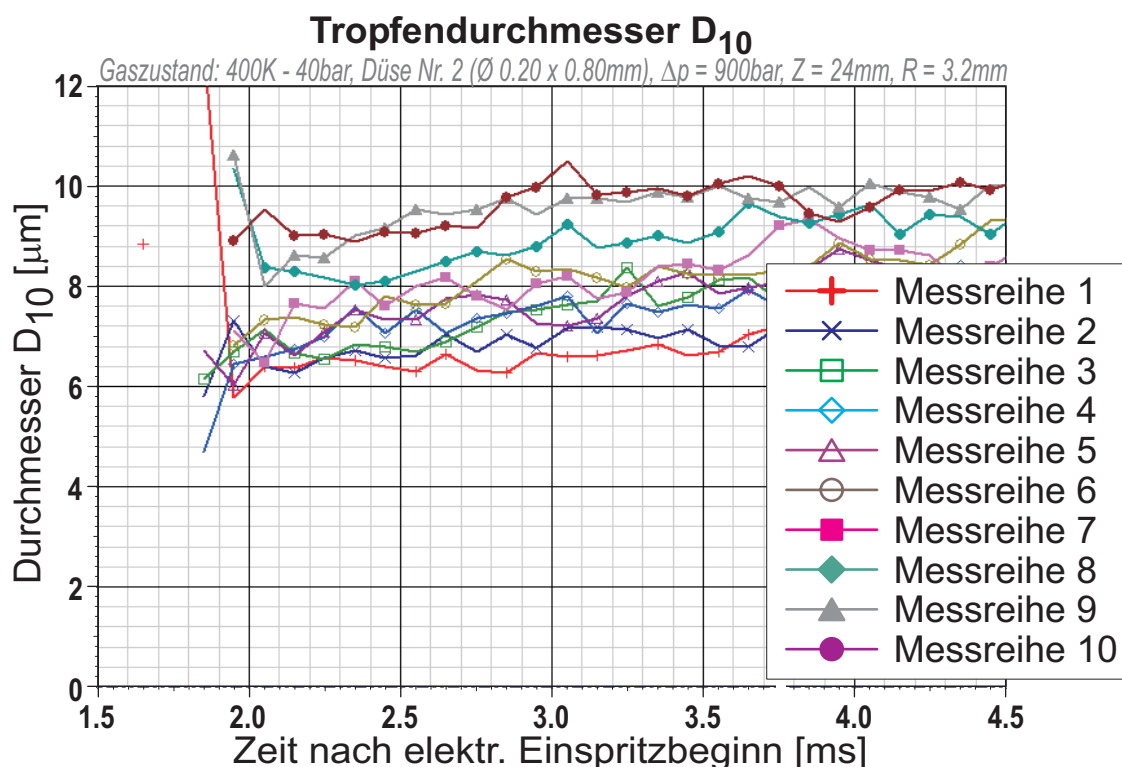


Abb. 4.16: Zehn Messreihen à 100 Einspritzungen an der gleichen Stelle im Einspritzstrahl - der Einfluss der zunehmenden Verschmutzung!

Abbildung 4.16 zeigt zehn Messreihen à 100 Einspritzungen an der gleichen Position im Einspritzstrahl unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen. Dargestellt ist der Verlauf des mittleren Durchmessers  $D_{10}$  im Tropfennebel, der nach dem Einspritzende in der Zelle zurückbleibt (Einspritzende nach 1.8ms). Der gemessene mittlere geometrische Durchmesser steigt nach 1000 Einspritzungen um 50% an, obwohl sich die Tropfenzusammensetzung des Einspritzstrahls in der Zelle nicht verändert hat. Die Verschmutzung der Fenster unter nicht verdampfenden Bedingungen macht ein häufiges Reinigen der Fenster notwendig, wodurch der Zeitbedarf für die PDA Messungen nochmals stark zunimmt.

**Trajektoreneffekt:** Durch die Gauss'sche Intensitätsverteilung im Laserstrahl wird ein Tröpfchen nicht überall an der Oberfläche mit der gleichen Intensität beleuchtet - die Verhältnisse zwischen den reflektierten und gebrochenen Streulichtintensitäten variieren je nach Lage des Tröpfchens im Messvolumen. Da die Phase-Durchmesser Beziehung nur für die dominante Streulichtordnung gültig ist, führt dies zu falschen Messungen. Dieser Effekt wird erst dann spürbar, wenn die Tropfengrößen im Bereich des Messvolumendurchmessers oder noch grösser sind. In dieser Arbeit sind die Tropfengrößen immer wesentlich kleiner als der Messvolumendurchmesser, der Trajektoreneffekt hat daher keinen spürbaren Einfluss auf die Messungen ([2], [32], [108]).

**Sliteffekt:** Die sichtbare "Länge" des Messvolumens wird durch eine Blende im Strahlengang der PDA Empfangsoptik verkürzt (Abschnitt "Bestimmung der Messvolumengröße:" auf Seite 71). Die Zusammensetzung des Streulichts von Tropfen im Grenzbereich dieses sichtbaren Ausschnitts des Messvolumens ändert sich je nach deren Lage. Bewegt sich nun ein Tröpfchen genau entlang der Grenze des sichtbaren Ausschnitts, so kann es durch die Dominanz der falschen Streulichtordnung zu Fehlmessungen der Tropfengröße kommen. Auch der Einfluss dieses Effektes ist vom Verhältnis zwischen Tropfengrößen und Schlitzbreite abhängig und hat daher in der vorliegenden Arbeit keinen spürbaren Einfluss auf die Messungen ([108]).

Die Einstellungen in der PDA Software und die vorgegebenen Toleranzen beeinflussen die Unsicherheit der Messergebnisse ebenfalls. Die in dieser Arbeit eingesetzten Einstellungen sind im Abschnitt "Einstellparameter für die PDA Messungen" auf Seite 168 zu finden.

### Datenauswertung

Bei PDA Messungen fallen die Messwerte in Form einer Serie von Einzelmessungen mit Zeit, Geschwindigkeits- und Grösseninformation an. Da pro Einspritzung nur einige wenige Messwerte anfallen, müssen die Messwerte für nachfolgenden Auswertungen über alle gemessenen Zyklen zusammengefasst werden. Anschliessend werden die Daten innerhalb von Zeitschritten (typisch 50 oder 100 $\mu$ s) relativ zum Einspritzbeginn gemittelt (Abbildung 4.17). Für jeden Zeitschritt können so die unterschiedlich gewichteten mittleren Geschwindigkeiten und Durchmesser berechnet werden. (Abschnitt “Kennzahlen” auf Seite 157)

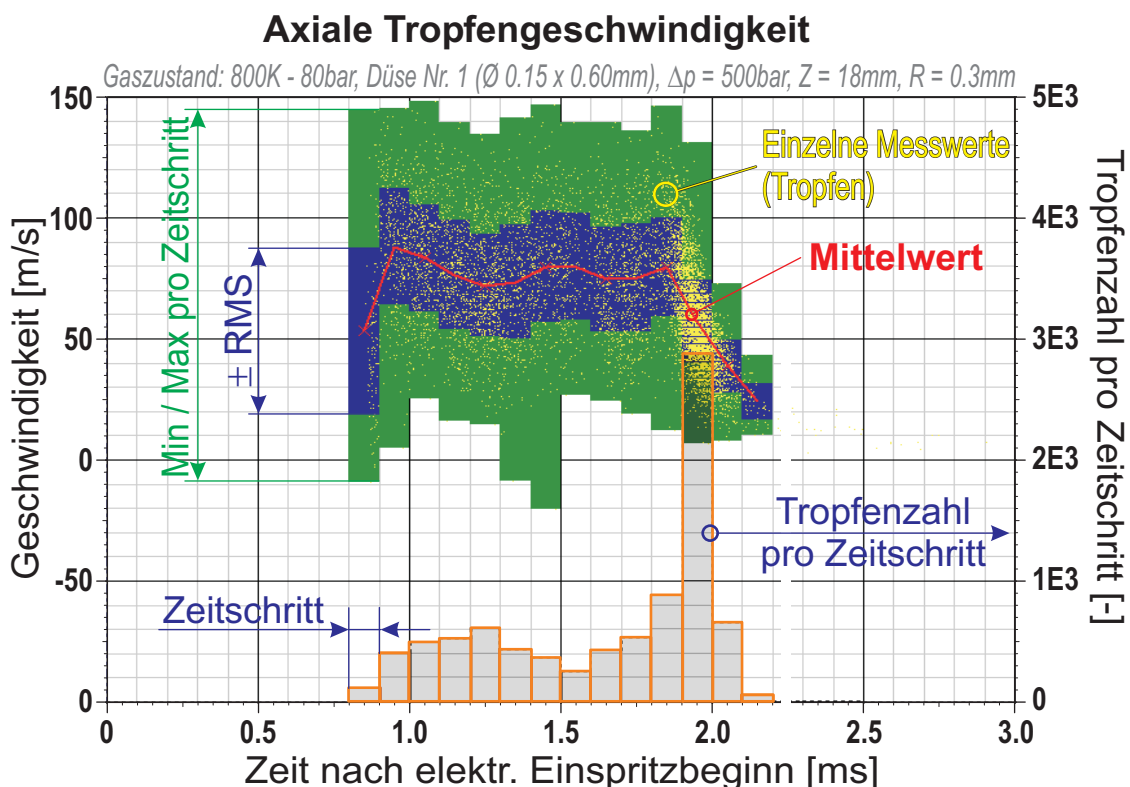


Abb. 4.17: Beispiel der Datenverarbeitung einer PDA Messung: Einzelne Messwerte, Zeitschritte, über die Zyklen und Zeitschritte gemittelte Werte.

### Software

Für die PDA Messungen (Messung, Validierung und Abspeichern auf dem PC) wurde DANTEC SizeWare Version 2.4 eingesetzt. Die weitere Verarbeitung der Messdaten erfolgte vollständig mittels selbst entwickelter Software (siehe Abschnitt “Eingesetzte Software” auf Seite 169).



## 5. Ergebnisse und Diskussion

In diesem Teil werden die im Verlauf dieser Arbeit erzielten Messergebnisse vorgestellt und diskutiert. Die ersten Unterkapitel befassen sich mit der Ausbreitung des Einspritzstrahls (axiale Penetration, Kegelwinkel) in Abhängigkeit der Versuchsparameter. Anschliessend werden die Resultate der entsprechenden lokalen Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsmessungen vorgestellt.

### 5.0.1 Variierte Umgebungsparameter bei den Messungen

Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein besseres Verständnis über die beim Aufbruch von Diesel-Einspritzstrahlen ablaufenden Prozesse zu gewinnen. Daher beschränkt sich die Variation der untersuchten Umgebungsbedingungen nicht nur auf dieselmotorisch relevante Bereiche, sondern zieht auch das Verhalten von nicht verdampfenden Einspritzstrahlen in die Betrachtung mit ein.

#### Gaszustand in der Zelle

Als Arbeitsgas wurde Stickstoff eingesetzt, da die verdampfenden Einspritzstrahlen ohne den Einfluss von Zündung und Verbrennung untersucht werden sollten. Die Einspritzung erfolgte jeweils erst nach dem Abklingen der durch den Gaswechsel verursachten Strömung in der Zelle.

Folgende Gasdrücke und Gastemperaturen in der Zelle wurden für die Messungen gewählt (siehe auch Abbildung 3.5 auf Seite 49):

Gas: Stickstoff ( $N_2$ )		Gastemperatur 400K	Gastemperatur 800K
Gasdruck	<b>40bar</b>	Dichte = 33.7 kg/m <sup>3</sup>	Dichte = 16.8 kg/m <sup>3</sup>
Gasdruck	<b>80bar</b>	Dichte = 67.3 kg/m <sup>3</sup>	Dichte = 33.7 kg/m <sup>3</sup>

Tab. 5.1: Gasdrücke und Gastemperaturen in der Zelle für die Messungen.

Der Einfluss der Gastemperatur (getrennt von der Gasdichte) kann durch den Vergleich der beiden Umgebungsbedingungen mit einer Gasdichte von 33.7 kg/m<sup>3</sup> isoliert werden.

#### Einspritzung

Die elektronisch gesteuerte Einspritzung (durch eine Common-Rail Einspritzdüse) erfolgte immer mit derselben (elektrischen) Einspritzdauer von  $t_{inj} = 1.2$  ms. Die effektive Einspritzdauer, d.h. die Zeit zwischen dem Abheben und dem Wie-

deraufsetzen der Düsennadel, weicht je nach Einspritzdruck und je nach der eingebauten Düsen Spitze leicht von der elektrischen Einspritzdauer ab. Die Verzögerung vom elektrischen zum effektiven Einspritzbeginn sowie die effektive Einspritzdauer sind aus den Diagrammen der Einspritzverläufe im Abschnitt "Einspritzraten und Nadelhübe" auf Seite 162 ersichtlich.

Folgende Einspritzdrücke<sup>1</sup> wurden für die Messungen gewählt:

<b>Einspritzdrücke <math>\Delta p</math>:</b>	500bar	900bar	1300bar
---	--------	--------	---------

Tab. 5.2: *Einspritzdrücke für die Messungen.*

Die Düsen Spitze und der vorderer Teil des Düsenkörpers wird vollständig von einem Kühlmantel umschlossen. Die Temperatur des darin zirkulierenden Kühlwassers wurde (unabhängig von der Temperatur des Zellkörpers) auf 85°C geregelt. Durch die lange Aufenthaltszeit des Brennstoffs im vorderen Düsenbereich kann davon ausgegangen werden, dass die Temperatur des eingespritzten Diesels ebenfalls 85°C beträgt.

## Düsengeometrie

Der Einfluss der Düsengeometrie auf den Einspritzstrahl kann über die Variation des Spritzlochdurchmessers und dem Verhältnis zwischen Spritzlochlänge und Lochdurchmesser untersucht werden.

Alle eingesetzten Düsen Spitzen hatten ein zentrales, zur Düsennadelachse koaxial ausgerichtetes Spritzloch.

Folgende Düsen Spitzen wurden für die Messungen eingesetzt:

<i>Düsen Spitzen</i>	$l/d = 3$	$l/d = 4$	$l/d = 5$
<b>Spritzloch-<math>\emptyset = 0.15\text{mm}</math></b>	<i>Spitze Nr. 4</i>	<i>Spitze Nr. 1</i>	<i>Spitze Nr. 6</i>
<b>Spritzloch-<math>\emptyset = 0.175\text{mm}</math></b>	-	<i>Spitze Nr. 8</i>	-
<b>Spritzloch-<math>\emptyset = 0.20\text{mm}</math></b>	<i>Spitze Nr. 5</i>	<i>Spitze Nr. 2</i>	<i>Spitze Nr. 7</i>
<b>Spritzloch-<math>\emptyset = 0.25\text{mm}</math></b>	-	<i>Spitze Nr. 3</i>	-

Tab. 5.3: *Bei den Messungen eingesetzte Düsen Spitzen.*

1. Mit Einspritzdruck wird immer der effektive Druckunterschied zwischen dem Druckspeicher vor der Düse und dem Gasdruck in der Zelle bezeichnet.

### **Parameterkombinationen**

Unter verdampfenden Umgebungsbedingungen wurden alle der insgesamt 96 möglichen Parameterkombinationen für die Bestimmung der Einspritzstrahlausbreitung ausgemessen. Unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen fallen die Messpunkte mit der Düsen Spitze Nr. 3 ( $\text{Ø } 0.25 \times 1.00\text{mm}$ ) weg, da die Fenster der Zelle zu schnell verschmutzt wurden (d.h. es wurden 84 Parameterkombinationen ausgemessen).

Die viel aufwendigeren Messungen der lokalen Tropfeneigenschaften wurden unter nicht verdampfenden Bedingungen bei zwei Düsen spitzen (d.h. sechs Parameterkombinationen, Düsen spitzen Nr. 1 und 2) und unter verdampfenden Bedingungen bei drei Düsen spitzen (entsprechend neun Kombinationen, Düsen spitzen 1, 2 und 3) vorgenommen.

### **Messbereich für die Strahlausbreitung (sichtbarer Bereich):**

Bedingt durch die Dimensionen der Fenster in der Zelle beschränkt sich der sichtbare Bereich des Einspritzstrahls auf eine Länge von 0 bis 32.5mm. Dies entspricht ungefähr der maximal möglichen Einspritzstrahllänge in kleinen bis mittleren Dieselmotoren (Kolbenmulde  $\text{Ø } 65\text{mm}$ ).

## 5.1 Einspritzstrahlausbreitung

Die wichtigsten Grössen bei der Einspritzstrahlausbreitung sind die axiale Penetration und der Kegelwinkel des Strahls. In dieser Arbeit werden diese beiden Grössen wie folgt definiert (Abbildung 5.1):

**Axiale Penetration  $S(t)$ :** Massgebend für die Penetration ist der Abstand vom vordersten Punkt der Strahlkontur<sup>1</sup> zur Einspritzdüsen Spitze.

**Kegelwinkel  $\theta(x, t)$ :** Bei einem axialen Abstand  $x$  von der Einspritzdüse wird die obere und die untere Grenze der Strahlkontur<sup>1</sup> gesucht. Der Kegelwinkel  $\theta$  des Strahls entspricht dem Winkel zwischen den Geraden vom oberen resp. unteren Grenzpunkt der Strahlkontur zur Mitte der Düsenlochöffnung.

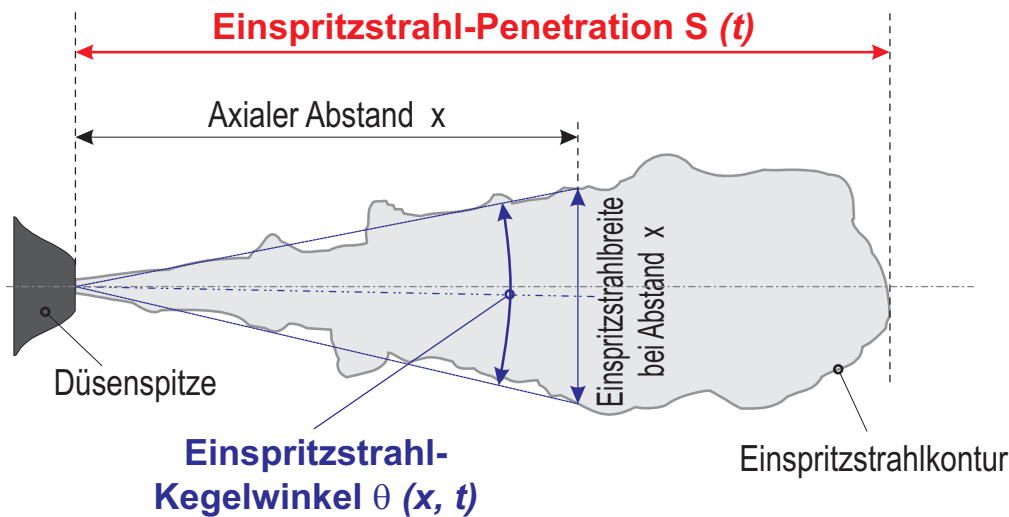


Abb. 5.1: Definition des Einspritzstrahl-Kegelwinkels  $\theta(x, t)$  und der Penetration  $S(t)$ .

Mit dem *Standard-Kegelwinkel*  $\theta(t)$  des Einspritzstrahls wird der Kegelwinkel bei einem axialen Abstand von  $60 \cdot d_0$  ( $60 \cdot$  Düsenlochdurchmesser) bezeichnet. Wird der Kegelwinkel ohne Distanzangabe ( $x$ ) angegeben, so ist damit immer der Standard-Kegelwinkel gemeint (ansonsten wird der axiale Messabstand zusammen mit dem Messwert aufgeführt).

### 5.1.1 Zyklus zu Zyklus Variationen der Einspritzstrahlkonturen

Bedingt durch die bei der Einspritzung vorhandenen grossen Druck- und Geschwindigkeitsgradienten verlaufen die Zerfallsprozesse des Einspritzstrahls sehr heftig und unstetig (chaotisch). Dies hat zur Folge, dass jede Einspritzung ein Ein-

1. Strahlkontur = Kontur bei 95% der Hintergrundintensität in den Schattenbildern (siehe Abschnitt "Festlegung der Einspritzstrahlkonturen" auf Seite 62).



zelereignis darstellt, das sich unter Umständen deutlich von den vorausgegangenen und nachfolgenden Ereignissen unterscheidet.

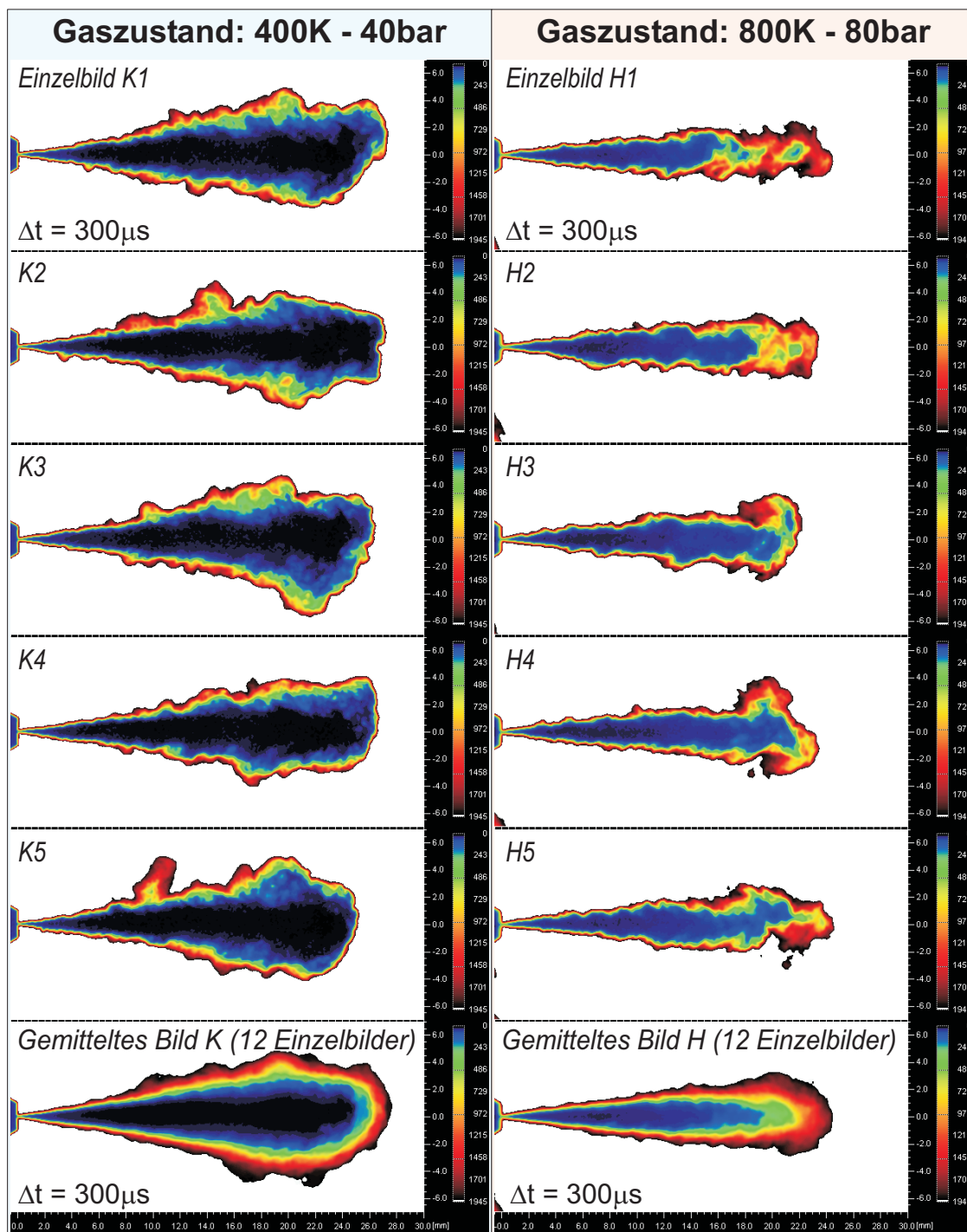


Abb. 5.2: Zyklische Variationen der Einspritzstrahlkonturen bei gleicher Gasdichte, aber unterschiedlichen Gastemperaturen. Schattenbilder der Düse Nr. 1 ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ),  $\Delta p = 900\text{bar}$ . (Weiss = Hintergrund, Schwarz = Strahlkern).

Generelle Aussagen über das Verhalten des Einspritzstrahls oder Vergleiche mit theoretischen Modellen können nur mit über viele Einspritzungen gemittelten Daten erzielt werden. Die Standardabweichung bleibt aber durch die chaotische Natur der im Strahl ablaufenden Zerfallsprozesse unabhängig von der Anzahl ausgewerteter Einspritzstrahlen gross.

In Abbildung 5.2 sind je fünf Schattenbilder einzelner Einspritzungen mit den entsprechenden, über alle Einspritzungen gemittelten Aufnahmen für verdampfende und nicht verdampfende Umgebungsbedingungen dargestellt:

**Nicht verdampfend (400K - 40bar):** In den Einzelbildern sind insbesondere im vorderen Bereich der Einspritzstrahlen grosse Asymmetrien erkennbar. Entlang der seitlichen Konturen der Einspritzstrahlen ragen teilweise Strukturen radial aus dem Strahl. Der Gradient der Grauwerte (d.h. der Tropfendichte) an der Strahlspitze ist sehr steil.

**Verdampfend (800K - 80bar):** Durch die intensive Verdampfung verkürzt sich der dichte Strahlkern. Der vordere Bereich des Einspritzstrahls besteht aus einem relativ lockeren Tropfennebel (rot-schwarze Zonen), in dem einzelne "Inseln" mit grosser Tropfen- resp. Flüssigkeitsdichte erkennbar sind (grün-blaue Zonen). Diese dichten Flüssigkeitsstrukturen treten laufend aus dem dichten Strahlkern aus und treiben die Einspritzstrahlpenetration voran. Ihre Lage weist ähnliche Asymmetrien auf wie die Strahlkonturen im nicht verdampfenden Fall. Es sind keine radial aus dem Strahl ragenden Strukturen zu sehen, da diese nur wenig Flüssigkeit enthaltenden Zonen sehr schnell verdampfen.

Naturgemäss hat die Verdampfung nahe an der Düse noch keinen grossen Einfluss auf den Einspritzstrahl, die radialen Dichte- resp. Intensitätsgradienten in den Schattenbildern der verdampfenden Einspritzstrahlen entsprechen denjenigen im nicht verdampfenden Fall. An der Strahlspitze hingegen ist der Dichte- resp. Intensitätsgradient im verdampfenden Fall wesentlich kleiner (sofern sich zum Zeitpunkt der Aufnahme keines der dichten Tropfenpakete an der Strahlspitze befindet).

Die in den Schattenbildern erkennbaren Einspritzstrahlstrukturen unter verdampfenden und nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen können mit der folgenden Modellvorstellung über den Einspritzstrahlaufbruch interpretiert werden:

- Im Bereich der primären Atomisation nahe der Düse wird der kompakte und mit hoher Geschwindigkeit aus der Düse tretende Einspritzstrahl durch die im Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Mechanismen in einzelne Pakete mit hohem Flüssigkeitsanteil zerrissen.

- Durch den Zerfallsprozess und durch die unterschiedlich starke Beeinflussung infolge aerodynamischer Kräfte weisen die Flüssigkeitsstrukturen unterschiedliche Geschwindigkeiten auf - es kommt zu Kollisionen.
- Die an den Kollisionen beteiligten Pakete werden in kleinere Strukturen aufgebrochen: Sowohl Richtung wie auch Betrag der Geschwindigkeit der neu entstandenen Flüssigkeitspakete sind über einen weiten Bereich gestreut.
- Einzelne Fragmente können dadurch seitlich aus dem Einspritzstrahl geschleudert werden - diese erzeugen die radial aus dem Strahl ragenden Strukturen, die in Aufnahmen von nicht verdampfenden Einspritzstrahlen ab und zu gesehen werden können.
- Auch die vordersten, die Einspritzstrahlpenetration vorantreibenden Flüssigkeits- resp. Tropfenpakete weisen eine statistisch um den Nullpunkt verteilte radiale Geschwindigkeitskomponente auf: Dadurch entstehen die oft deutlich asymmetrischen Einspritzstrahlspitzen.
- Die unter verdampfenden Umgebungsbedingungen erkennbaren dichten "Inseln" im vorderen Bereich des Einspritzstrahls dürften auch im nicht verdampfenden Fall vorhanden sein, bleiben aber im unter diesen Bedingungen dichten Tropfennebel verborgen.
- Der Einfluss der aerodynamischen Kräfte auf die Tropfenpakete nimmt schlagartig zu, sobald diese den dichten Strahlkern verlassen (Seite 18). Die Flüssigkeitsstrukturen werden daher durch die sekundäre Atomisation in kurzer Zeit in kleine Tropfen aufgebrochen. Dieser Tropfennebel bildet, insbesondere im nicht verdampfenden Fall, die von aussen sichtbare Einspritzstrahl-"Oberfläche".

**Mittelwertbildung der Messwerte:** Der statistisch (chaotisch) verlaufende Zerfall der Einspritzstrahlen führt trotz konstanter Umgebungsbedingungen zu einer grossen Streuung der Messwerte. Da auch die Intensitätsgradienten am Rand der Strahlkonturen unterschiedlich gross sind, ist der aus dem gemittelten Schattenbild erhaltene Messwert nicht gleich dem Mittelwert der Messwerte in den einzelnen Bildern.

In dieser Arbeit wird der gemittelte Messwert zum Zeitpunkt  $t$  wie folgt berechnet:

$$\text{Gemittelter Messwert } (t) = \frac{\sum \text{Messwerte der Einzelbilder}(t)}{\text{Anzahl Einzelbilder}(t)} \quad (5.1)$$

Eine individuelle Auswertung der Einzelbilder ermöglicht im Gegensatz zu einer Auswertung der gemittelten Bilder auch Aussagen über die zyklischen Variationen der Messwerte.

### 5.1.2 Axiale Einspritzstrahl-Penetration

Die axiale Einspritzstrahlpenetration bestimmt zusammen mit dem Kegelwinkel des Strahls wieviel (in den Strahl eingesaugte) Luft dem eingebrachten Brennstoff für die Gemischbildung und Verbrennung zur Verfügung steht. Als wichtige Kenngrösse für die Entwicklung der Verbrennung in Dieselmotoren befassten sich bereits viele theoretische und experimentelle Arbeiten mit der axialen Strahlausbreitung. Die wichtigsten dieser Arbeiten resp. Ergebnisse sind im Abschnitt "Ausbreitung des Einspritzstrahls" auf Seite 22 aufgeführt.

Allen in der Literatur vorhanden Modellen ist gemeinsam, dass die axiale Ausbreitung des Einspritzstrahls stetig<sup>1</sup> und monoton aus dem Nullpunkt der Weg- und Zeitskala heraus erfolgt. Penetrationsmessungen an realen Einspritzdüsen zeigen jedoch, dass in den Modellen die Störeinflüsse durch den Öffnungsvorgang der Düse unberücksichtigt bleiben (Abbildung 5.3): Insbesondere bei niedrigen Einspritzdrücken entwickelt sich die axiale Ausbreitung des Strahls am Anfang nur schleppend, erst nach einer gewissen Zeit wird die maximale Einspritzstrahlgeschwindigkeit erreicht. Von diesem Zeitpunkt an verlaufen die gemessenen Penetrationskurven wie in den theoretischen Modellen stetig und monoton. Diese "Verschleppung" der Einspritzstrahlausbreitung ist in der vorliegenden Arbeit eindeutig erkennbar an der Zeitdifferenz zwischen der theoretischen und der realen, gemessenen Strahlpenetration im Weg/Zeit Diagramm in Abbildung 5.3.

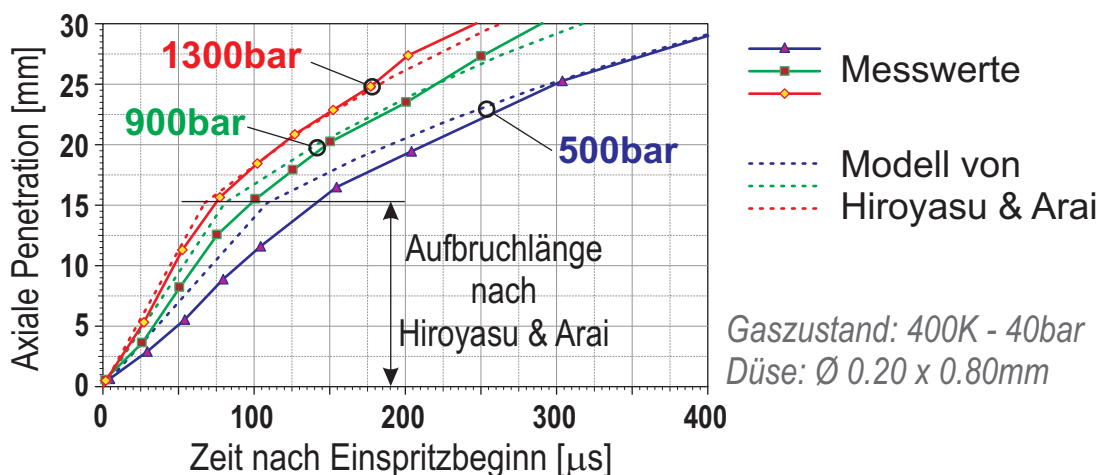


Abb. 5.3: Nicht korrigierte Messwerte der axialen Einspritzstrahlpenetration und die entsprechenden theoretischen Verläufe gemäss dem Modell von Hiroyasu & Arai (Seite 28).

Die schleppende Einspritzstrahlpenetration wird durch die folgenden Effekte verursacht:

1. In den Modellen Hiroyasu & Arai und Naber & Siebers verläuft die Penetration nicht stetig, da sie einen düsen nahen und einen düsenfernen Teil mit unstetigem Übergang unterscheiden.

- Beim Öffnen und Schliessen der Düsennadel begrenzt die Fläche im Ringspalt zwischen Düsennadel und Nadelsitz die Strömung: Der effektive Einspritzdruck im Düsensack unter der Nadel liegt durch die Drosselwirkung des Ringspalts wesentlich unter dem nominalen Einspritzdruck. Abbildung 5.4 zeigt den Verlauf der Nadelhübe und der Einspritzraten für die in Abbildung 5.3 dargestellte Einspritzstrahlausbreitung. Erst ab einem Nadelhub von 0.03mm begrenzt der Querschnitt des Düsenlochs den Durchfluss [33].
- Bei Common-Rail-Düsen wird die Kraft für die Bewegung der Düsennadel durch den Einspritzdruck aufgebracht: Je höher der Einspritzdruck, desto schneller öffnet und schliesst die Einspritzdüse. Dadurch reduziert sich die notwendige Zeit bis zum Erreichen des "kritischen" Nadelhubs bei steigendem Einspritzdruck, die Einspritzstrahlpenetration nähert sich zunehmend der idealisierten Form der Modelle an.
- Der Zeitunterschied der Nadelhubkurven in Abbildung 5.4 bis zum Erreichen des "kritische" Nadelhubs entspricht der zeitlichen Verschiebung zwischen den theoretischen und den gemessenen Penetrationsverläufen in Abbildung 5.3.
- Ungenauigkeiten bei der Fertigung der Düsen spitzen verstärken diesen Effekt: Sitzt die Düsennadel nicht optimal im Nadelsitz, so tritt bereits in der Entlastungsphase der Düsennadel ( $t \leq 0$  in Abbildung 5.4) Brennstoff aus der Düse aus - die gemessene Einspritzstrahlausbreitung beginnt vor dem eigentlichen Einspritzbeginn.

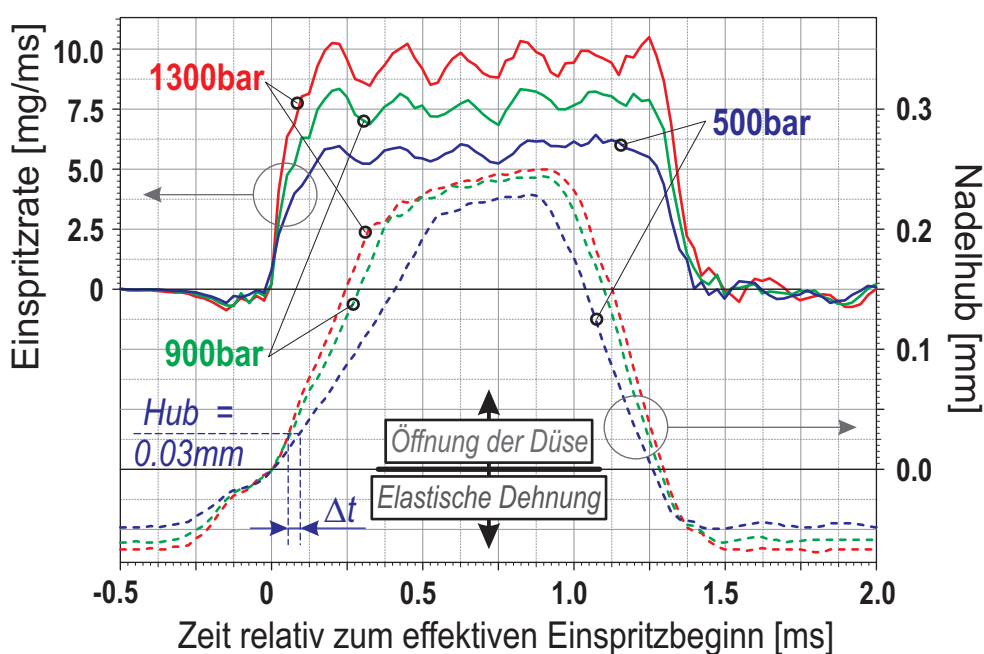


Abb. 5.4: Nadelhübe und Einspritzraten der Düse Nr. 2 ( $\varnothing 0.20 \times 0.80\text{mm}$ ).

Diese vom Einspritzdruck abhängige Verschleppung am Anfang der Einspritzstrahlausbreitung ist nur von der Bauweise und der Fertigungsqualität der Einspritzdüse abhängig. Für Vergleiche mit theoretischen Ausbreitungsmodellen resp. für Vergleiche zwischen Messungen an unterschiedlichen Düsen müssen sie korrigiert werden. Dies erfolgt in dieser Arbeit durch die Einführung einer düsen-spezifischen Verschleppungszeit  $\Delta t_{Pen}$ , die diese Einflüsse kompensiert. Die Berechnung der Zeit  $\Delta t_{Pen}$  wird im nächsten Abschnitt erläutert.

### **Modellierung der gemessenen Penetrationsverläufe**

Anhand der einzelnen Penetrationsmesswerte kann der Einfluss der variierten Versuchsparameter zunächst nur qualitativ festgestellt werden. Für weitergehende Auswertungen müssen die einzelnen Messwerte durch geeignete, in die Messwerte eingepasste Funktionen ersetzt werden.

Die in dieser Arbeit eingesetzte Funktion setzt sich aus einem linearen Ausbreitungsbereich in Düsennähe (d.h. konstante Strahlgeschwindigkeit) und einem daran anschließenden, schwächer als linear der Zeit folgenden Ausbreitungsbereich (d.h. sinkende Strahlgeschwindigkeit) zusammen, ähnlich der Ausbreitungsmodelle von Hiroyasu & Arai [42] resp. Naber & Siebers [60]. Der (nicht stetige) Übergang zwischen den beiden Bereichen wird charakterisiert durch die Aufbruchzeit  $t_b$ .

Die düsennahe Einspritzstrahlpenetration kann allgemein durch den folgenden Ansatz beschrieben werden:

$$\text{Düsennaher Bereich } (t < t_b): \quad S = C_1 \cdot t \quad (5.2)$$

Die Konstante  $C_1$  stellt die anfängliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des Strahls dar.

Nach der Aufbruchzeit  $t_b$  resp. der Aufbruchlänge  $l_b$  wird der Einspritzstrahl zunehmend durch die auf ihn einwirkenden aerodynamischen Kräfte abgebremst, die weitere Ausbreitung folgt nun dem folgenden Ansatz:

$$\text{Düsenferner Bereich } (t \geq t_b): \quad S = C_2 \cdot t^{C_3} \quad (5.3)$$

In den Modellparametern  $C_1$  und  $C_2$  sind alle Einflüsse der Versuchsparameter wie dem Einspritzdruck oder der Gasdichte enthalten. Der Einfluss der Zeit ist im dü-

sennahen Bereich linear, im düsenfernen Bereich wird er durch den Exponenten  $C_3$  charakterisiert.

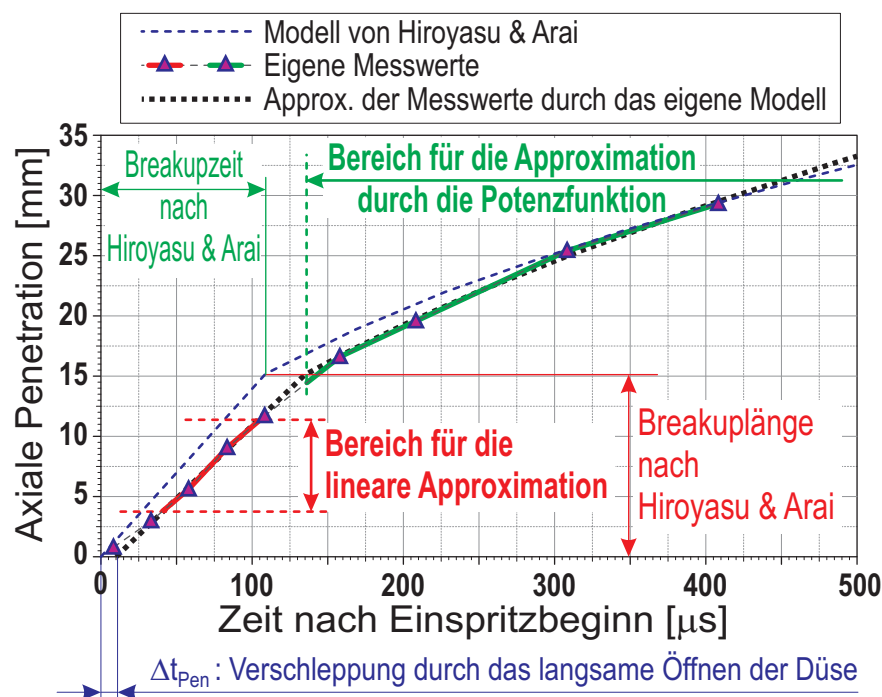


Abb. 5.5: Anpassung der eigenen Strahlausbreitungsfunktion an die Messwerte am Beispiel der Düse Nr.2,  $\varnothing 0.20 \times 0.80\text{mm}$  ( $\Delta p = 500\text{bar}$ ).

Die Modellparameter  $C_1$  bis  $C_3$  werden für jeden gemessenen Penetrationsverlauf nach dem folgenden, rekursiven Prinzip berechnet:

1. Als erste Näherung für die Aufbruchlänge  $l_b$  resp. der Aufbruchszeit  $t_b$  wird der Ansatz aus dem Modell von Hiroyasu & Arai angewandt, da dieses Modell die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Penetrationsverläufen aufweist.
2. Nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird eine Gerade in den gemessenen Penetrationsverlauf im Bereich von 25% bis 75% der Aufbruchlänge  $l_b$  gelegt. Die Steigung der Geraden entspricht der Konstanten  $C_1$ , der Achsenabschnitt der Geraden auf der Zeitachse ist die düsenspezifische Verschiebungszeit  $\Delta t_{Pen}$ .
3. Die Konstanten  $C_2$  und  $C_3$  werden bestimmt, indem die Funktion der Gleichung 5.3 in den gemessenen Penetrationsverlauf zwischen 125% der theoretischen Aufbruchszeit  $t_b$  und dem Ende der sichtbaren Strahlausbreitung (nach 32.5mm) eingepasst wird.
4. Mit der Gleichung 5.4 kann nun die effektive Aufbruchszeiten  $t_b$  resp. Aufbruchlänge  $l_b$  der eingepassten Strahlausbreitungsfunktion berechnet werden.
5. Die Rechenschritte zwei bis vier werden wiederholt, bis die berechneten effektiven Aufbruchszeiten und Längen konstant bleiben.

Die reale Aufbruchszeit  $t_b$  des Einspritzstrahls kann gemäss der folgenden Beziehung aus den Konstanten der Gleichungen 5.2 und 5.3 berechnet werden:

$$\text{Eff. Aufbruchszeit } t_b: \quad t_b = \left( \frac{C_1}{C_2} \right)^{1/(C_3-1)} \quad (5.4)$$

In Abbildung 5.5 sind beispielhaft die für die Berechnung der Ausbreitungsfunktion (gemäss den Gleichungen 5.2 und 5.3) benutzten Bereiche der gemessenen Einspritzstrahlpenetration angegeben, auch die düsenspezifische Verschleppungszeit  $\Delta t_{pen}$  ist eingezeichnet.

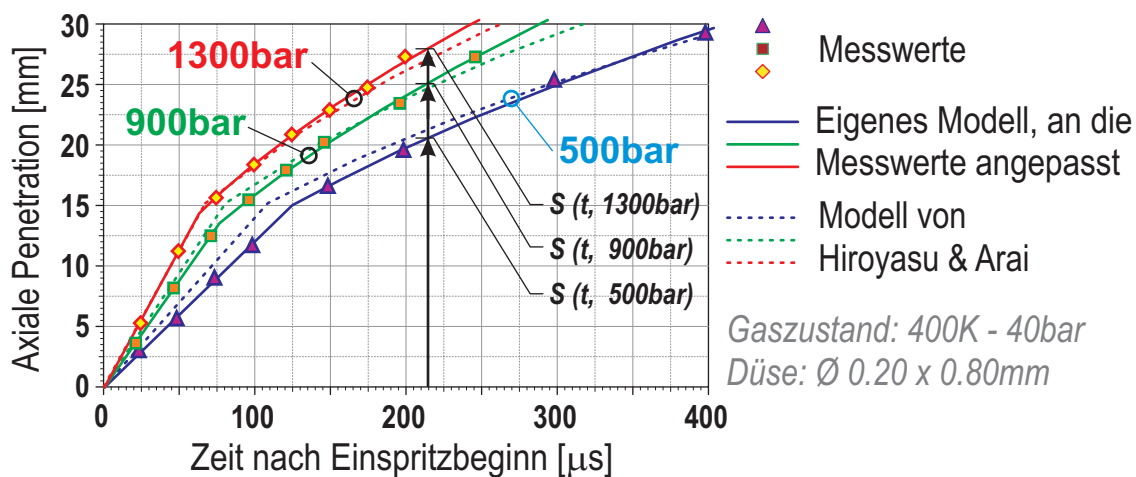


Abb. 5.6: Die korrigierten Messwerte, das in die Messwerte eingepasste eigene Ausbreitungsmodell und der theoretische Penetrationsverlauf gemäss dem Modell von Hiroyasu & Arai.

In Abbildung 5.6 sind nochmals die Penetrationsmesswerte der Abbildung 5.3 eingezeichnet, aber nun korrigiert mit der berechneten düsenspezifischen Verschleppungszeit  $\Delta t_{pen}$ . Die ausgezogenen Linien zeigen das in die Messpunkte gelegte eigene Ausbreitungsmodell (Gleichung 5.2 und 5.3), die gestrichelten Linien zeigen den theoretischen Penetrationsverlauf gemäss dem Modell von Hiroyasu & Arai.



Durch Auswertung der Penetrationsverlaufsmessungen mit jeweils einer einzelnen Parametervariation kann der Einfluss dieses Parameters isoliert werden.

In den Penetrationsverläufen in Abbildung 5.6 kann z.Bsp. der Einfluss des Einspritzdrucks isoliert werden: Ist die Penetration proportional zum Einspritzdruck in der  $x$ -ten Potenz ( $S \propto \Delta p^x$ ), so kann der Einfluss  $x$  des Einspritzdrucks mit der folgenden Gleichung ermittelt werden:

Einfluss des Einspritzdrucks  $p$  im Sinne des Exponenten  $x$  :

$$x = \ln\left(\frac{S(\Delta p_1)}{S(\Delta p_2)}\right) / \ln\left(\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2}\right) \quad (5.5)$$

Alternativ dazu kann die Auswertung auch aufgrund der für jeden einzelnen Penetrationsverlauf ermittelten Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  erfolgen. Dazu müssen aber diese beiden Konstanten bei gleichem Einfluss der Zeit auf die Einspritzstrahlausbreitung (d.h. der Konstanten  $C_3$ ) berechnet werden.

### Axiale Einspritzstrahlausbreitung im düsennahen Bereich

Die Einspritzstrahlausbreitung im düsennahen Bereich wird durch den Impuls der eingespritzten Flüssigkeit dominiert. Die Angriffsfläche für die bremsenden aerodynamischen Kräfte ist gering, der Strahl breitet sich linear mit der Zeit aus.

Die durch den Ansatz in der Gleichung 5.2 berechnete Konstante  $C_1$  (die Strahlgeschwindigkeit) beinhaltet den Einfluss aller Versuchsparameter auf die Einspritzstrahlpenetration im linearen, düsennahen Bereich. Da die Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffs aus der Düse in erster Linie vom Einspritzdruck  $\Delta p$  abhängig ist, kann die Konstante  $C_1$  auch durch den Bezug der theoretischen Strahlgeschwindigkeit nach Bernoulli auf folgende Weise dargestellt werden:

$$\text{Düsennaher Bereich } (t < t_b): \quad S = C_1 \cdot t = C_{Lin} \cdot \left( \frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_F} \right)^{0.5} \cdot t \quad (5.6)$$

Die Konstante  $C_{Lin}$  hat in den bekannten Ausbreitungsmodellen aus der Literatur die folgenden Werte:

$$\text{Hiroyasu \& Arai [42]:} \quad C_{Lin} = 0.39$$

$$\text{Naber \& Siebers [60]:} \quad C_{Lin} = C_v \quad (C_v \approx 0.68 \dots 0.76 [60])$$

Die Auswertung der eigenen Penetrationsmessungen ergibt die folgenden Werte für die Konstante  $C_{Lin}$ :

Konstante $C_{Lin}$	$\Delta p = 500\text{bar}$	$\Delta p = 900\text{bar}$	$\Delta p = 1300\text{bar}$	Ges. Mittelwert
Gaszustand: 400K - 40bar	$0.35 \pm 0.02$	$0.37 \pm 0.03$	$0.38 \pm 0.02$	<b><math>0.37 \pm 0.03</math></b>
Gaszustand: 400K - 80bar	$0.29 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.02$	<b><math>0.30 \pm 0.02</math></b>
Gaszustand: 800K - 40bar	$0.35 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.02$	$0.36 \pm 0.03$	<b><math>0.36 \pm 0.03</math></b>
Gaszustand: 800K - 80bar	$0.31 \pm 0.04$	$0.31 \pm 0.02$	$0.32 \pm 0.01$	<b><math>0.31 \pm 0.03</math></b>

Tab. 5.4: Mittelwert und Standardabweichung der Konstanten  $C_{Lin}$  in Abhängigkeit des Gaszustands und des Einspritzdrucks, jeweils gemittelt über alle vermessenen Düsenspitzen.

Die aus den eigenen Messungen bei 40bar Gasdruck und 400K resp. 800K Gastemperatur ermittelte **Konstante  $C_{Lin}$**  entspricht recht gut dem Wert aus der Arbeit von Hiroyasu & Arai. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die experimentellen Bedingungen in der Arbeit von Hiroyasu & Arai diesen Umgebungsbedingungen am nächsten kommen (Hiroyasu & Arai: Gasdichte im Bereich von 1 bis  $33\text{kg/m}^3$  und Gastemperaturen zwischen 300K und 590K).

Ein Vergleich der gemessenen Einspritzstrahlpenetration mit den theoretischen Verläufen gemäss den Modellen resp. experimentellen Korrelationen von Hiroyasu & Arai resp. Naber & Siebers zeigt Abbildung 5.7 für den düsennahen Bereich:

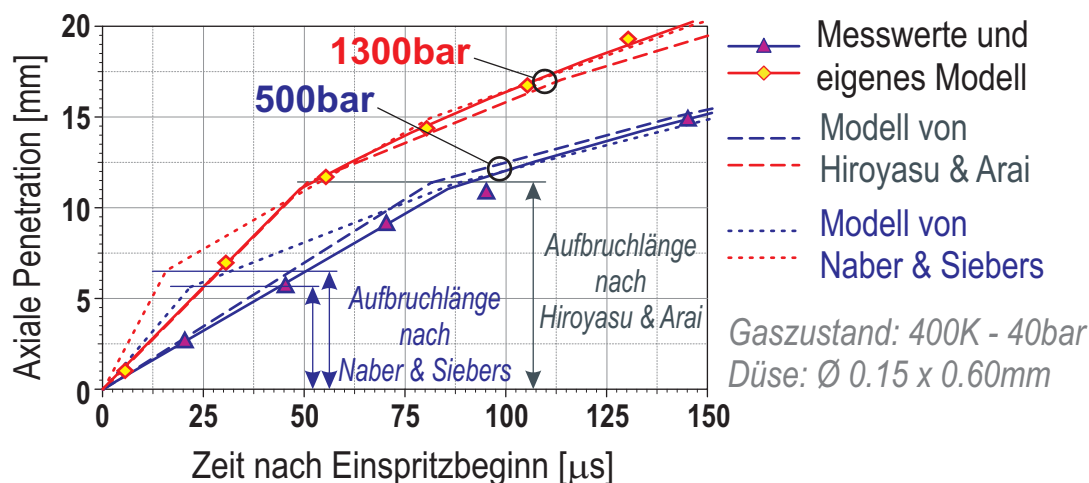


Abb. 5.7: Einspritzstrahlausbreitung im düsennahen Bereich. Vergleich zwischen den Messungen in dieser Arbeit und den Korrelationen von Hiroyasu & Arai resp. Naber & Siebers.

Die **anfängliche Penetrationsgeschwindigkeit** im Modell von Naber & Siebers wird der effektiven Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffs aus dem Düsenloch (gemäss Gleichung 2.8) gleichgesetzt. In den eigenen Messungen, und auch im Modell von Hiroyasu & Arai, ist die anfängliche Strahlgeschwindigkeit nur etwa halb so gross wie im Modell von Naber & Siebers. Dies kann auf folgende Ursachen zurückgeführt werden:

- Die bei den Experimenten von Naber & Siebers eingesetzten Einspritzdüsen öffnen sehr schnell: Die volle Einspritzrate wird in der Regel schon nach  $70\mu\text{s}$  erreicht. Die bei den eigenen Messungen eingesetzten Düsen benötigen dagegen 200 bis  $250\mu\text{s}$  bis die maximale Einspritzrate erreicht wird.
- Dank dieser extrem kurzen Öffnungszeit konnte  $C_v$  in der Arbeit von Naber & Siebers als Konstante behandelt werden. Bei den in dieser Arbeit eingesetzten, nicht speziell für schnelles Öffnen und Schliessen modifizierten Düsen müsste hingegen  $C_v$  als eine Funktion des Nadelhubs eingesetzt werden.

Die **Aufbruchlänge**  $l_b$  markiert den Übergang von der linearen zur schwächer als linearen Strahlausbreitung. Sie charakterisiert den Übergang von der Dominanz der eingespritzten Flüssigkeit zur Dominanz der Gaskräfte (sowohl äussere Kräfte auf den Einspritzstrahl als auch die Wirkung des in den Strahl hinein gesaugten Gases). Die Aufbruchlänge ist in erster Linie vom Düsenlochdurchmesser und der

Gasdichte abhängig und kann gemäss der folgenden allgemeinen Gleichung formuliert werden:

$$\text{Aufbruchlänge } l_b: \quad l_b = C_{Lin, lb} \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \cdot d_0 \quad (5.7)$$

Die Konstante  $C_{Lin, lb}$  enthält im Modell von Naber & Siebers den Flächenkontraktionskoeffizient  $C_a$  der Düse und den Kegelwinkel  $\theta$  des Einspritzstrahls:

$$\text{Hiroyasu \& Arai:} \quad C_{Lin, lb} = 15.8 \quad (5.8)$$

$$\text{Naber \& Siebers:} \quad C_{Lin, lb} = \frac{\sqrt{C_a}}{\alpha \cdot \tan(\theta/2)} \quad (\approx 7 \dots 8 [60]) \quad (5.9)$$

Wie auch in Abbildung 5.7 erkennbar, ist die Aufbruchlänge gemäss dem Modell von Naber & Siebers nur etwa halb so lang wie die aus der Auswertung der eigenen Messungen resultierende resp. gemäss dem Modell von Hiroyasu & Arai berechnete Aufbruchlänge.

Ein Vergleich der aus den eigenen Messungen ermittelten Aufbruchlängen und Aufbruchszeiten mit den entsprechenden Werten aus den Korrelationen von Hiroyasu & Arai ergibt folgendes Bild:

	400K - 40bar	400K - 80bar	800K - 40bar	800K - 80bar
<i>Relative Aufbruchlänge im Vergleich zum Modell von Hiroyasu &amp; Arai</i>	94% ± 8%	105% ± 14%	81% ± 11%	90% ± 10%
<i>Relative Aufbruchszeit im Vergleich zum Modell von Hiroyasu &amp; Arai</i>	101% ± 15%	142% ± 22%	90% ± 15%	113% ± 17%

*Tab. 5.5: Wert und Standardabweichung der aus allen vorliegenden Messungen ermittelten Aufbruchlängen und -zeiten im Vergleich zu den mit dem Modell von Hiroyasu & Arai berechneten Werten.*

Die Abweichung zwischen Messung und dem Modell von Hiroyasu & Arai nimmt zu, je weiter sich die Versuchsbedingungen der eigenen Messungen von den diesem Modell zugrunde liegenden Bedingungen entfernen.

**Einfluss von Gasdruck und Gastemperatur:** Wäre die Konstante  $C_{Lin}$  nur von den Eigenschaften der Düsen resp. des Düsenlochs und den Stoffeigenschaften des Brennstoffs abhängig, so dürfte die Einspritzstrahlpenetration im düsennahen Bereich nicht durch den Gaszustand beeinflusst werden. Dies ist gemäss

Tabelle 5.4 jedoch nicht der Fall. Die Abhängigkeit der Penetration vom Gaszustand kann auf folgende Weise dargestellt werden:

$$\text{Penetration } S: \quad S \propto \rho_{Gas}^x \cdot T_{Gas}^y \quad (5.10)$$

Die Auswertung der Messdaten ergibt folgende Werte für den Einfluss der Gasdichte und der Gastemperatur:

$$\text{Einfluss der Gasdichte } (x): \quad x = -0.29 \quad (\sigma = 0.07)$$

$$\text{Einfluss der Gastemperatur } (y): \quad y = -0.05 \quad (\sigma = 0.08)$$

- Die Gasdichte hat bereits im düsen nahen Bereich einen deutlichen Einfluss auf die Einspritzstrahlpenetration.
- Eine Erhöhung der Gastemperatur führt im Mittel ebenfalls zu einer leichten Reduktion der Strahleindringtiefe. Die Standardabweichung der Messwerte ist aber grösser als der Wert selber, d.h. der Einfluss der Gastemperatur auf die Strahlausbreitung im düsen nahen Gebiet ist statistisch nicht signifikant.

Zusammenfassend lässt sich folgendes über die Einspritzstrahlpenetration im düsen nahen Bereich aussagen:

- Das Penetrationsmodell von Hiroyasu & Arai stimmt mit den Messungen der vorliegenden Arbeit im düsen nahen Bereich recht gut überein, bei vergleichbaren experimentellen Bedingungen sogar sehr gut.
- Das Penetrationsmodell von Naber & Siebers enthält die Düsenkonstanten  $C_a$  und  $C_v$ . Bei den hier eingesetzten Einspritzdüsen können diese Düsenparameter nicht als Konstante betrachtet werden, das Modell lässt sich daher nicht auf die vorliegenden Messungen anwenden.
- Die Auswertung der eigenen Messungen zeigt, dass der Einfluss der Gasdichte auf die Strahlausbreitung im düsen nahen Bereich nicht vernachlässigt werden darf:  $S \propto \rho_{Gas}^{-0.29}$
- Die Gastemperatur (d.h. die Verdampfung) hat im düsen nahen Bereich keinen deutlichen Einfluss auf die Einspritzstrahlausbreitung.
- Im düsen nahen Bereich hat die individuelle Charakteristik der Düsen spitzen (d.h. die Fertigungstoleranzen etc.) einen grossen Einfluss auf die Strahlausbreitung, was sich in anfänglich stark unterschiedlichen Penetrationsverläufen niederschlägt (grosse Unterschiede in den Verschleppungszeiten  $\Delta t_{Pen}$ ).

## Axiale Einspritzstrahlausbreitung im düsenfernen Bereich

Mit zunehmender Distanz von der Einspritzdüse wird die Einspritzstrahlausbreitung immer mehr durch die Wechselwirkung zwischen dem eingespritzten Brennstoff und dem Gas im Brennraum dominiert. Durch den Kegelwinkel des Strahls vergrößert sich die Angriffsfläche für die bremsenden aerodynamischen Kräfte mit zunehmendem Abstand von der Düsen Spitze. Der Einspritzstrahl muss das vor ihm liegende Gas verdrängen, gleichzeitig saugt er im hinteren Bereich des Strahlkegels viel Gas aus der Umgebung in sich hinein.

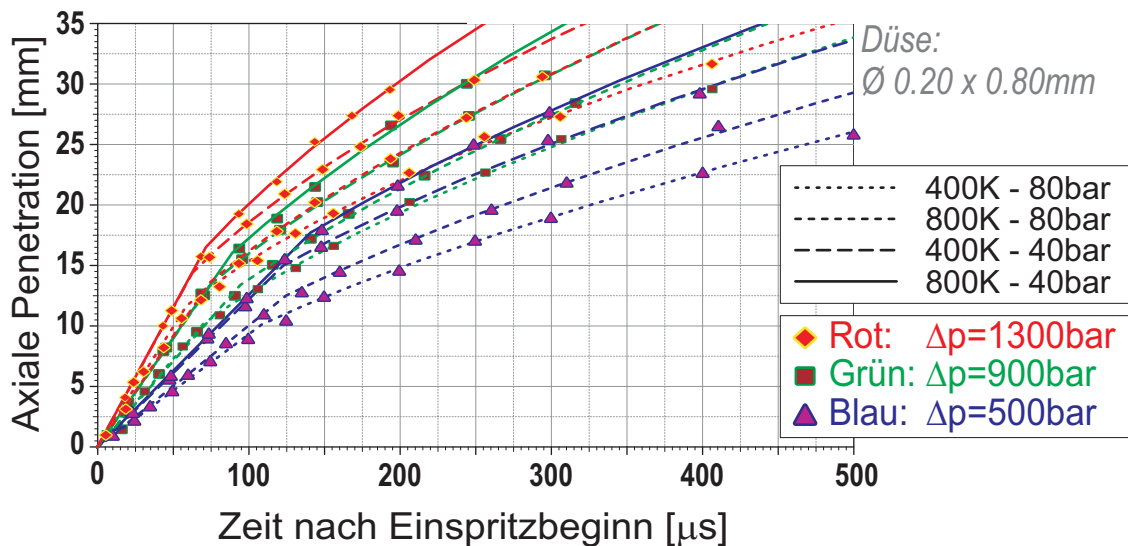


Abb. 5.8: Gemessene Penetrationsverläufe bei unterschiedlichen Gaszuständen und Einspritzdrücken am Beispiel der Düse Nr. 2 (Ø 0.20 x 0.80mm).

Abbildung 5.8 zeigt alle gemessenen Penetrationsverläufe einer einzelnen Düsen Spitze. Eingezeichnet sind neben den einzelnen Messwerten auch die in diese Punkte eingepasste Einspritzstrahlausbreitung gemäss den Gleichungen 5.2 und 5.3. Von rechts unten nach links oben betrachtet finden sich die Penetrationsverläufe bei konstantem Einspritzdruck immer in folgender Reihenfolge der Gaszustände: 400K-80bar, 800K-80bar, 400K-40bar, 800K-40bar, d.h. den grössten Einfluss hat die Gasdichte, dann folgt die Gastemperatur.

Der **Einfluss der Zeit** (die Konstante  $C_3$  in der Gleichung 5.3,  $S \propto t^{C_3}$ ) auf die Ausbreitung des Einspritzstrahls in den Messungen zeigt Tabelle 5.6:

Bei den eigenen Messungen erfolgt die Einspritzstrahlausbreitung etwas schneller als in den Modellen aus der Literatur (Messung: Mittelwert = 0.58, Literatur: 0.50 bis 0.57, Tabelle 2.2). Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass der in dieser Arbeit beobachtbare Teil der Einspritzstrahlpenetration (von 0 bis 32.5mm) noch zu stark vom fließenden Übergang zwischen dem linearen und dem abgebremsten

Ausbreitungsbereich beeinflusst wird. Für alle weiteren Berechnungen wurde der Einfluss der Zeit durch die Konstante  $C_3 = 0.58$  festgelegt.

	400K - 40bar	400K - 80bar	800K - 40bar	800K - 80bar	Mittelwert
<i>Einfluss der Zeit</i> ( $S \propto t^{C_3}$ )	$0.55 \pm 7\%$	$0.57 \pm 5\%$	$0.60 \pm 7\%$	$0.59 \pm 9\%$	<b>0.58</b>

Tab. 5.6: Einfluss der Zeit auf die Einspritzstrahlausbreitung im düsenfernen Bereich, gemittelt über alle Düsenpitzen und Einspritzdrücke (der Einfluss der Zeit ist nicht vom Einspritzdruck abhängig).

Aus der Konstanten  $C_2$  der Gleichung 5.3 kann der Einfluss des **Einspritzdrucks**, der **Gasdichte** und der **Gastemperatur** auf die Einspritzstrahlpenetration im düsenfernen Gebiet abgeleitet werden:

$$\text{Penetration } S: \quad S \propto \Delta p^x \cdot \rho_{Gas}^y \cdot T_{Gas}^z \quad (5.11)$$

$$\text{Einfluss des Einspritzdrucks (x):} \quad x = 0.31 \quad (\sigma = 0.05)$$

$$\text{Einfluss der Gasdichte (y):} \quad y = -0.30 \quad (\sigma = 0.05)$$

$$\text{Einfluss der Gastemperatur (z):} \quad z = -0.15 \quad (\sigma = 0.05)$$

Der **Einspritzdruck** hat in den eigenen Messungen einen ähnlichen Einfluss auf den Penetrationsverlauf wie in der Untersuchung von Varde & Popa (0.30, [98]). Die meisten anderen Arbeiten bewerten den Einfluss des Einspritzdrucks etwas schwächer mit einem Exponenten im Bereich von 0.25 bis 0.27 (Tabelle 2.2).

Die Wirkung der **Gasdichte** auf die Einspritzstrahlpenetration wird in den Messungen durch einen Exponenten von -0.30 festgelegt. Die meisten in der Literatur zu findenden Werte liegen im Bereich von -0.25, Arrègle et al. [5] bewerten den Einfluss der Gasdichte mit -0.41, Varde & Popa [98] sogar mit -0.50.

Die **Gastemperatur** wird in den in der Literatur vorhandenen Modellen nur von Dent [20] explizit getrennt von der Gasdichte berücksichtigt, verglichen mit den eigenen Messungen allerdings deutlich stärker durch einen Exponenten von -0.25.

**Einfluss der Düsengeometrie auf die Einspritzstrahlausbreitung:** Der Düsenlochdurchmesser variiert bei den Messungen nur in einem kleinen Bereich ( $T_{\text{Gas}} = 400\text{K} : \varnothing 0.15 - \varnothing 0.20\text{mm}$ ,  $T_{\text{Gas}} = 800\text{K} : \varnothing 0.15 - \varnothing 0.25\text{mm}$ ). Das Verhältnis von Düsenlochlänge zum Lochdurchmesser wurde bei den Düsen spitzen mit  $\varnothing 0.15\text{mm}$  und  $\varnothing 0.20\text{mm}$  zwischen  $l/d = 3, 4$  und  $5$  variiert.

Die Auswertung der Messdaten im düsenfernen Bereich ergibt folgende Abhängigkeiten:

$$\text{Penetration } S: \quad S \propto d_0^x \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^y \quad (5.12)$$

*Einfluss des Lochdurchmessers (x):*  $x = 0.39$  ( $\sigma = 0.11$ )

*Einfluss der  $l/d$  Verhältnisses (y):*  $y = 0.03$  ( $\sigma = 0.11$ )

Der **Düsenlochdurchmesser  $d_0$**  beeinflusst in den eigenen Messungen den Penetrationsverlauf durch einen Exponenten von 0.39, in der Literatur finden sich Exponenten im Bereich von 0.37 bis 0.50. Die grosse Streuung der Messwerte ( $\sigma = 0.11$ ) zeigt einerseits, dass die Bandbreite der eingesetzten Lochdurchmesser (kalt: Faktor 1.3, heiss: Faktor 1.7) nicht ausreicht für eine genauere Bestimmung des Einflusses. Andererseits macht sie auch deutlich, dass u.U. minimale Unterschiede in der Fertigung resp. Fertigungsqualität der Düsen spitzen einen grösseren Einfluss auf die Einspritzstrahlausbreitung haben können wie die Variation der eigentlichen Abmessungen des Düsenlochs.

Das **Verhältnis der Lochlänge zum Lochdurchmesser  $l/d$**  hat in den Messungen keinen erkennbaren Einfluss auf die Einspritzstrahlausbreitung.

Wie beim Einfluss des Düsenlochdurchmessers ist die Streuung der Messwerte relativ gross ( $\sigma = 0.11$ ).

Abbildung 5.9 zeigt einen Vergleich der gemessenen Penetrationsverläufe mit einigen Modellen aus der Literatur bei gleicher Gasdichte, aber unterschiedlichen Gastemperaturen:

- Bei 400K Gastemperatur liegen die gemessenen Einspritzstrahlpenetrationen und alle Modelle aus der Literatur im Bereich der Aufbruchlänge (nach 12mm) nahe beieinander. Erst weiter von der Düse entfernt zeigt sich, dass die



in der Literatur angegebenen Penetrationsverläufe hinter den Messwerten zurückbleiben.

- Die Penetrationsverläufe nach den Modellen von Hiroyasu & Arai, Naber & Siebers und Dent unterscheiden sich (im düsenfernen Bereich) nur wenig.
- Bei gleicher Gasdichte, aber 800K Gastemperatur sind die gemessenen Penetrationslängen durch den Einfluss der Verdampfung kürzer als im kalten Fall. Im düsenfernen Bereich ist die Übereinstimmung mit den theoretischen Verläufen gemäss Hiroyasu & Arai und Naber & Siebers nun sehr gut.
- Das Modell von Dent, das als einziges die Gastemperatur explizit berücksichtigt, überschätzt den Einfluss der Verdampfung bei einer Gastemperatur von 800K: Im Vergleich zu den Messungen fällt der theoretische Penetrationsverlauf viel zu kurz aus.

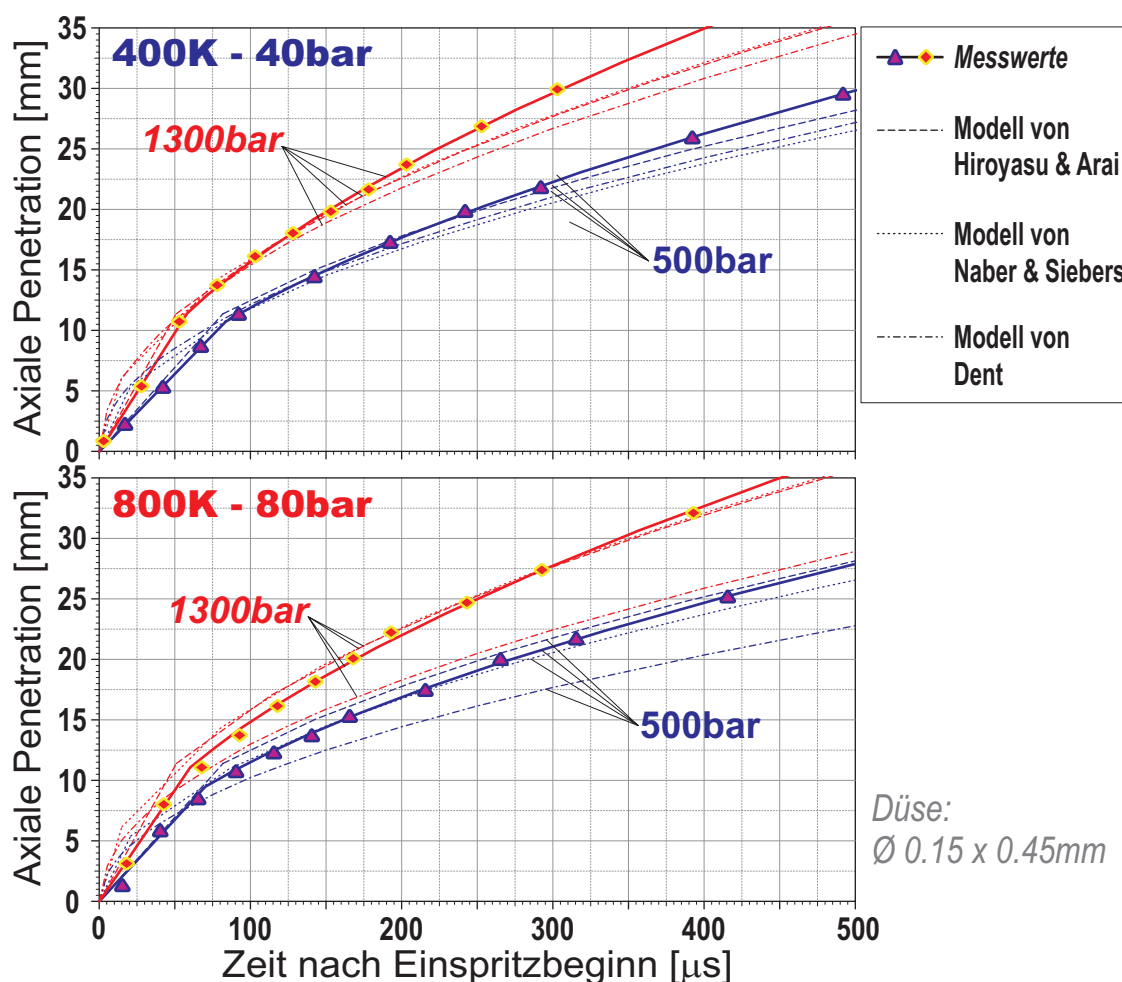


Abb. 5.9: Gemessene und theoretische Penetrationsverläufe, Düsenspitze Nr. 4 ( $\varnothing 0.15 \times 0.45\text{mm}$ ), Gaszustand 400K-40bar resp. 800K-80bar.

Zusammenfassend lässt sich folgendes über die axiale Einspritzstrahlausbreitung der flüssigen Phase im düsenfernen Bereich (bis 32.5mm Abstand) aussagen:

- Die Modelle von Hiroyasu & Arai resp. Naber & Siebers zeigen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Penetrationsverläufen bei hohen Gasdichten und hohen Gastemperaturen (400K-80bar, 800K-80bar). Bei tieferen Gasdrücken wird die Penetration im Vergleich zu den eigenen Messwerten unterschätzt.
- Der Einfluss der Gastemperatur ist bei den eigenen Messungen im Vergleich zum Modell von Dent geringer (Messungen:  $S \propto T^{-0.15}$ , Dent:  $S \propto T^{-0.25}$ ).
- Die Einspritzstrahlpenetration ist in den vorliegenden Messungen etwas stärker vom Einspritzdruck abhängig als im Durchschnitt der Literaturwerte (Messung:  $S \propto \Delta p^{0.31}$ , Literatur:  $S \propto \Delta p^{0.25}$  bis  $S \propto \Delta p^{0.30}$ ).
- Auch der Einfluss der Gasdichte schlägt sich in den eigenen Messungen in einer ähnlichen Größenordnung wie in den Literaturangaben nieder (Messung:  $S \propto \rho^{-0.30}$ , Literatur:  $S \propto \rho^{-0.25}$ , in Einzelfällen bis  $S \propto \rho^{-0.50}$ ).
- Der Einfluss des Düsenlochdurchmessers  $d_0$  ist bei den vorliegenden Messungen kleiner als die Werte aus der Literatur (Messung:  $S \propto d_0^{0.39}$ , Literatur:  $S \propto d_0^{0.46}$  bis  $S \propto d_0^{0.59}$  und einen Einzelfall mit  $S \propto d_0^{0.37}$ ).
- Das Verhältnis von Lochlänge zu Lochdurchmesser hat keinen Einfluss auf die Einspritzstrahlpenetration.

Die beiden letzten Punkte (Beeinflussung der Penetration durch die Einspritzdüsengeometrie) müssen mit Vorsicht behandelt werden, da die Standardabweichung der Messwerte jeweils sehr gross ist: Dies einerseits da die untersuchten Größen in einem relativ engen Bereich variiert wurden, aber andererseits auch durch den Umstand, dass schon kleinste Unterschiede bei der Fertigung (d.h. die Ausführungsqualität) der Düsen Spitzen resp. der Düsenlöcher zu grösseren Variationen des Einspritzstrahlverhaltens führen können als die Unterschiede der Düsenlochabmessungen an sich.

## Die Länge des flüssigen Einspritzstrahls unter verdampfenden Bedingungen

Wie im Abschnitt “Einspritzstrahl-Penetration unter verdampfenden Bedingungen:” auf Seite 26 erwähnt, stellt sich im Verlauf der Einspritzung ein Gleichgewicht zwischen der Einspritzrate und der Verdampfungsrate im Strahl ein - die Penetrationslänge der flüssigen Phase erreicht einen maximalen Wert und bleibt von da an konstant.

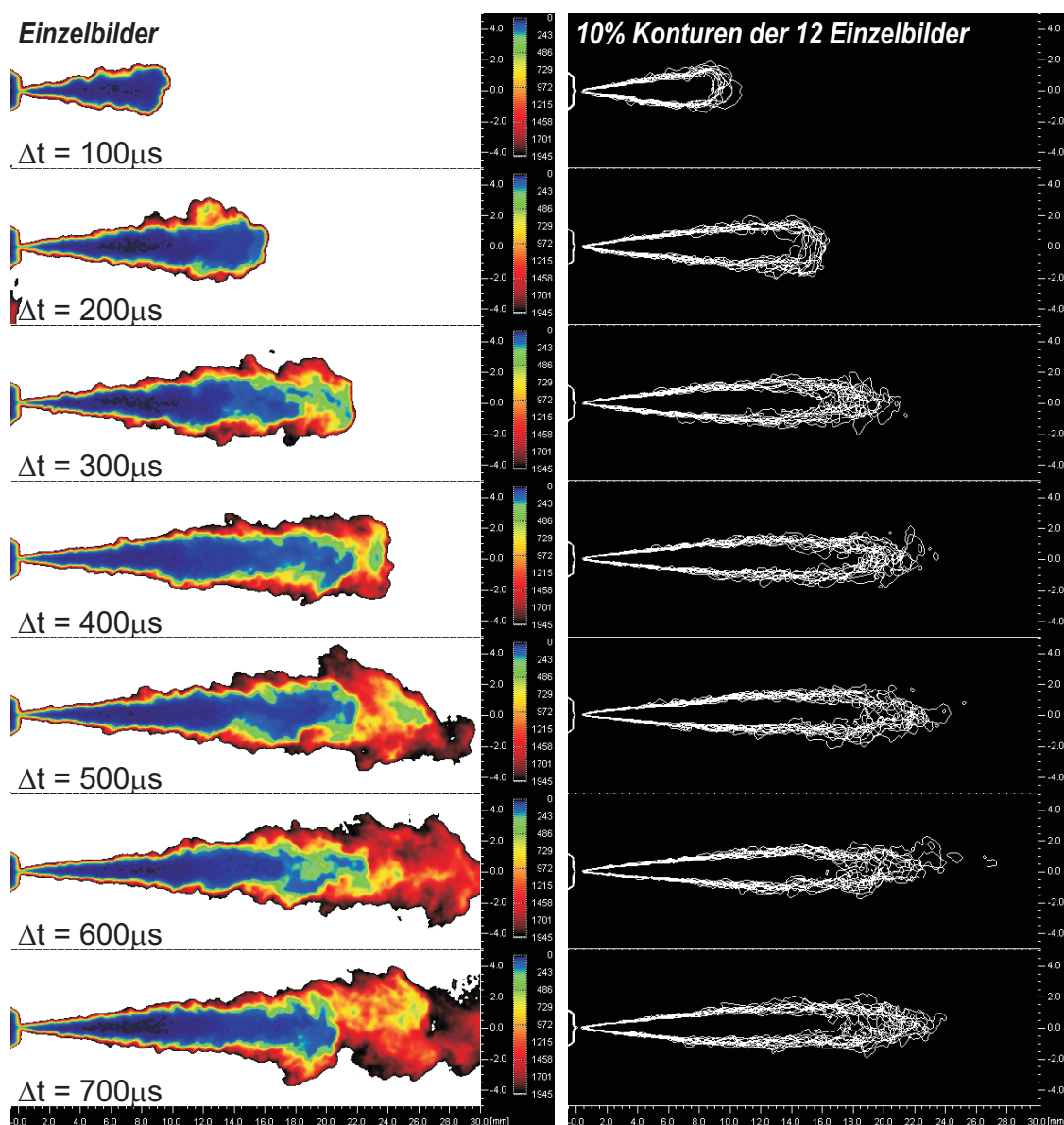


Abb. 5.10: Schattenbilder und 10% Konturen (*dichter Strahlkern*) von verdampfenden Einspritzstrahlen. Gaszustand: 800K-80bar, Einspritzdruck  $\Delta p = 500\text{bar}$ , Düse Nr. 1 ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ).

Die Penetrationslänge der flüssigen Phase im Gleichgewichtszustand kann in den vorliegenden Messungen nicht direkt beobachtet werden, da der sichtbare Strahl-ausschnitt (0 bis 32.5mm) zu kurz ist.

Die maximale Penetrationslänge des dichten Strahlkerns (der 10% Kontur, Seite 62) liegt hingegen bei einem Gaszustand von 800K - 80bar im beobachtbaren Bereich. In Abbildung 5.10 sind auf der linken Seite die Schattenbilder einzelner Einspritzungen dargestellt, die weissen Konturlinien rechts davon markieren jeweils die Ausdehnung des dichten Strahlkerns aller Einspritzungen zum selben Zeitpunkt. (Die 10% Kontur des dichten Strahlkerns entspricht in den Schattenbil-dern auf der linken Seite dem Übergang von den blauen zu den grünen Farbtönen).

- Bis 200 $\mu$ s nach Einspritzbeginn zeigen die Schattenbilder einen kompakten, zusammenhängenden Einspritzstrahl.
- Im Schattenbild nach 200 $\mu$ s ist der Dichte- resp. Intensitätsgradient in der Strahlspitze bereits deutlich reduziert.
- Nach 300 $\mu$ s Einspritzdauer beginnt sich der kompakte Einspritzstrahl an der Strahlspitze aufzulösen. Die Penetration des Strahls (der 95% Kontur) setzt sich weiter fort, aber die mittlere Tropfendichte im vorderen Teil des Strahls ist nur noch gering (Gelb-Rot-Schwarze Bereiche).
- Deutlich zu sehen sind auch hier wieder die "Inseln" mit hohem Flüssigkeits-anteil resp. Tropfendichte, die aus dem dichten Strahlkern treten und die Ein-spritzstrahlausbreitung vorantreiben (Grün-Blaue Bereiche).
- Die 10% Konturlinien im rechten Teil der Abbildung zeigen, dass die Penetra-tion des dichten Strahlteils nach etwa 500 $\mu$ s ihr Maximum erreicht hat und im weiteren Verlauf der Einspritzung konstant bleibt.

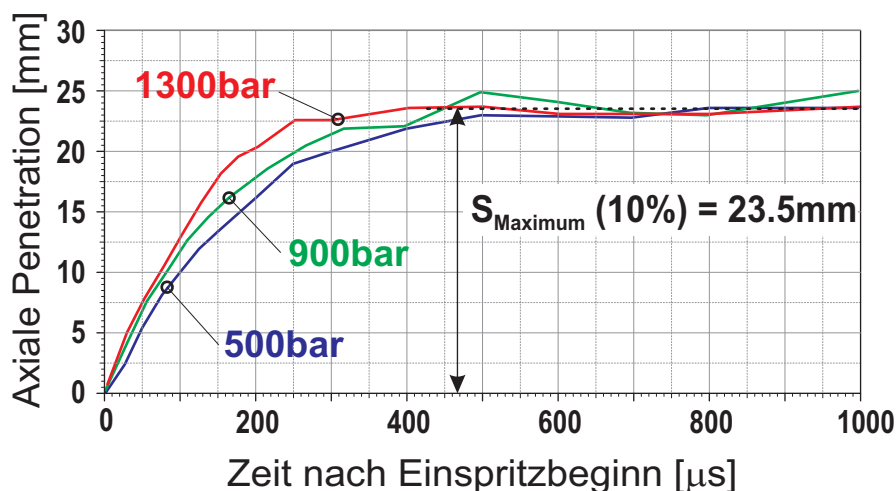


Abb. 5.11: Axiale Einspritzstrahlpenetration des dichten Strahlkerns (10% Kon-tur). Gaszustand: 800K-80bar, Düse Nr. 1 ( $\varnothing$  0.15 x 0.60mm).

Abbildung 5.11 zeigt die gemessenen Penetrationsverläufe des dichten Strahlkerns in Abhängigkeit vom Einspritzdruck (die Messdaten sind von der gleichen Einspritzdüse wie die Schattenbilder in Abbildung 5.10): Die maximale Länge des flüssigen Einspritzstrahls ist nicht abhängig vom Einspritzdruck (Siebers [85], Seite 26). Dies zeigt sich hier auch deutlich für die maximale Länge des dichten Strahlkerns (10% Kontur).

Dies hat eine grosse Bedeutung für die Diesel-Einspritztechnik: Eine Erhöhung des Einspritzdrucks führt nicht zu einem längeren flüssigen Einspritzstrahl - daher erhöht sich die Gefahr der unerwünschten Brennraumwandbenetzung durch die flüssige Phase des Einspritzstrahls nicht.

### 5.1.3 Einspritzstrahl-Kegelwinkel

Der Kegelwinkel  $\theta$  des Einspritzstrahls bestimmt massgeblich die in den Einspritzstrahl eingesogene Luftmenge (*air entrainment*). Die unter motorischen Bedingungen heisse Luft liefert die notwendige Energie für die Verdampfung des flüssig eingespritzten Brennstoffs sowie den Sauerstoff für die Zündung und Verbrennung des Gemischs. Die Gasströmung in den Strahl hinein wird durch den Impulsaustausch zwischen den schnellen Brennstofftropfen und dem Gas angetrieben, grössere Tropfen brechen durch die dabei auftretenden aerodynamischen Kräfte auf.

Die wichtigsten Modelle aus der Literatur im Bezug auf den Kegelwinkel von Einspritzstrahlen sind im ersten Teil dieser Arbeit im Abschnitt "Ausbreitung des Einspritzstrahls" auf Seite 32 zu finden.

### Zeitliche Entwicklung des Strahlkegelwinkels unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen

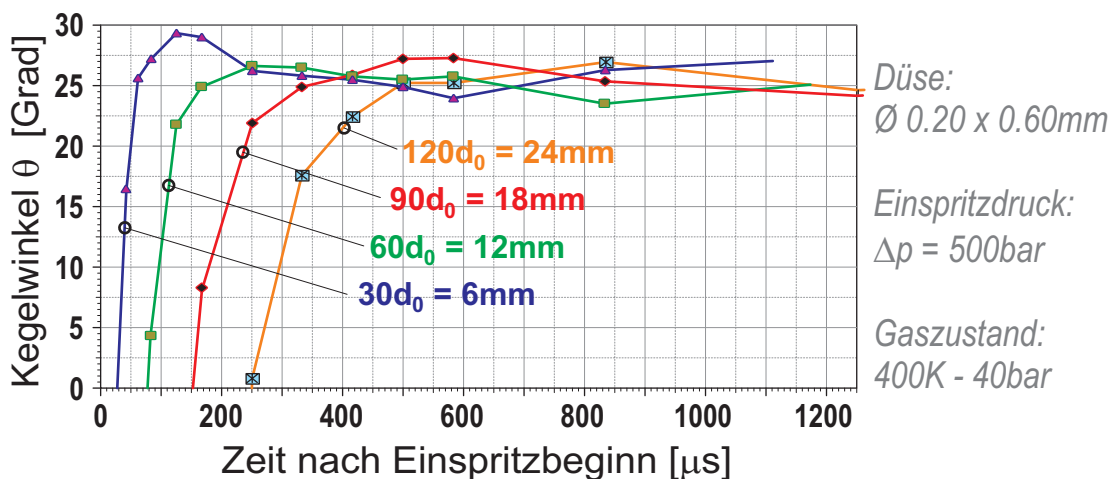


Abb. 5.12: Zeitlicher Verlauf des Einspritzstrahlkegelwinkels unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen.

Abbildung 5.12 zeigt den Verlauf des Strahlkegelwinkels in Abhängigkeit der Zeit an unterschiedlichen axialen Positionen im Einspritzstrahl:

- Die Spitze des Einspritzstrahls muss das Gas vor sich verdrängen und wird daher durch den Luftwiderstand in die Breite gedrückt.
- Der Einspritzstrahl im hinteren Bereich des Strahlkegels saugt Gas aus der Umgebung in sich hinein. Durch diese im Verlauf der Einspritzung intensiver werdende, in den Strahl hinein gerichtete Gasströmung wird der Strahl schlanker, der Kegelwinkel sinkt mit der Zeit ab.

- Die nahe an der Düsen Spitze deutliche Ausprägung der Strahlspitze verliert sich mit zunehmendem Abstand von der Düse.
- Da die in den Strahl gerichtete Gasströmung in der Nähe der Düsen Spitze am stärksten ist, nimmt der Kegelwinkel des Einspritzstrahls mit zunehmendem axialem Abstand von der Düsen Spitze leicht zu.

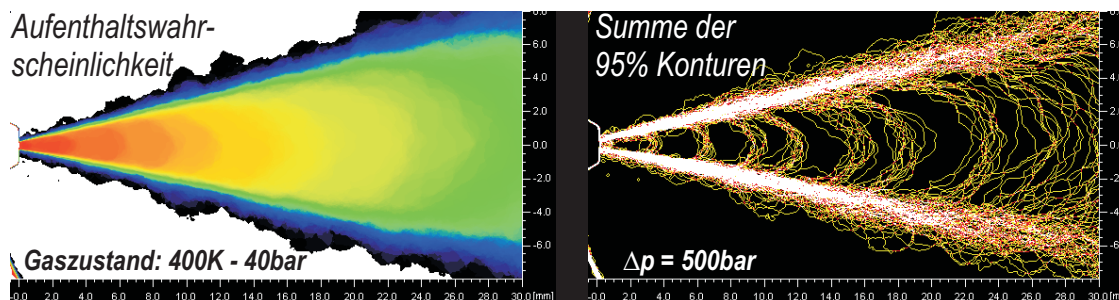


Abb. 5.13: Aufenthaltswahrscheinlichkeit und Konturen aller Schattenbilder der Einspritzstrahlen der Düse Nr.5 ( $\varnothing 0.20 \times 0.60\text{mm}$ ) unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen.

Dass der Kegelwinkel des Einspritzstrahls unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen relativ konstant ist zeigt auch die Abbildung 5.13. Im linken Teil der Abbildung entspricht die Färbung der Graphik der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Einspritzstrahls betrachtet über die ganze Einspritzdauer (alle Schattenbilder). Im weissen Gebiet ist nie eine Strahlkontur vorhanden, der Übergang von schwarz-blau nach gelb-rot entspricht einer zunehmenden Aufenthaltswahrscheinlichkeit an der jeweiligen Stelle (die unregelmässigen, von Zyklus zu Zyklus stark variierenden Strahlränder sind gut an den schwarzen Flächen erkennbar). Der rechte Teil der Abbildung 5.13 zeigt die Summe aller Strahlkonturen. Der mittlere Kegelwinkel ist in der linken Abbildung an der blauen Zone sichtbar (50% Aufenthaltswahrscheinlichkeit), in der rechten Abbildung entspricht dies der weissen Fläche.

### Zeitliche Entwicklung des Strahlkegelwinkels unter verdampfenden Umgebungsbedingungen

Abbildung 5.14 zeigt den zeitlichen Verlauf der Strahlkegelwinkels der flüssigen Phase bei der gleichen Gasdichte wie in Abbildung 5.13, aber bei 800K Gastemperatur:

- Die Verdampfung hat auf den Kegelwinkel des flüssigen Einspritzstrahls einen grossen Einfluss: Bereits bei einem axialen Abstand von  $30 \cdot d_0 = 6\text{mm}$  ist der Kegelwinkel (resp. die Strahlbreite) um 7% kleiner als im nicht verdampfenden Fall.

- Die breite Strahlspitze ist auch hier deutlich erkennbar, wie im nicht verdampfenden Fall verliert sie weiter von der Düsenspitze weg an Deutlichkeit.

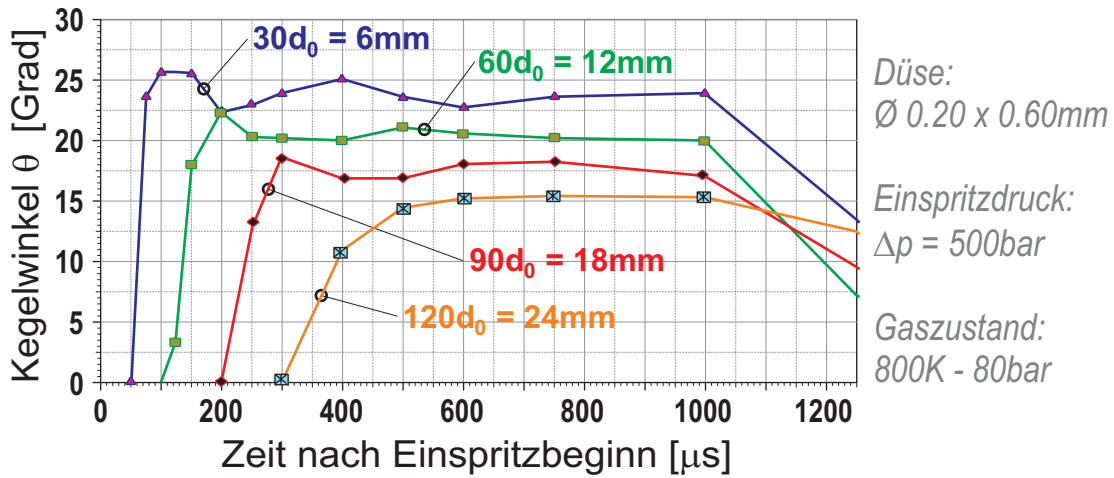


Abb. 5.14: Zeitlicher Verlauf des Einspritzstrahlkegelwinkels (flüssige Phase) unter verdampfenden Umgebungsbedingungen, Düse Nr. 5 (Ø 0.20 x 0.60mm).

- Erwartungsgemäss gewinnt die Verdampfung mit zunehmender Distanz von der Düsenspitze an Einfluss: Die Strahlbreite und damit der Kegelwinkel der flüssigen Phase nimmt stark ab.

Auch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Strahls und die Strahlkonturen in Abbildung 5.15 zeigen den grossen Einfluss der Verdampfung.

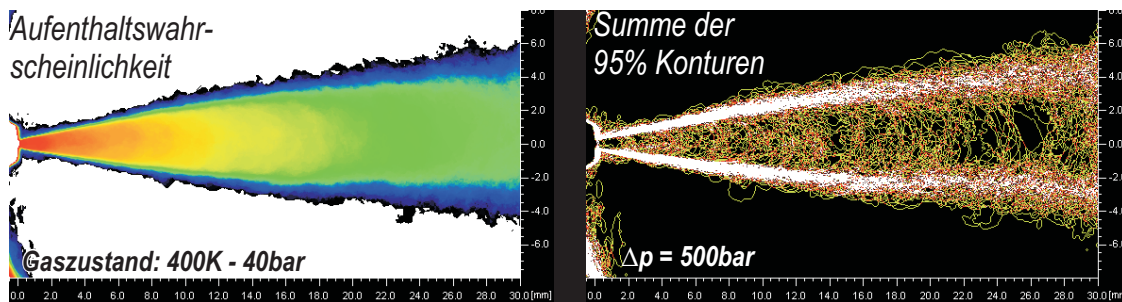


Abb. 5.15: Aufenthaltswahrscheinlichkeit und Konturen aller Schattenbilder der Einspritzstrahlen der Düse Nr.5 (Ø 0.20 x 0.60mm) unter verdampfenden Umgebungsbedingungen.



## **Einfluss der Versuchsparameter auf den Strahlkegelwinkel der Einspritzstrahlen**

In vielen früheren Untersuchungen wurde der Kegelwinkel des Einspritzstrahls mittels photographischen Aufnahmen (ähnlich Abbildungen 5.13 und 5.15) von Auge ausgemessen. Dies hatte zur Folge, dass der Messwert je nach Experimentator unterschiedlich ausfiel und zudem kaum reproduziert werden konnte.

In dieser Arbeit wird der Kegelwinkel anhand fester Regeln bestimmt (Abschnitt "Festlegung der Einspritzstrahlkonturen" auf Seite 62, Definition des Kegelwinkels: Seite 83), der Messwert ist dadurch reproduzierbar. Durch die Anwendung derselben Regeln auf Schattenbilder aus anderen (zukünftigen) Experimenten können die Messwerte auch mit diesen Auswertungen verglichen werden.

Die auch im linken Teil der Abbildung 5.13 gut sichtbare Welligkeit der seitlichen Strahlränder führt bei der Bestimmung der Einspritzstrahlbreite zu einer grossen Streuung der Messwerte: Ohne Glättung der Strahlkonturen haben die einzelnen Messwerte (d.h. der Kegelwinkel des Strahls bei einem bestimmten Zeitschritt) eine Standardabweichung in der Grössenordnung von 12% des Nennwerts. Durch die Glättung der Strahlkonturen kann die Streuung der Messwerte auf 7% des Nennwerts reduziert werden<sup>1</sup>.

Die Abhängigkeit des Strahlkegelwinkels von den Versuchsparametern kann gemäss der folgenden Formel beschrieben werden:

$$\text{Kegelwinkel } \theta: \quad \theta \propto \rho_{Gas}^w \cdot \Delta p^x \cdot d_0^y \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^z \quad (5.13)$$

### **Nicht verdampfende Umgebungsbedingungen:**

<i>Einfluss der Gasdichte (w):</i>	w = 0.20	( $\sigma = 0.05$ )
<i>Einfluss des Einspritzdrucks (x):</i>	x = -0.10	( $\sigma = 0.04$ )
<i>Einfluss des Lochdurchmessers (y):</i>	y = 0.28	( $\sigma = 0.21$ )
<i>Einfluss der <math>l/d</math> Verhältnisses (z):</i>	z = -0.14	( $\sigma = 0.13$ )

### **Verdampfende Umgebungsbedingungen:**

<i>Einfluss der Gasdichte (w):</i>	w = 0.17	( $\sigma = 0.04$ )
<i>Einfluss des Einspritzdrucks (x):</i>	x = -0.11	( $\sigma = 0.05$ )
<i>Einfluss des Lochdurchmessers (y):</i>	y = 0.04	( $\sigma = 0.21$ )
<i>Einfluss der <math>l/d</math> Verhältnisses (z):</i>	z = -0.07	( $\sigma = 0.13$ )

---

1. Für die folgenden quantitativen Auswertung der Kegelwinkel wurden die Strahlkonturen immer geglättet.

Die **Gasdichte** hat unter verdampfenden und nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen einen vergleichbaren Einfluss auf den Strahlkegelwinkel. Der Exponent von 0.20 (nicht verdampfend) resp. 0.17 (verdampfend) liegt im Mittelfeld der entsprechenden Werte aus der Literatur (0.10 bis 0.50).

Eine Erhöhung des **Einspritzdrucks** führt in den vorliegenden Messungen zu einer Reduktion des Strahlkegelwinkels (Exponent -0.10 resp -0.11). Dies im Gegensatz zu den Modellen aus der Literatur (Tabelle 2.3 auf Seite 33), die den Einspritzdruck berücksichtigen (Exponenten von 0.25 bis 0.35)! Die meisten Modelle in der Literatur berücksichtigen den Einspritzdruck aber nicht, d.h. er hat keinen Einfluss auf den Strahlkegelwinkel. Da der Einspritzdruck über die Einspritzstrahlgeschwindigkeit eine grosse Wirkung auf die induzierte Gasströmung ausübt, beruht die Abhängigkeit des Strahlkegelwinkels vom Einspritzdruck unter Umständen teilweise auf dem versuchsspezifischen Einfluss des jeweils eingesetzten Versuchsträgers.

Die Geometrie der Düsen Spitze, d.h. der **Lochdurchmesser**  $d_0$  und das Verhältnis von **Lochlänge zu Lochdurchmesser**  $l/d$ , wirkt sich je nach Gastemperatur unterschiedlich auf den Kegelwinkel des Strahls aus: Unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen ist der Einfluss des Lochdurchmesser  $d_0$  (Exponent 0.28) und des Verhältnisses  $l/d$  (Exponent -0.14) stärker als unter verdampfenden Umgebungsbedingungen (Exponent  $d_0 = 0.04$ ,  $l/d = -0.07$ ). Offenbar ist der Lochdurchmesser ein Parameter, welcher sich auf den dichten, weniger der Verdampfung ausgesetzten Strahlkern (sichtbar in den Schattenbildern unter verdampfenden Umgebungsbedingungen) weniger stark auswirkt als auf die weniger dichten, mehr dem Einfluss der Verdampfung ausgesetzten äusseren Einspritzstrahlzonen (sichtbar unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen).

Allerdings ist die Streuung der Messwerte im Bezug auf den Einfluss der Düsengeometrie sehr gross, die individuellen Unterschiede in der Fertigung resp. Fertigungsqualität der Düsen spitzen können den Einfluss der eigentlichen Variation in den Düsenlochabmessungen überdecken.

## 5.2 Tropfengrößen und Geschwindigkeiten

Die Qualität der dieselmotorischen Gemischbildung ist abhängig von der Größenverteilung der Tropfen im Einspritzstrahl: Je kleiner der mittlere Tropfendurchmesser im Strahlkegel, desto grösser ist die für den Wärmeübergang und die Verdampfung der Flüssigkeit zur Verfügung stehende Fläche.

Die Tropfengrößen und Geschwindigkeiten wurden in dieser Arbeit mit der PDA Messtechnik an verschiedenen Punkten im Einspritzstrahl bestimmt (Beschreibung der Messtechnik auf Seite 66).

Der gemessene Tropfengrößenbereich bewegt sich zwischen  $\varnothing 0.5\mu\text{m}$  und  $\varnothing 25\mu\text{m}$  in verdampfenden resp. zwischen  $\varnothing 0.5\mu\text{m}$  und  $\varnothing 40\mu\text{m}$  in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen. Die untere Grenze wird nicht durch die Tropfengrößenverteilung im Einspritzstrahl bestimmt, sondern folgt aus den technischen Grenzen der PDA Messtechnik. Dies zeigt sich in den Tropfengrößenhistogrammen, welche in den kleinsten Größenklassen ( $\varnothing > 0.5\mu\text{m}$ ) noch sehr viele Tropfen beinhalten. Die vergleichsweise grossen Tropfen am oberen Ende des Grössenspektrums treten hingegen nur vereinzelt auf.

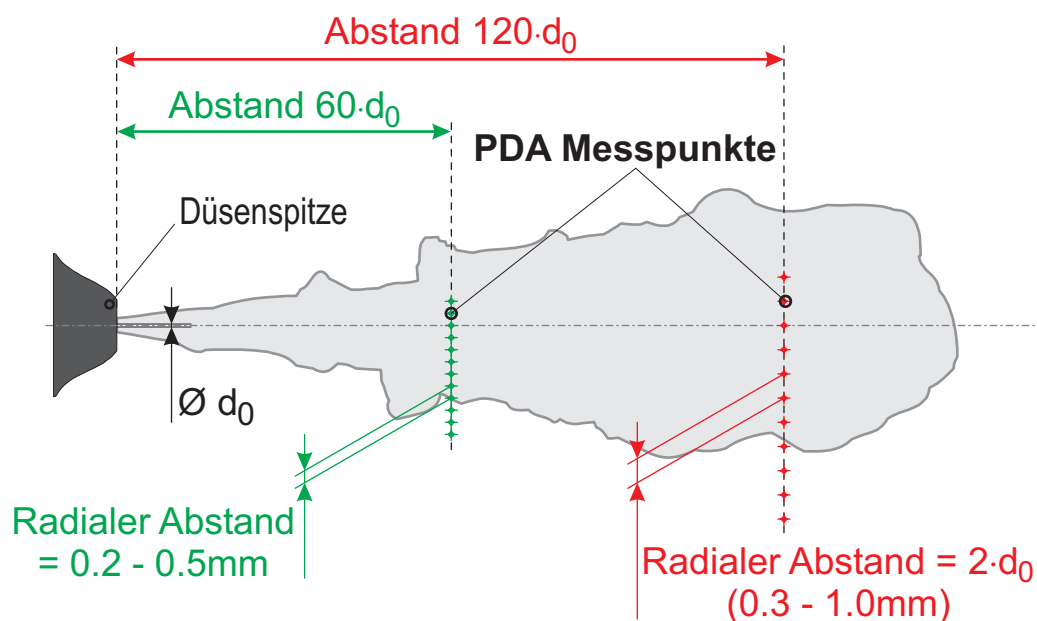


Abb. 5.16: Positionen der PDA Messpunkte im Einspritzstrahl.

**Messpunkte:** Die Einspritzstrahlen wurden jeweils an zwei axialen Positionen vermessen (Abbildung 5.16). Bei  $120 \cdot d_0$  axialem Abstand weisen die Messpunkte einen radialen Abstand von  $2 \cdot d_0$  auf, bei  $60 \cdot d_0$  beträgt der radiale Abstand zwischen  $1 \cdot d_0$  und  $1.5 \cdot d_0$ .

**Datenauswertung:** Bei PDA Messungen zieht der Einspritzstrahl an einem ortsfesten Beobachter vorbei, daher fallen die Messdaten zeitabhängig an.

Die über viele Zyklen gesammelten Messwerte der einzelnen Tropfen werden über Zeitschritte von typischerweise 50 bis 100 $\mu$ s Dauer gemittelt (Seite 81). Zeitschritte, in denen weniger als 10 Messwerte vorhanden sind werden für die weitere Auswertung verworfen.

### 5.2.1 Tropfengrößen und Geschwindigkeiten unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen

Unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen sind PDA Messungen nur bis zu einer gewissen Tiefe im Einspritzstrahl möglich, da der Einspritzstrahl optisch sehr dicht ist (siehe auch Abschnitt "Fehler und Grenzen der PDA Messtechnik" auf Seite 76). Die Tropfendichte im Einspritzstrahl und damit auch die Schwierigkeiten bei den PDA Messungen nehmen mit steigendem Einspritzdruck und steigender Gasdichte weiter zu.

Abbildung 5.17 zeigt eine einzelne PDA Messung in einem nicht verdampfenden Einspritzstrahl. Die grünen Balken stellen die maximalen und minimalen Messwerte pro Zeitschritt dar, die blauen Balken grenzen die Bandbreite der Standardabweichung der Messwerte um den rot eingezeichneten Mittelwert ein. Die einzelnen Messwerte sind als gelbe Punkte eingetragen.

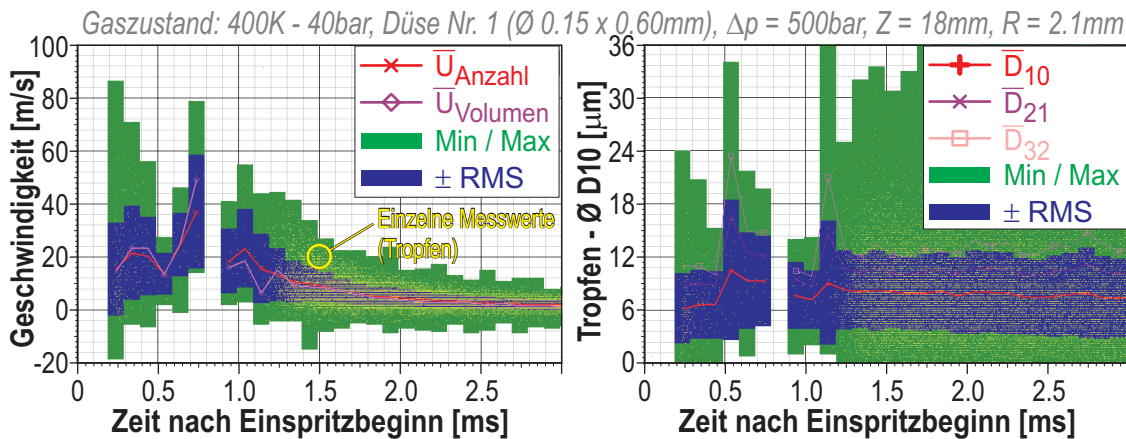


Abb. 5.17: Beispiel einer PDA Messung in einem nicht verdampfenden Einspritzstrahl.

Die plötzliche Zunahme der gemessenen Tropfenzahlen pro Zeitschritt markiert das Ende der Einspritzung (nach 1.2ms). Die Strahlgeschwindigkeit nimmt zu diesem Zeitpunkt rasch ab, die Tropfengeschwindigkeiten sinken auf die Geschwindigkeit der vom Einspritzstrahl zuvor induzierten Gasströmung. Auch die effektive Tropfendichte im Strahl fällt zu diesem Zeitpunkt abrupt ab. Sowohl die

kleineren Tropfengeschwindigkeiten als auch die reduzierte Tropfendichte im Strahl bewirken eine deutliche Verbesserung der Messbarkeit für die PDA Messtechnik, was trotz absolut reduzierter Tropfendichte im Einspritzstrahl eine Zunahme der gemessenen Tropfenzahl bewirkt.

An diesem Messpunkt im Einspritzstrahl (axialer Abstand von der Düsen Spitze = 18mm, radialer Abstand von der Strahlachse = 2.1mm) kann das PDA während der Hauptphase der Einspritzung (d.h. während der effektiven Einspritzdauer) nur wenige Tropfen messen. Da unter diesen Bedingungen die Messbarkeit der Tropfen bei steigender Tropfengeschwindigkeit tendenziell abnimmt, dürfte die PDA Messung die effektive mittlere Tropfengeschwindigkeit im Einspritzstrahl unterschätzen.

### Tropfengrößen und Geschwindigkeiten in einem radialen Schnitt

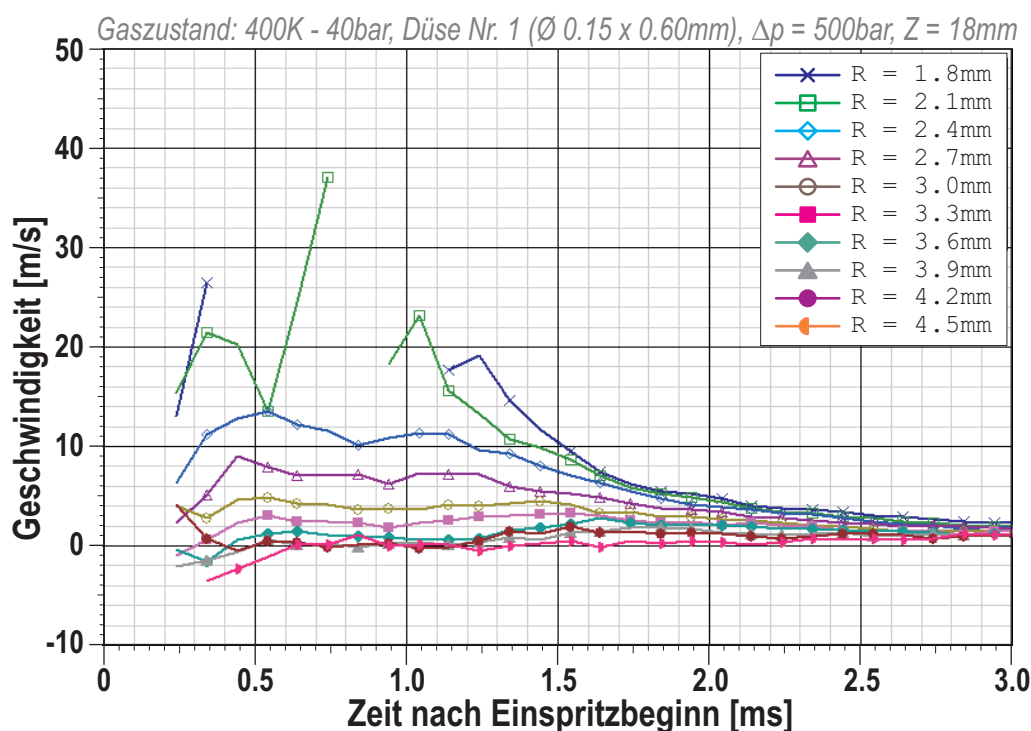


Abb. 5.18: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten in einem radialen Scan durch den Einspritzstrahl, axialer Abstand =  $120 \cdot d_0 = 18\text{mm}$ , nicht verdampfende Umgebungsbedingungen.

In Abbildung 5.18 ist die mittleren Tropfengeschwindigkeiten in einem radialen Scan durch den Einspritzstrahl über der Zeit aufgetragen.

Erst ab einem radialen Abstand von der Strahlachse von 2.4mm und mehr sind während der Hauptphase der Einspritzung durchgehend Messungen möglich. Nä-

her an der Strahlachse sind erst nach dem ‐Vorbeiflug‐ des Hauptstrahls Messwerte vorhanden.

Gegen Ende der Einspritzung (nach 1.2ms) reduziert sich offenbar die mittlere Tropfengeschwindigkeit rasch auf das Geschwindigkeitsniveau der vorher vom Einspritzstrahl induzierten Gasströmung. Die Gasströmung wird darauf kontinuierlich langsamer bis zum Stillstand nach einigen Millisekunden.

Die Geschwindigkeit der Tröpfchen an der Einspritzstrahlspitze steigt im Verlauf der Einspritzung umso schneller an, je näher der Messpunkt an der Strahlachse liegt. Die unmittelbar zuvorderst liegenden Tröpfchen werden durch den Luftwiderstand jeweils in kurzer Zeit abgebremst, weisen also nur eine geringe mittlere Geschwindigkeit auf. Unmittelbar dahinter folgen aber laufend wesentlich schnellere Tropfen, die aber kurz darauf selber zuvorderst sind und nun ihrerseits rasch abgebremst werden.

Ab einem radialen Abstand von der Strahlachse von 3.3mm und mehr ist die mittlere Tropfengeschwindigkeit in der Abbildung 5.18 zu Beginn der Einspritzung negativ, die Tröpfchen bewegen sich also an dieser Stelle zunächst zurück in Richtung der Einspritzdüse. Die ersten Tröpfchen an diesen Messpunkten stammen aus der zu diesem Zeitpunkt bereits weiter vorgerückten Strahlspitze. Sie wurden dort vom von der Strahlspitze verdrängten Gas mitgerissen, das den Einspritzstrahl in Richtung der Düsen Spitze umströmt (der Strahl verdrängt das Gas vor sich und saugt im hinteren Teil des Strahlkegels Gas aus der Umgebung in sich hinein).

Diese Rückschlüsse auf die vom Strahl induzierte Gasströmung sind nur möglich, da der feine, die ‐Hauptmasse‐ des Einspritzstrahls umgebende Tropfennebel unter diesen Bedingungen nicht verdampft und somit von der PDA Messtechnik erfasst werden kann.

Der Verlauf der mittleren Tropfendurchmesser  $D_{10}$  in der Abbildung 5.19 zeigt keine Abhängigkeit von der radialen Position des Messpunkts.

Die kleinsten Tröpfchen befinden sich an der Strahlspitze. Dort sind vermutlich die Relativgeschwindigkeiten zwischen den Tropfen und dem Gas am grössten, was einen intensiven sekundären Tropfenzerfall durch aerodynamische Kräfte bewirkt.

Bis zum Einspritzende nach 1.2ms steigt der mittlere Tropfendurchmesser  $D_{10}$  von  $6\mu\text{m}$  auf  $8\mu\text{m}$  an. Dies kann einerseits darauf zurückgeführt werden, dass durch die Beschleunigung der vom Strahl induzierten Gasströmung die Relativgeschwindigkeit zwischen den Tropfen und der Gasströmung sinkt, weshalb die maximal möglichen stabilen Tropfendurchmesser grösser werden. Andererseits kann

es im dichten Tropfennebel im Strahl auch zum Tropfenwachstum durch Koagulation kommen (Verschmelzung von kollidierenden Tropfen).

Das Tropfengrössenhistogramm in der rechten oberen Ecke der Abbildung 5.19 enthält nur die während der Hauptphase der Einspritzung gemessenen Tropfen. Das Histogramm zeigt, dass die gemessenen Tropfenzahlen bei einem radialen Abstand von der Strahlachse von 3mm am grössten sind, d.h. der Kompromiss zwischen der nach aussen abnehmenden effektiven Tropfendichte im Strahl und der gleichzeitig zunehmenden Messbarkeit durch das PDA ist an dieser Stelle optimal.

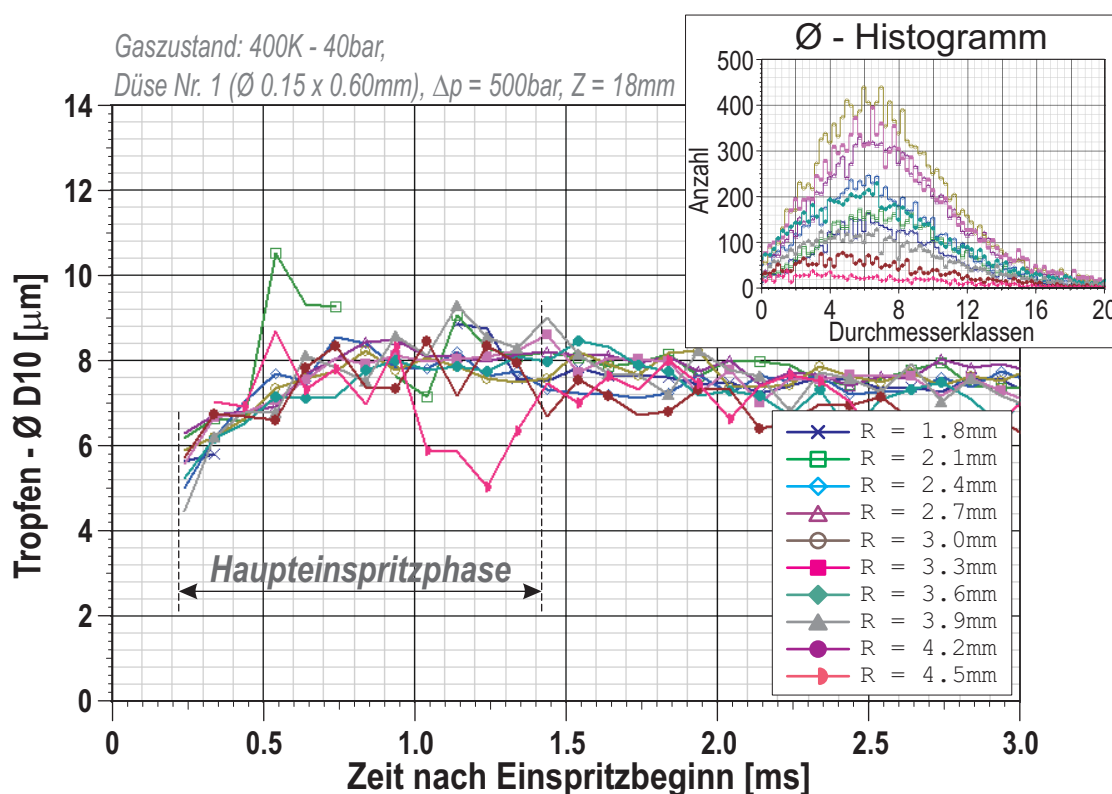


Abb. 5.19: Tropfendurchmesser  $D_{10}$  in einem radialen Scan durch den Einspritzstrahl, axialer Abstand =  $120 \cdot d_0 = 18$ mm, nicht verdampfende Umgebungsbedingungen. Das Histogramm beruht nur auf den während der Hauptphase der Einspritzung gemessenen Tropfen.

### Überlagerung von Schattenbild und PDA Messungen

Abbildung 5.20 zeigt eine Überlagerung der PDA Messungen mit den entsprechenden Schattenbildern des Einspritzstrahls. Die Abstufung der Graustufen in den Schattenbildern von Schwarz nach Weiss entspricht einer abnehmenden Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Strahls an der entsprechenden Stelle beim aktuel-

len Zeitschritt (Schwarz = immer eine Strahlkontur vorhanden, Weiss = nie, d.h. Hintergrund).

Der Zeitpunkt der linken Abbildung ist so gewählt, dass der Einspritzstrahl eben die Messpunkte erreicht. Aus den PDA Messungen ist erkennbar wie die Strahlspitze das (feine Tröpfchen enthaltende) Gas vor sich verdrängt. Die mittleren Tropfengeschwindigkeiten sind zum Teil senkrecht nach aussen gerichtet, ganz am Rand weist der Geschwindigkeitsvektor sogar leicht zurück in Richtung der Einspritzdüse (wie es auch an den Geschwindigkeitsverläufen der äussersten Messpunkte in Abbildung 5.18 erkennbar ist).

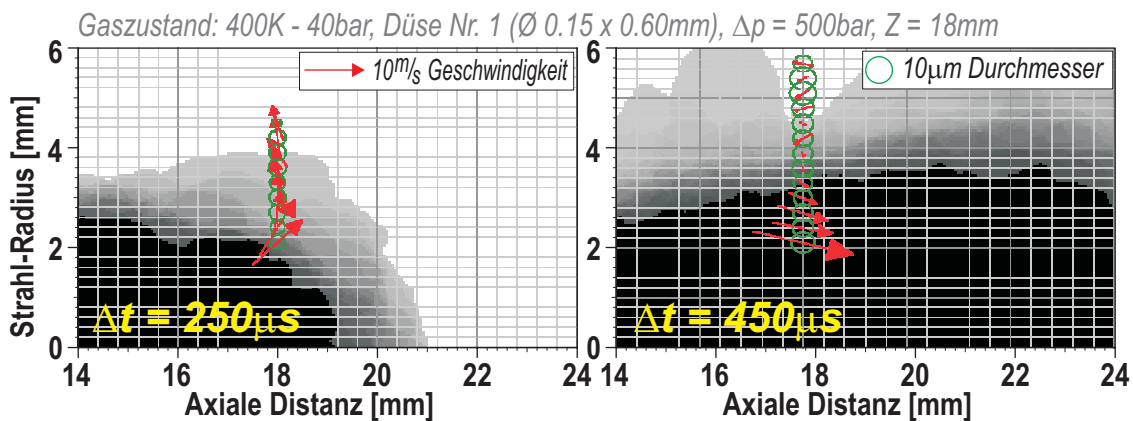


Abb. 5.20: Vergleich Schattenbilder und zweidimensionale PDA Messungen bei einem axialen Abstand von  $120 \cdot d_0 = 18$ mm. Nicht verdampfende Umgebungsbedingungen.

Im rechten Teil der Abbildung 5.20 hat sich die Strahlspitze bereits weit von den Messpunkten entfernt. Die Tropfengeschwindigkeiten an den äussersten Messpunkten zeigen in Richtung der Einspritzdüse - d.h. die Tropfen an diesen Messpunkten charakterisieren die induzierte Gasströmung um den Einspritzstrahl herum. Auch im inneren des Einspritzstrahls sind die mittleren Geschwindigkeitsvektoren trotz der kegelförmigen Ausbreitung des Einspritzstrahls immer nach innen gerichtet, dies auch wenn die Gewichtung für die Mittelwertbildung nicht über die Tropfenzahl sondern über das Tropfenvolumen erfolgt!

Diese Diskrepanz zwischen der kegelförmigen Ausbreitung des Einspritzstrahls und der Richtung der mittleren Tropfengeschwindigkeiten in den PDA Messungen ist ein weiterer Hinweis auf die Art des Flüssigkeitstransports vom Strahlkern an die Strahloberfläche: Erfolgt dieser nicht durch eine Tröpfchenströmung, sondern durch beim Aufbrechen des Strahlkerns entstehende, nach aussen geschleuderte grössere Flüssigkeitselemente oder sehr dichte "Tropfencluster", so können sie nicht mit der PDA Messtechnik erfasst werden: Sie sind zu dicht oder die darin enthaltenen grossen Tropfen sind zu stark deformiert.



### Vergleich zu Messungen bei $60 \cdot d_0$ Abstand von der Düse

Der Einspritzstrahl ist näher an der Einspritzdüse sowohl dichter als auch schneller - beides erschwert PDA Messungen zusätzlich, so dass die "Sichtweite" in den Strahl hinein weiter abnimmt.

In Abbildung 5.21 ist wie zuvor in Abbildung 5.20 eine Überlagerung der aus den Schattenbildern berechneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Strahlkonturen mit den entsprechenden zweidimensionalen PDA Messungen abgebildet, hier bei einem axialen Abstand von der Düsen spitze von  $60 \cdot d_0 = 9\text{mm}$ .

In der Hauptphase der Einspritzung (im linken Teil der Abbildung) ist die mittlere Tropfengeschwindigkeit am Strahlrand senkrecht in den Strahl hinein gerichtet - auch hier weisen die gemessenen Tropfengeschwindigkeiten auf die Richtung der induzierten Gasströmung hin. Der grosse Geschwindigkeitsgradient zwischen den zwei innersten Messpunkten deutet darauf hin, dass sich der Rand des eigentlichen Einspritzstrahls im Bereich dieser Messpunkte befindet.

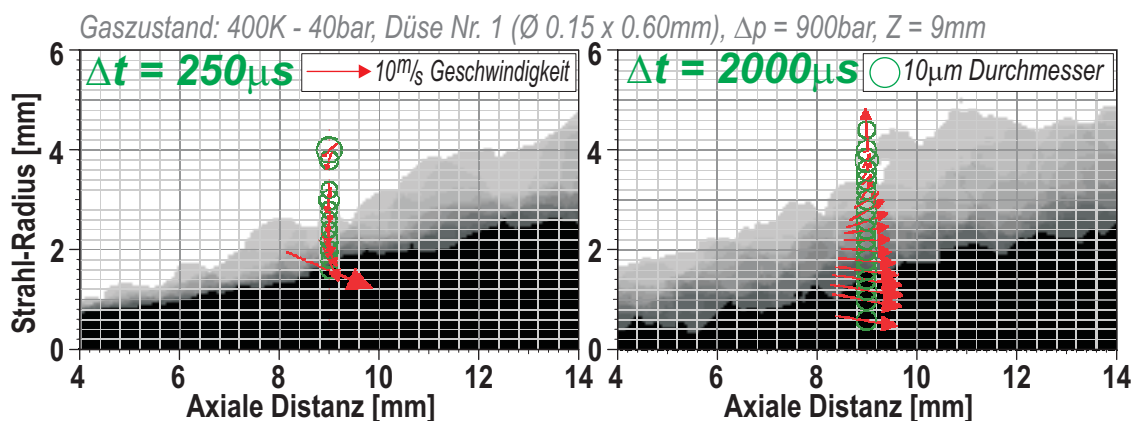


Abb. 5.21: Vergleich Schattenbilder und zweidimensionale PDA Messungen bei einem axialen Abstand von  $60 \cdot d_0 = 9\text{mm}$ . Nicht verdampfende Umgebungsbedingungen.

Der rechte Teil der Abbildung 5.21 zeigt den nach dem Einspritzende im Raum zurückbleibenden Tropfennebel. Da die induzierte Gasströmung nicht mehr durch den Einspritzstrahl angetrieben wird, schwächt sie sich rasch ab. Das radiale Geschwindigkeitsprofil der Strömung wird breiter, ganz am Rand deuten die Geschwindigkeitsvektoren (und einzelne Strahlkonturen) auf torusförmige Wirbel um den Einspritzstrahl hin.

### Einfluss des Einspritzdrucks auf die Tropfengrößen

Der Einfluss des Einspritzdrucks auf die Tropfengrößen in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen ist in Abbildung 5.22 dargestellt: Links in Form der mittleren Durchmesser  $D_{10}$  im zeitlichen Verlauf der Einspritzung, rechts die entsprechen-

den normalisierten Tropfengrössenhistogramme (berechnet nur mit den im Verlauf der Haupteinspritzphase gemessenen Tropfen).

Die Tropfengrössen bei Einspritzdrücken von  $\Delta p = 900\text{bar}$  und  $\Delta p = 1300\text{bar}$  liegen im Bereich von  $6\mu\text{m}$  und unterscheiden sich nur wenig. Beim niedrigsten Einspritzdruck von  $\Delta p = 500\text{bar}$  sind die Tropfen dagegen deutlich grösser (durchschnittliche Grösse  $8\mu\text{m}$ ).

Die Tropfengrössenhistogramme zeigen, dass bei einem Einspritzdruck von  $500\text{bar}$  deutlich mehr Tropfen in den Durchmesserklassen oberhalb von  $10\mu\text{m}$  vorhanden sind als bei höheren Einspritzdrücken. Tiefe Einspritzdrücke bedeuten eine geringere kinetische Energie der Tropfen, die nicht mehr für einen weiteren Aufbruch durch aerodynamische Kräfte ausreicht.

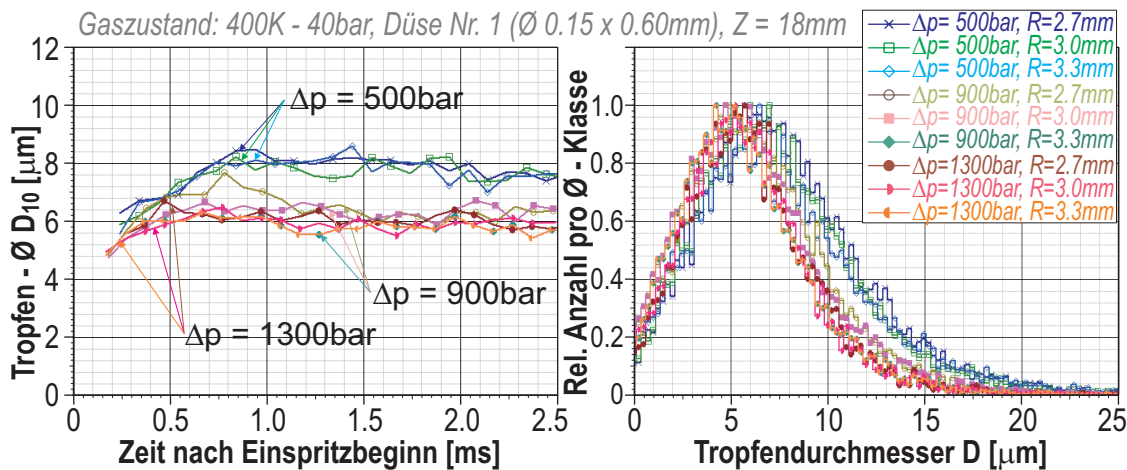


Abb. 5.22: Vergleich der Tropfengrössen  $D_{10}$  bei unterschiedlichen Einspritzdrücken, nicht verdampfende Einspritzstrahlen.

## Einfluss des Düsenlochdurchmessers und der Gasdichte auf die Tropfengrössen

Abbildung 5.23 zeigt den Einfluss der Gasdichte resp. des Düsenlochdurchmessers auf die Tropfengrössenverteilungen.

Bei nicht verdampfenden Einspritzstrahlen hat weder eine Verdoppelung der Gasdichte, noch eine Änderung des Düsenlochdurchmessers von  $0.15\text{mm}$  auf  $0.20\text{mm}$  einen erkennbaren Einfluss auf die gemessenen Tropfengrössen. (Die Korrelationen aus der Literatur (Seite 36) bewerten den Einfluss der Gasdichte im Mittel neutral, erwarten aber bei einer Vergrößerung des Einspritzlochs übereinstimmend ein Anstieg des mittleren Tropfendurchmessers).

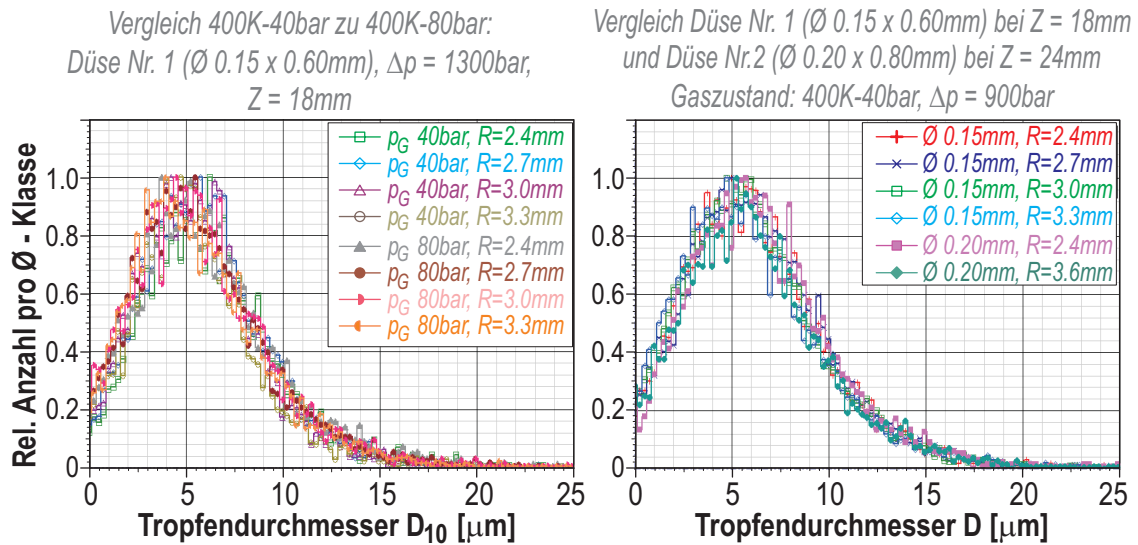


Abb. 5.23: Links: Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengrößenverteilung. Rechts: Einfluss des Düsenlochdurchmessers auf die Tropfengrößenverteilung. Nicht verdampfende Einspritzstrahlen.

### Korrelation zwischen der Tropfengeschwindigkeit und dem Tropfendurchmesser

Abbildung 5.24 zeigt die Korrelation zwischen Tropfengeschwindigkeit und Tropfendurchmesser am Strahlrand eines nicht verdampfenden Einspritzstrahls

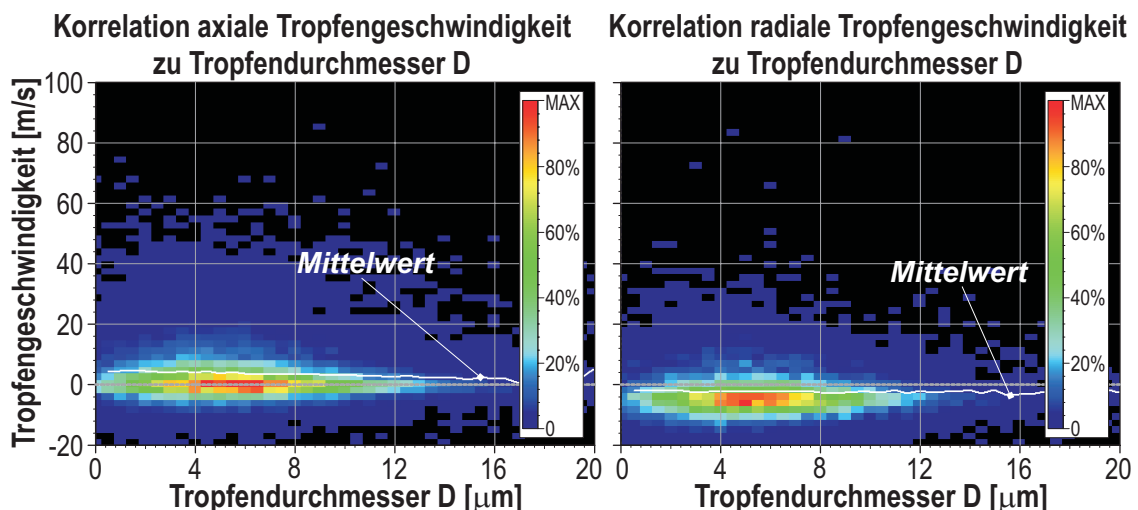


Abb. 5.24: Korrelation zwischen den axialen und radialen Tropfengeschwindigkeiten und den Tropfengrößen, nicht verdampfende Einspritzstrahlen. Düse Nr. 1 ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ),  $\Delta p = 900\text{bar}$ , Gaszustand = 400K, 40bar.

(Radius  $\geq 2.4\text{mm}$ ). Die weisse Kurve stellt die gemittelte Tropfengeschwindigkeit bei der jeweiligen Tropfengrösse dar. Sowohl die axialen wie auch die radialen Tropfengeschwindigkeiten zeigen keine Abhängigkeit von der Tropfengrösse.

### Zusammenstellung der mittleren Tropfengrössen unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen:

<b>400K - 40bar</b> (Alle Durchmesser in $\mu\text{m}$ )	Am Strahlrand		
	$D_{10}$	$D_{21}$	$D_{32}$
$\Delta p = 500\text{bar}$	7.6	10.3	13.0
<b>Düse Nr. 1</b> ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	6.3	8.7	11.0
$\Delta p = 1300\text{bar}$	6.0	8.0	10.1
$\Delta p = 500\text{bar}$	7.8	10.2	12.5
<b>Düse Nr. 2</b> ( $\varnothing 0.20 \times 0.80\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	6.6	8.8	11.2
$\Delta p = 1300\text{bar}$	6.2	8.1	10.0

Tab. 5.7: Durchschnittliche mittlere Tropfendurchmesser während der Haupteinspritzphase unter nicht verdampfenden Bedingungen.  
Gasdruck = 40bar (Gasdichte =  $33.7\text{kg/m}^3$ )

Die Tabellen 5.7 und 5.8 enthalten die während der Haupteinspritzphase gemessenen mittleren Tropfendurchmesser bei einem axialen Abstand von  $120 \cdot d_0$  von der Düsenspitze. Die Messwerte wurden über die Einspritzdauer gemittelt, da der mittlere Tropfendurchmesser im Verlauf der Einspritzung ansteigt. Die radiale Variation der Tropfengrössen unter nicht verdampfenden Bedingungen ist gering.

<b>400K - 80bar</b> (Alle Durchmesser in $\mu\text{m}$ )	<b>Am Strahlrand</b>		
	$D_{10}$	$D_{21}$	$D_{32}$
$\Delta p = 500\text{bar}$	7.7	10.6	13.4
<b>Düse Nr. 1</b> ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	6.9	9.4	12.1
$\Delta p = 1300\text{bar}$	5.9	8.2	10.6
$\Delta p = 500\text{bar}$	8.4	11.6	14.7
<b>Düse Nr. 2</b> ( $\varnothing 0.20 \times 0.80\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	7.4	10.1	13.0
$\Delta p = 1300\text{bar}$	6.2	8.7	11.4

*Tab. 5.8: Durchschnittliche mittlere Tropfendurchmesser während der Haupteinspritzphase unter nicht verdampfenden Bedingungen. Gasdruck = 80bar (Gasdichte =  $67.4\text{kg/m}^3$ )*

## 5.2.2 Tropfengrößen und Geschwindigkeiten unter verdampfenden Bedingungen

Wie auch aus den Schattenbilder ersichtlich sind Einspritzstrahlen unter verdampfenden Bedingungen (bei 800K Gastemperatur) optisch wesentlich weniger dicht als unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen. Die vielen kleinen Tröpfchen, die in der Umgebung von nicht verdampfenden Einspritzstrahlen vorhanden sind (und durch die induzierte Gasströmung von der Strahlspitze weg in Richtung Einspritzdüse verfrachtet werden), verdampfen bei hohen Gastemperaturen sehr schnell. Durch die besseren Messbedingungen sind PDA Messungen in verdampfenden Einspritzstrahlen in der Regel bis ins Zentrum der Einspritzstrahlen hinein möglich.

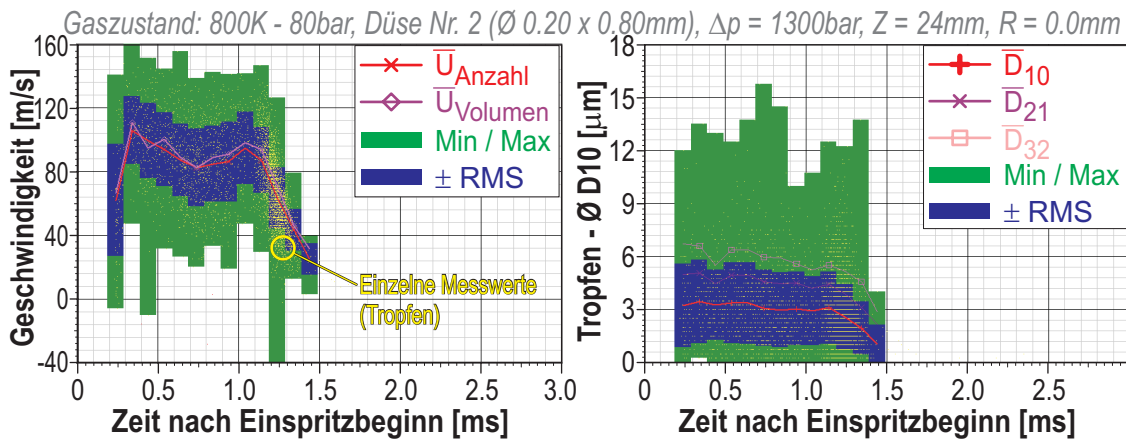


Abb. 5.25: Beispiel einer PDA Messung in einem verdampfenden Einspritzstrahl.

Ein Beispiel einer einzelnen PDA Messung auf der Strahlachse eines verdampfenden Einspritzstrahls zeigt Abbildung 5.25. Ähnlich wie bei PDA Messungen unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen (Abbildung 5.17) ist das Ende der Einspritzung nach 1.2ms an einer Häufung der gemessenen Tropfenzahlen erkennbar. Die nach der Einspritzung zurückbleibenden Tropfen verdampfen unter diesen Bedingungen aber sehr schnell, sie sind innerhalb einer halben Millisekunde vollständig verschwunden.

Auf der Strahlachse können auch bei verdampfenden Einspritzstrahlen während der Haupteinspritzphase nur wenige Tropfen gemessen werden: Wohl ist der Einspritzstrahl weniger dicht als im nicht verdampfenden Fall, aber dafür sind an diesem Messpunkt die Tropfengeschwindigkeiten deutlich höher bei gleichzeitig viel kleineren Tropfendurchmessern. Beides erschwert die Messbarkeit für die PDA Messtechnik und reduziert dadurch den Messbarkeitsvorteil der geringeren Tropfendichte.

Die Bandbreite der einzelnen Tropfengeschwindigkeitsmesswerte ist sehr gross, zu Beginn der Einspritzung werden sogar einzelne Tropfen mit einer negativen

axialen Geschwindigkeit gemessen! Diese grosse Streuung der Geschwindigkeitswerte, die auch in den separaten Zyklen in der Abbildung 5.26 zu sehen ist, deuten wieder auf die Zusammensetzung des Strahlkerns aus partikulären, dichten Flüssigkeits- oder Tropfenpaketen hin. Kollisionen zwischen einzelnen Paketen können diese grosse Streuung der Geschwindigkeitsmesswerte verursachen, durch diesen Prozess können auch einzelne Tropfen in Richtung der Einspritzdüse weggeschleudert werden.

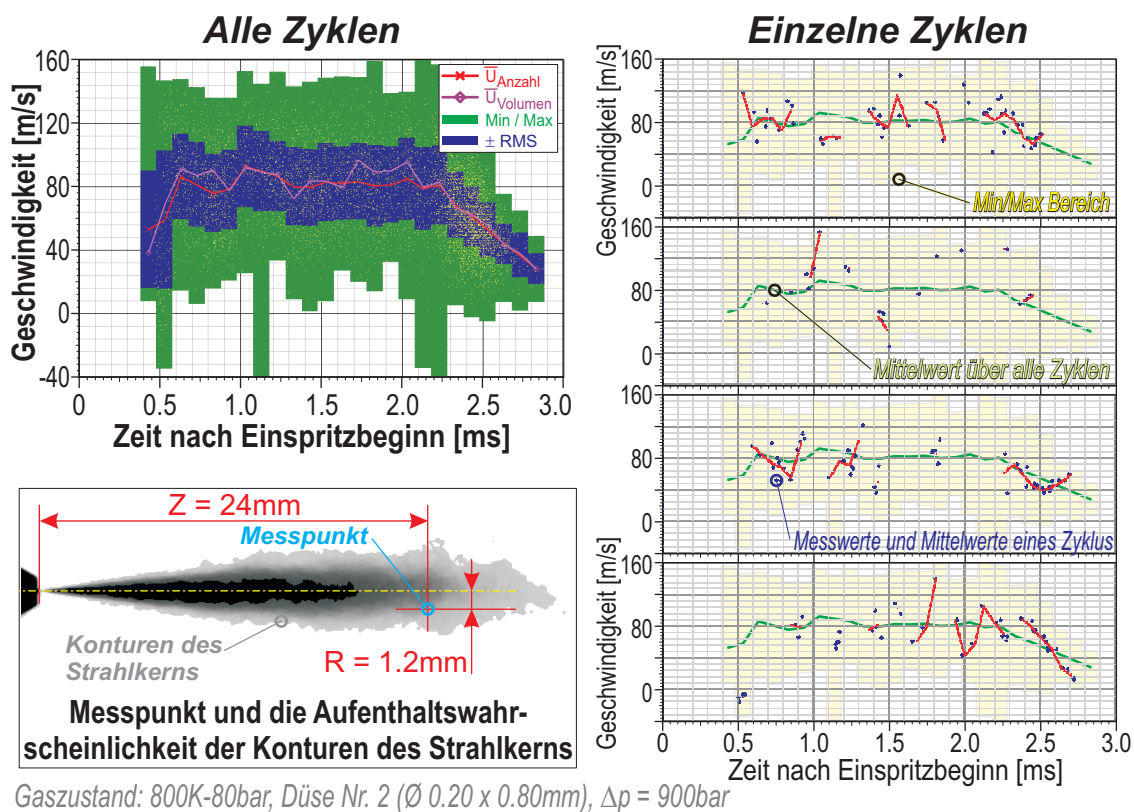


Abb. 5.26: Beispiel einer einzelnen PDA Messung: Links die über alle Zyklen gemittelten axialen Geschwindigkeitswerte, rechts die Messwerte einzelner Zyklen, links unten die aus den Schattenbildern des Strahlkerns (10% Konturen) berechnete Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Kerns.

In Abbildung 5.26 ist ein Vergleich der über alle Einspritzungen gemittelten axialen Tropfengeschwindigkeit mit den entsprechenden Messwerten aus einigen einzelnen Zyklen dargestellt. Das Schattenbild mit dem eingezeichneten Messpunkt im linken unteren Teil der Abbildung zeigt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Strahlkerns (der 10% Konturen): Je heller der Grauwert im Bild, desto seltener ist an dieser Position der dichte Strahlkern in den Schattenbildern präsent (Schwarz = immer, Weiss = nie).

Der Messpunkt liegt in einer Zone mit einem Grauwert von 50%, d.h. in der Hälfte von allen Schattenbildern befindet sich der eingezeichnete Messpunkt im Bereich

des dichten Strahlkerns, in der restlichen Zeit ist die lokale Einspritzstrahldichte am Messpunkt geringer.

In den einzelnen Zyklen im rechten Teil der Abbildung 5.26 sticht ins Auge, dass die Messwerte in der Regel nur gruppenweise anfallen. Dazwischen liegen oft längere Abschnitte, in denen gar keine PDA Messungen vorhanden sind. Diese Abfolge von dichten und weniger dichten Strahlzonen weist wiederum auf einen Aufbau des Einspritzstrahls aus dichten (nicht messbaren) Tropfenpaketen in einer weniger dichten (messbaren) Umgebung hin.

Die grossen Schwankungen der Geschwindigkeitsmesswerte in den einzelnen Zyklen sind im über alle Zyklen gemittelten Geschwindigkeitsverlauf nicht mehr sichtbar: Die Schwankungen der einzelnen Zyklen verschwinden im Mittelwert, wenn sie zufällig auftreten (chaotische Prozesse). Sie verschwinden hingegen nicht, wenn sie durch äussere, in jedem Zyklus vorhandene Umstände hervorgerufen werden (z.Bsp. durch die Nadelbewegung in der Düse). Im letzteren Fall sind dieselben zeitlichen Strukturen auch bei anderen Messpunkten in der Nähe zu sehen (z.Bsp. in Abbildung 5.27).

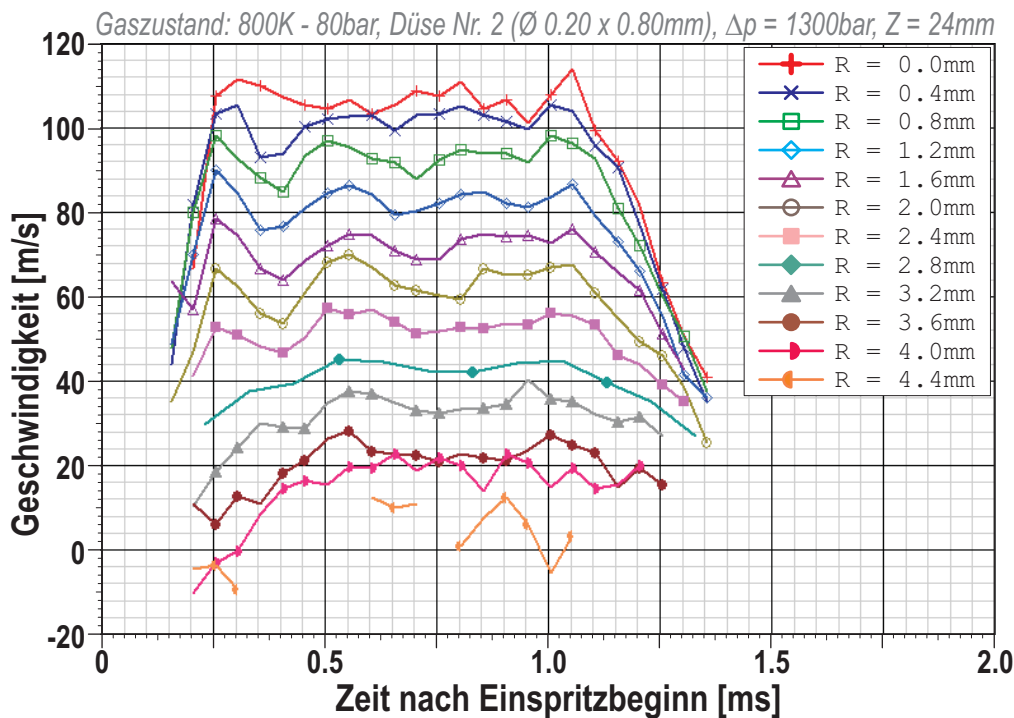


Abb. 5.27: Tropfengeschwindigkeit in einem radialen Scan durch den Einspritzstrahl, axialer Abstand  $120 \cdot d_0 = 24\text{mm}$ , verdampfende Umgebungsbedingungen. Daten gemittelt über  $50\mu\text{s}$  lange Zeitintervalle.

### Tropfengrössen und Geschwindigkeiten in einem radialen Schnitt

Abbildung 5.27 zeigt einen radialen Scan durch den Einspritzstrahl bei einem axialen Abstand von  $120 \cdot d_0$  und einem Einspritzdruck von  $\Delta p = 1300\text{bar}$ .



Um die zeitlichen Strukturen im Tropfengeschwindigkeitsverlauf deutlicher erkennen zu können wurden die Messdaten für die Abbildungen 5.27 und 5.28 über  $50\mu\text{s}$  lange Zeitintervalle gemittelt (normal:  $100\mu\text{s}$ ). Die Strukturen sind bei allen radial verteilten Messpunkten mehr oder weniger ausgeprägt vorhanden (mit Ausnahme des Strahlzentrums), ihre Ursache dürfte daher auf in der Einspritzdüse ablaufende Vorgänge zurückzuführen sein (Nadelbewegung, Nadelschwingungen, Druckschwingungen).

Auch hier sind bei den Messpunkten am Strahlrand die Tropfengeschwindigkeiten am Anfang des Einspritzstrahls negativ, d.h. auch unter verdampfenden Umgebungsbedingungen werden die Tröpfchen von der induzierten Gasströmung aus der Strahlspitze nach hinten mitgerissen. Die Anzahl der gemessenen Tröpfchen an diesen Messpunkten ist allerdings gering, die meisten Tröpfchen aus der Strahlspitze verdampfen bevor sie diese Messpunkte erreichen (ganz im Gegensatz zu den Messungen bei nicht verdampfenden Einspritzstrahlen).

Der nach dem Ende der Einspritzung zurückbleibende Tropfennebel verdampft sehr schnell.

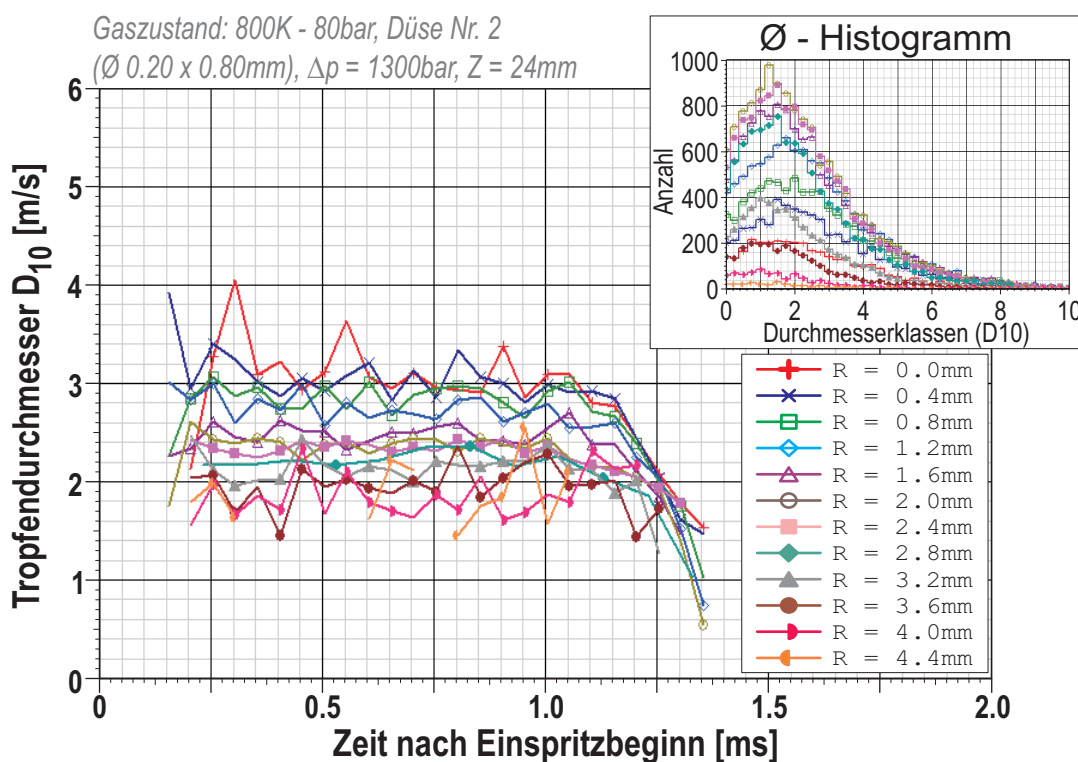


Abb. 5.28: Tropfendurchmesser  $D_{10}$  in einem radialen Scan durch den Einspritzstrahl, axialer Abstand  $= 120 \cdot d_0 = 24\text{mm}$ , verdampfende Umgebungsbedingungen. Daten gemittelt über  $50\mu\text{s}$  lange Zeitintervalle.

Die mittleren Tropfendurchmesser  $D_{10}$  zeigen bei verdampfenden Umgebungsbedingungen ein ganz anderes Bild als bei nicht verdampfenden Einspritzstrahlen:

Der Einfluss der Verdampfung führt zu einer Abnahme der Tropfengröße und führt auch zu einer Reduktion der gemessenen Tropfenanzahl vom inneren des Strahls nach aussen hin.

Der bei nicht verdampfenden Einspritzstrahlen sichtbare Anstieg des Tropfendurchmessers im Verlauf der Einspritzung ist unter verdampfenden Umgebungsbedingungen nicht zu sehen - der mittlere Tropfendurchmesser bleibt im Verlauf der Einspritzung konstant.

Nach dem Ende der Einspritzung führt die Verdampfung zu einer rapiden Abnahme der Tropfengrößen, nach einer halben Millisekunde ist der gesamte zurückbleibende Tropfennebel verdampft.

Die Tropfengrössenhistogramme zeigen, dass in den kleinsten Tropfenklassen noch sehr viele Tropfen vorhanden sind. Daraus wird ersichtlich, dass im Fall von verdampfenden Einspritzstrahlen die Grenzen der PDA Messtechnik die effektiv im Einspritzstrahl vorhandene Tropfengrößenverteilung verzerrt.

Eine Überlagerung der PDA Messungen mit den entsprechenden Schattenbildern bei verdampfenden Umgebungsbedingungen ist in den Abbildungen 5.29 und 5.30 zu sehen. Die Abstufung der Graustufen in den Schattenbildern von Schwarz nach Weiss entspricht einer abnehmenden Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Strahls an der entsprechenden Stelle beim aktuellen Zeitschritt (Schwarz = immer eine Strahlkontur vorhanden, Weiss = nie, d.h. Hintergrund).

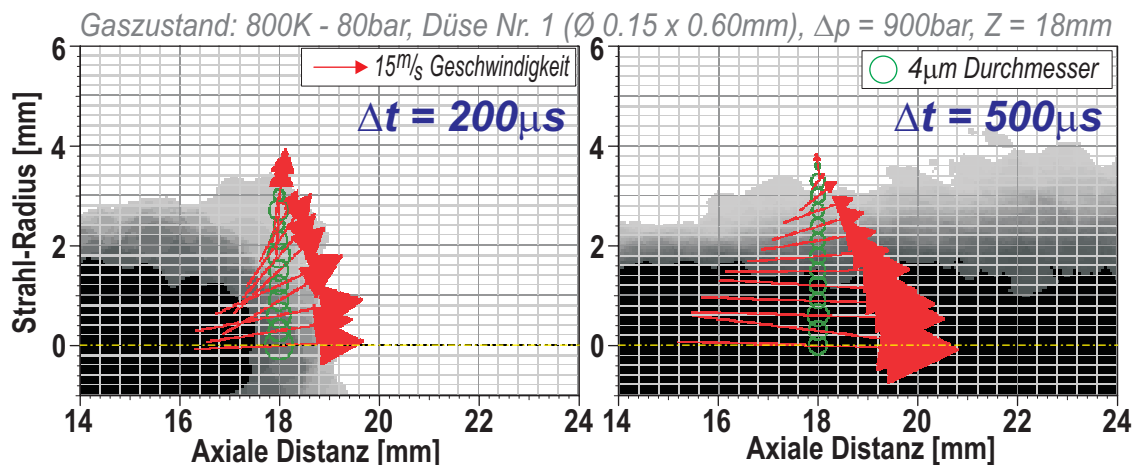


Abb. 5.29: Vergleich Schattenbilder und zweidimensionale PDA Messungen bei einem axialen Abstand von  $120 \cdot d_0 = 18$ mm. Verdampfende Umgebungsbedingungen.

Auf der linken Seite der Abbildung 5.29 hat die Strahlspitze eben die axiale Position der Messpunkte erreicht. Die vordersten Tropfen widerspiegeln an dieser Stelle sowohl die Bewegung des Einspritzstrahls an sich als auch die Bewegung

des vom Strahl verdrängten Gases (durch die mitgerissenen, noch nicht verdampften Tröpfchen).

Auf der rechten Seite der Abbildung befinden sich die Messpunkte im stationären Einspritzstrahlbereich hinter der Strahlspitze. Im Vergleich zum entsprechenden Bild des nicht verdampfenden Einspritzstrahls (Abbildung 5.20) fällt auf, dass hier die mittleren Tropfengeschwindigkeiten nach aussen gerichtet sind, also der kegelförmigen Einspritzstrahlausbreitung viel besser entsprechen. Dies kann auf folgende Ursachen zurückgeführt werden:

Der die nicht verdampfenden Einspritzstrahlen umgebende Tropfennebel ist bei hohen Gastemperaturen nicht vorhanden (verdampft), und ohne diese Tröpfchen fehlen die notwendigen Tracer für die Erfassung der Gasbewegung. Alle im Einspritzstrahl vorhandenen Tröpfchen befinden sich deshalb in der kurzen Phase zwischen ihrer "Produktion" (durch den Zerfall grösserer Tropfen etc.) und ihrer "Auflösung" durch die Verdampfung. Auch die Geschwindigkeit dieser Tröpfchen liegt zwischen der Geschwindigkeit bei der Produktion (d.h. die Geschwindigkeit der grösseren Flüssigkeitsstrukturen) und der Geschwindigkeit der Gasströmung im Einspritzstrahl. Je höher die Gastemperatur und/oder die Flüssigkeitstemperatur, desto kürzer ist die Lebensdauer der Tröpfchen, desto mehr widerspiegelt die Tropfengeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Messung diejenige der grösseren Flüssigkeitsstrukturen.

Im Fall von nicht verdampfenden Einspritzstrahlen ist die Lebensdauer der Tröpfchen sehr lang, fast alle vorhandenen Tropfen im Einspritzstrahl widerspiegeln daher zum Zeitpunkt der Messung die Geschwindigkeit der induzierten Gasströmung.

### **Vergleich zu Messungen bei $60 \cdot d_0$ Abstand von der Düse**

Näher an der Düsen Spitze (in der Abbildung 5.30) ist auch unter verdampfenden Umgebungsbedingungen die Tropfen- resp. Flüssigkeitsdichte im Strahlzentrum zu hoch für PDA Messungen.

In der Hauptphase der Einspritzung (auf der linken Seite der Abbildung 5.30) ist zu sehen, dass an dieser Stelle die mittleren Tropfengeschwindigkeiten wie im Fall nicht verdampfender Einspritzstrahlen gegen die Strahlachse gerichtet sind.

Dies kann einerseits damit begründet werden, dass nahe an der Düse die Temperatur des eingespritzten Brennstoffs noch relativ niedrig ist, die Lebensdauer der Tropfen bis zur Verdampfung demnach länger ist und die Tropfengeschwindigkeit somit mehr die induzierte Gasströmung wiedergibt als die Strahlgeschwindigkeit. Andererseits ist auch denkbar, dass die Messbarkeit der schnellen Tropfen im

dichten Strahl an diesen Messpunkten für die PDA Messtechnik zu schlecht ist, d.h. die schnellen Tropfen können durch PDA Messungen nicht erfasst werden.

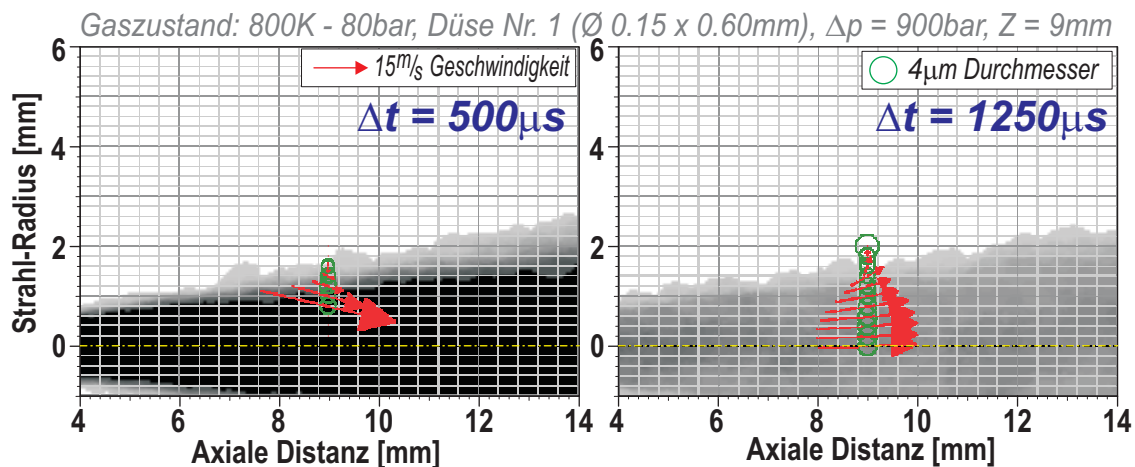


Abb. 5.30: Vergleich Schattenbilder und zweidimensionale PDA Messungen bei einem axialen Abstand von  $60 \cdot d_0 = 9$ mm. Verdampfende Umgebungsbedingungen

Der rechte Teil der Abbildung 5.30 zeigt den im Raum zurückbleibenden Tropfennebel unmittelbar nach dem Einspritzende. Die Tropfendichte ist bereits sehr gering, die Geschwindigkeitsvektoren weisen wiederum auf die noch nicht abgeflaute induzierte Gasströmung hin.

### Einfluss des Einspritzdrucks auf die Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten

Da unter verdampfenden Umgebungsbedingungen PDA Messungen bis ins Zentrum der Einspritzstrahlen hinein möglich sind, kann der Einfluss des Einspritzdrucks auf die mittleren Tropfengeschwindigkeiten deutlich erkannt werden (Abbildung 5.31 auf der nächsten Seite).

Der Einfluss auf die mittleren Tropfendurchmesser liegt in einer ähnlichen Größenordnung wie im Fall von nicht verdampfenden Einspritzstrahlen (Abbildung 5.22): Bei einer Erhöhung des Einspritzdrucks von  $\Delta p = 500$ bar auf  $\Delta p = 1300$ bar sinkt der mittlere Tropfendurchmesser  $D_{10}$  um ca. 25% ab.

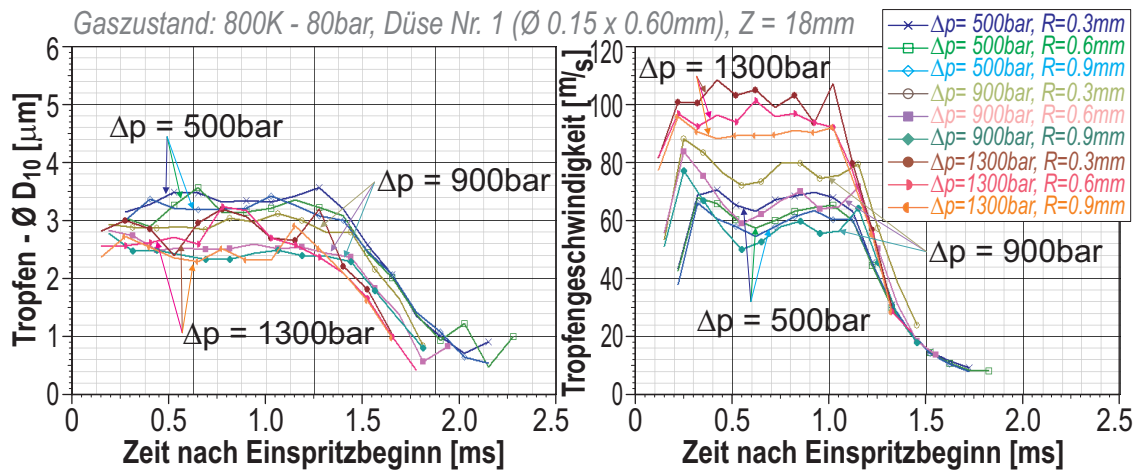


Abb. 5.31: Vergleich der Tropfengrößen und Geschwindigkeiten bei unterschiedlichen Einspritzdrücken, verdampfende Einspritzstrahlen.

### Einfluss des Düsenlochdurchmessers auf die Tropfengrößen

Abbildung 5.32 zeigt den Einfluss des Düsenlochdurchmessers auf die mittleren Tropfengrößen  $D_{10}$  unter verdampfenden Umgebungsbedingungen.

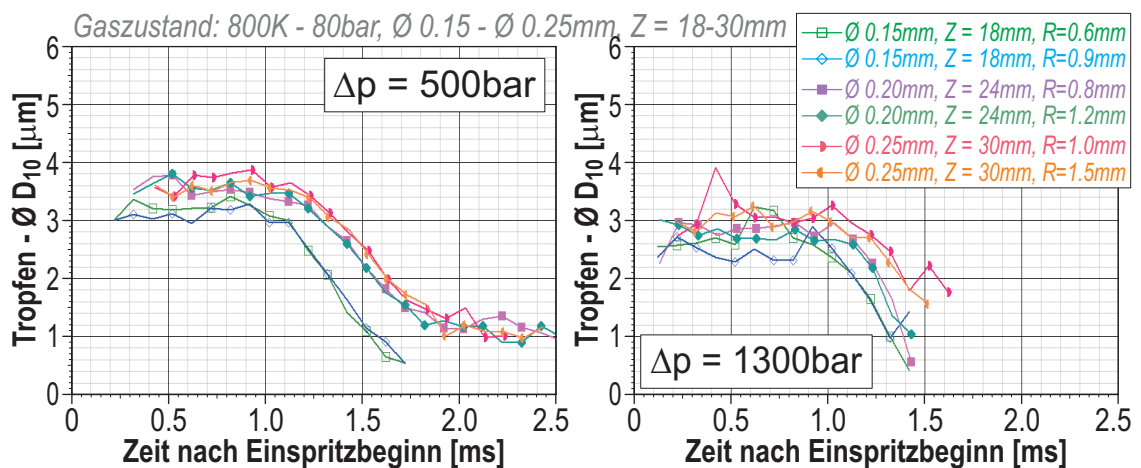


Abb. 5.32: Einfluss des Düsenlochdurchmessers  $d_0$  auf die Tropfengrößen im Einspritzstrahl, verdampfende Umgebungsbedingungen.

Im Gegensatz zu den entsprechenden Messungen an nicht verdampfenden Einspritzstrahlen ist in diesem Fall unabhängig vom Einspritzdruck ein Einfluss des Düsenlochdurchmessers auf die Tropfengrößen erkennbar: Bei einer Änderung des Lochdurchmessers von  $\text{Ø } 0.15\text{mm}$  auf  $\text{Ø } 0.25\text{mm}$  steigen die mittleren Tropfendurchmesser  $D_{10}$  an vergleichbaren Messpunkten im Einspritzstrahl um 20% bis 25% an.

## Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengrößen

In Abbildung 5.33 ist der Einfluss der Gasdichte (bei einer konstanten Gastemperatur von 800K) auf die mittleren Tropfendurchmesser im Einspritzstrahl dargestellt. Der linke Teil der Abbildung zeigt die gemessenen Tropfengrößen der Einspritzdüse Nr. 1 ( $\varnothing 0.15\text{mm} \times 0.60\text{mm}$ ), der rechte Teil die entsprechenden Messungen der Düse Nr. 2 ( $\varnothing 0.20\text{mm} \times 0.80\text{mm}$ ).

Bei der kleineren der beiden Düsen ist die Zunahme der Gasdichte mit einer Abnahme des mittleren Tropfendurchmessers verbunden, bei der grösseren Düse dagegen resultiert eine Zunahme der Gasdichte auch in einer Zunahme der Tropfengrößen! Auch die entsprechenden Messdaten bei anderen Einspritzdrücken oder bei der Düse Nr. 3 ( $\varnothing 0.25 \times 1.00\text{mm}$ ) zeigen dieses widersprüchliche Bild.

Dies zeigt, dass entweder die Gasdichte keinen Einfluss auf den mittleren Tropfendurchmesser hat - oder, dass die kleinen Unterschiede in der Fertigung resp. Fertigungsqualität zwischen den Düsenspitzen den (geringen) Einfluss der Gasdichte überdecken. Auch in der Literatur gibt es keine einheitliche Beurteilung des Einflusses der Gasdichte auf die Tropfengrößen: Die Werte bewegen sich in einem Bereich zwischen  $d_{32} \propto \rho_G^{-0.25}$  und  $d_{32} \propto \rho_G^{0.15}$ .

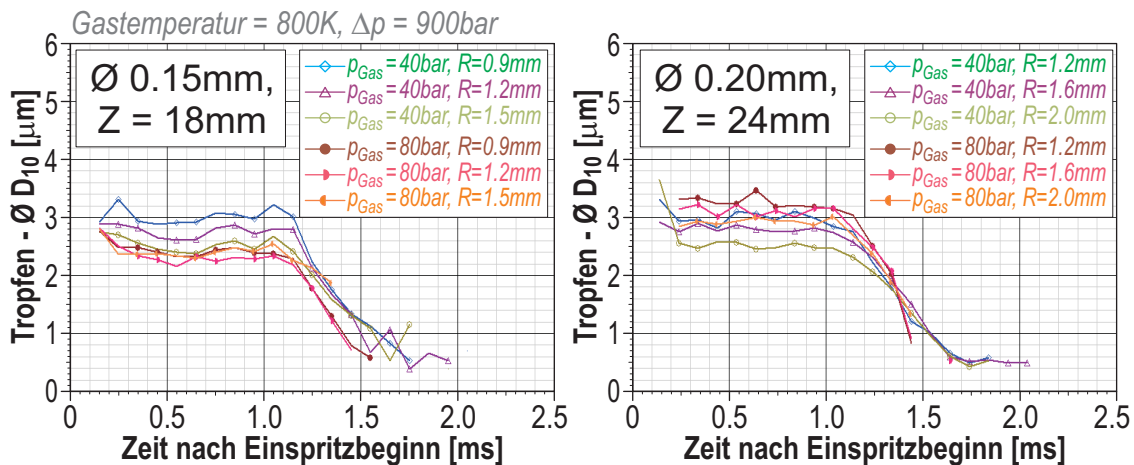


Abb. 5.33: Einfluss der Gasdichte auf die mittleren Tropfendurchmesser  $D_{10}$  bei 800K Gastemperatur.

### Korrelation Tropfengeschwindigkeit zu Tropfendurchmesser

In verdampfenden Einspritzstrahlen zeigen die axialen Tropfengeschwindigkeiten im Kern des Strahls (Radius  $\leq 4 \cdot d_0$ ) eine deutliche Abhängigkeit von den Tropfengrößen: Grosse Tropfen bewegen sich schneller als kleine Tropfen (Abbildung 5.34). Die radialen Tropfengeschwindigkeiten im Zentrum des Strahls sind im Mittel nur gering, dementsprechend besteht auch keine Abhängigkeit zwischen der radialen Tropfengeschwindigkeit und der Tropfengröße.

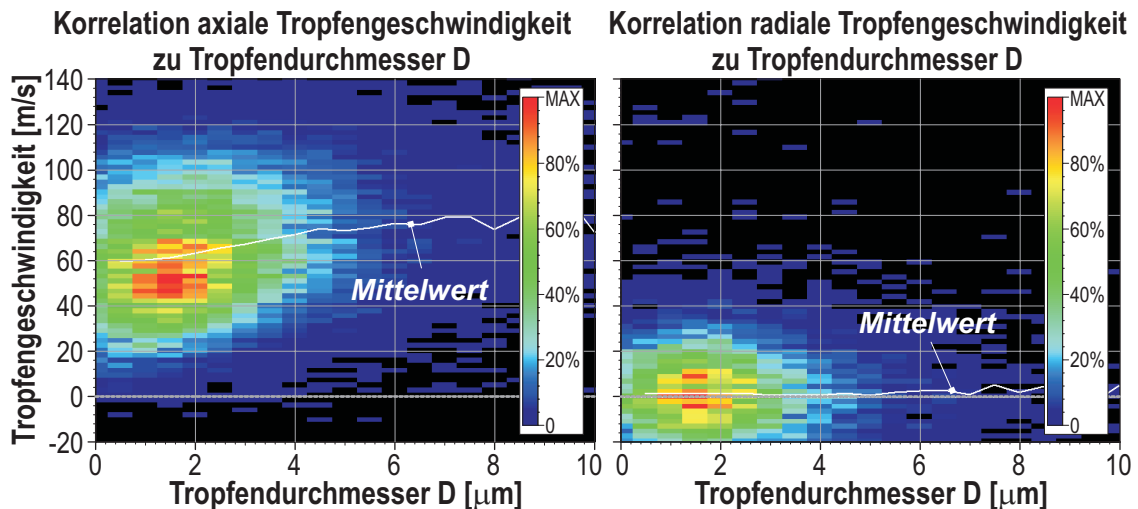


Abb. 5.34: Korrelation zwischen den axialen und radialen Tropfengeschwindigkeiten und den Tropfengrößen im Strahlkern eines verdampfenden Einspritzstrahls. Düse Nr. 1 ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ),  $\Delta p = 900\text{bar}$ , Gaszustand = 800K, 80bar.

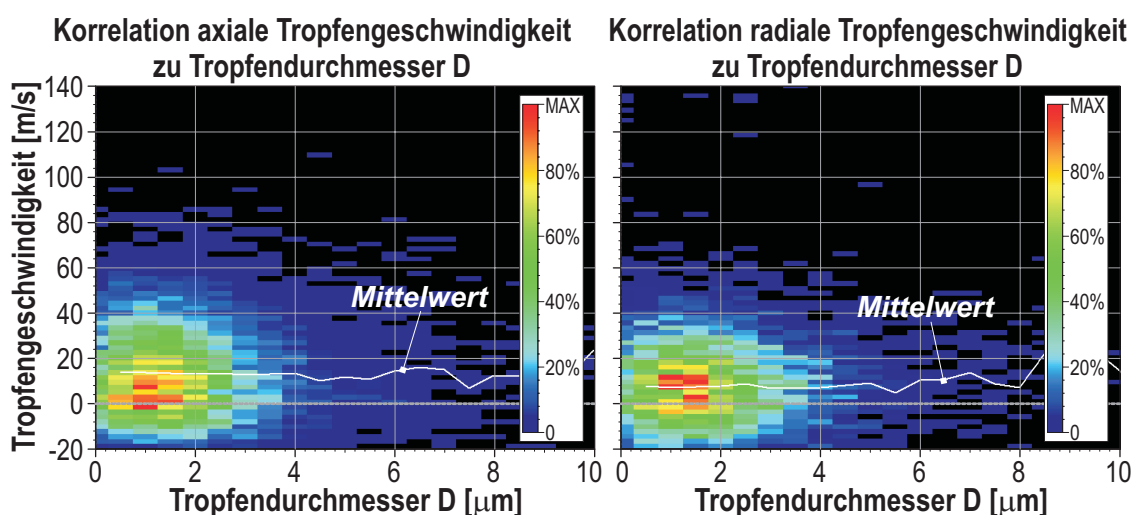


Abb. 5.35: Korrelation zwischen den axialen und radialen Tropfengeschwindigkeiten und den Tropfengrößen am Rand eines verdampfenden Einspritzstrahls. Düse Nr. 1 ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ),  $\Delta p = 900\text{bar}$ , Gaszustand = 800K, 80bar.

Am Rand des gleichen Einspritzstrahls (Radius  $\geq 16 \cdot d_0$ ) ist hingegen wie im Fall nicht verdampfender Einspritzstrahlen (Abbildung 5.24) keine Abhängigkeit zwischen Tropfengeschwindigkeiten und Tropfengrößen mehr vorhanden (Abbildung 5.35).

### Zusammenstellung der mittleren Tropfengrößen unter verdampfenden Umgebungsbedingungen:

Die Tabellen 5.9 und 5.10 enthalten die während der Haupteinspritzphase gemessenen mittleren Tropfendurchmesser bei einem axialen Abstand von  $120 \cdot d_0$  von der Düsen Spitze. Da die Tropfengrößen in verdampfenden Einspritzstrahlen vom Abstand des Messpunkts von der Einspritzstrahlachse abhängig sind, werden sowohl die Werte im Strahlzentrum (Messpunkte bis zu einem radialen Abstand von der Strahlachse von  $8 \cdot d_0$ ) wie auch die Werte am Rand des Strahls angegeben (Messpunkte mit einem radialen Abstand von  $16 \cdot d_0$  und mehr).

<b>800K - 40bar</b>	Nahe der Strahlachse			Nahe am Strahlrand		
	$D_{10}$	$D_{21}$	$D_{32}$	$D_{10}$	$D_{21}$	$D_{32}$
(Alle Durchmesser in $\mu\text{m}$ )						
$\Delta p = 500\text{bar}$	2.8	4.2	5.8	2.4	3.6	5.2
<b>Düse Nr. 1</b> ( $\emptyset 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	2.3	3.6	5.0	2.1	3.2	4.6
$\Delta p = 1300\text{bar}$	2.2	3.3	4.6	1.9	2.9	4.1
$\Delta p = 500\text{bar}$	2.9	4.5	6.2	2.5	3.9	5.6
<b>Düse Nr. 2</b> ( $\emptyset 0.20 \times 0.80\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	2.4	3.9	5.5	2.1	3.5	5.4
$\Delta p = 1300\text{bar}$	2.4	3.9	5.5	1.9	3.4	5.4
$\Delta p = 500\text{bar}$	3.3	5.0	6.7	2.8	4.5	6.4
<b>Düse Nr. 3</b> ( $\emptyset 0.25 \times 1.00\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	2.9	4.5	6.2	2.6	4.2	6.1
$\Delta p = 1300\text{bar}$	2.6	4.1	5.6	2.5	4.0	5.7

Tab. 5.9: Durchschnittliche mittlere Tropfendurchmesser während der Haupteinspritzphase in verdampfenden Einspritzstrahlen.  
Gasdruck = 40bar (Gasdichte =  $16.8\text{kg/m}^3$ )



<b>800K - 80bar</b> (Alle Durchmesser in $\mu\text{m}$ )	Nahe der Strahlachse			Nahe am Strahlrand		
	$D_{10}$	$D_{21}$	$D_{32}$	$D_{10}$	$D_{21}$	$D_{32}$
$\Delta p = 500\text{bar}$	2.6	4.1	5.6	2.4	3.6	5.0
<b>Düse Nr. 1</b> ( $\varnothing 0.15 \times 0.60\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	2.3	3.7	5.0	1.9	3.0	4.5
$\Delta p = 1300\text{bar}$	2.1	3.5	5.0	1.9	3.0	4.3
$\Delta p = 500\text{bar}$	2.9	4.4	5.9	2.5	4.0	5.6
<b>Düse Nr. 2</b> ( $\varnothing 0.20 \times 0.80\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	2.9	4.4	5.9	2.5	3.9	5.4
$\Delta p = 1300\text{bar}$	2.6	4.1	5.5	2.1	3.5	4.9
$\Delta p = 500\text{bar}$	3.1	4.8	6.5	2.4	4.1	6.0
<b>Düse Nr. 3</b> ( $\varnothing 0.25 \times 1.00\text{mm}$ ) $\Delta p = 900\text{bar}$	3.0	4.6	6.1	2.4	4.0	5.7
$\Delta p = 1300\text{bar}$	2.8	4.3	5.8	2.3	3.7	5.3

Tab. 5.10: Durchschnittliche mittlere Tropfendurchmesser während der Haupteinspritzphase in verdampfenden Einspritzstrahlen.  
Gasdruck = 80bar (Gasdichte =  $33.7\text{kg/m}^3$ )

Zusammenfassend lässt sich folgendes über die Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten in verdampfenden und nicht verdampfenden Diesel-Einspritzstrahlen aussagen:

- PDA Messungen sind bei nicht verdampfenden Einspritzstrahlen nur bis in eine geringe Tiefe in den Einspritzstrahl hinein möglich. Unter verdampfenden Umgebungsbedingungen hingegen sind die Einspritzstrahlen wesentlich weniger dicht, PDA Messungen können in der Regel bis ins Zentrum des Strahls hinein vorgenommen werden.
- Der mittlere Tropfendurchmesser in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen zeigt wenig Abhängigkeit von der radialen Position des Messpunkts, steigt aber im Verlauf der Einspritzung an.
- In verdampfenden Einspritzstrahlen nimmt die Tropfengröße mit steigendem Abstand von der Strahlachse durch den Einfluss der Verdampfung ab, bleibt aber im Verlauf der Einspritzung konstant.
- Generell zeigen die Resultate von PDA Messungen in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen eher den Verlauf der vom Strahl induzierten Gasströmung als die Eigenschaften des Einspritzstrahls an sich, da die Messungen von den feinen, von der Gasströmungen mitgerissenen Tröpfchen dominiert werden.
- Der für die kegelförmige Ausbreitung des Einspritzstrahls notwendige Transport von Flüssigkeit vom Einspritzstrahlkern an den Strahlrand lässt sich mit den PDA Messungen in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen nicht nachweisen: Dies stellt einen Hinweis darauf dar, dass der radiale Flüssigkeitstransport möglicherweise über sehr dichte, von der PDA Messtechnik nicht erfassbare Flüssigkeitsstrukturen erfolgt.
- Bei verdampfenden Einspritzstrahlen fehlt der Tropfennebel um den Einspritzstrahl - die Bewegung der induzierten Gasströmung beeinflusst die PDA Messung nicht. Daher widerspiegeln die PDA Messungen unter diesen Bedingungen viel besser die Eigenschaften des Einspritzstrahls an sich.
- PDA Messungen von einzelnen Einspritzungen unter verdampfenden Umgebungsbedingungen zeigen, dass sich im Verlauf der Einspritzung sehr dichte (keine PDA Messungen) und lockere Strahlzonen (PDA Messungen vorhanden) laufend abwechseln - der Einspritzstrahl ist sehr inhomogen aufgebaut.
- Auch die grosse Streuung der einzelnen Geschwindigkeitsmesswerte im Verlauf der Einspritzung zeigt die chaotische Natur des Zerfalls von Einspritzstrahlen.
- Der Einspritzdruck hat in den vorliegenden Messungen einen deutlichen Einfluss auf die entstehenden Tropfengrößen. Unter verdampfenden Umgebungsbedingungen hat auch die Variation des Düsenlochdurchmessers einen erkennbaren Einfluss auf die Tropfengrößen im Einspritzstrahl.

- Der Einfluss der Gasdichte sowie der Einfluss des Düsenlochdurchmessers unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen haben hingegen keinen eindeutigen Einfluss auf die Tropfengrößen im Einspritzstrahl.

Es ist sehr wichtig, dass die Grenzen der PDA Messtechnik bei der Interpretation der Messdaten mitberücksichtigt werden: Zum Beispiel kann in dichten Tropfenclustern durch diese Technik nichts gemessen werden. Aber auch in weniger dichten Einspritzstrahlzonen können sehr kleine und / oder sehr schnelle Tropfen die Messbarkeitsgrenzen der Messtechnik überschreiten, wodurch sie in den Messdaten fehlen resp. dazu führen, dass die Messergebnisse verzerrt werden. Mit anderen Worten: Nicht alles, was flüssig im Einspritzstrahl vorhanden ist, wird auch gemessen!



## 6. Schlussfolgerungen

Die in den letzten Kapiteln dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse befassen sich mit der Ausbreitung von Diesel-Einspritzstrahlen unter hohem Gasdruck bei verdampfenden und nicht verdampfen Umgebungsbedingungen.

Die Untersuchungen wurden in einer Hochtemperatur- und Hochdruckzelle durchgeführt, die Experimente in einem grossen, voneinander unabhängigen Gasdruck- und Gastemperaturbereich ermöglichte, inklusive den bei der dieselmotorischen Einspritzung herrschenden Bedingungen. Der Einsatz von Stickstoff als Arbeitsgas erlaubte die Untersuchung der Einspritzstrahlen ohne dass die Messungen durch die Zündung und Verbrennung des dabei entstehenden Gemischs beeinflusst wurden.

Die vorliegenden Ergebnisse tragen dazu bei, die beim Zerfall von Diesel-Einspritzstrahlen ablaufenden Vorgänge besser verstehen zu können und bilden gleichzeitig eine solide Datenbasis für die Validierung und Weiterentwicklung von Einspritzstrahlmodellen in Simulationsprogrammen.

Bei der Durchführung der Experimente wurden die folgenden Versuchsparameter variiert: *Gasdruck* und *Gastemperatur* in der Zelle, der *Einspritzdruck*, der *Düsenlochdurchmesser* und das *Verhältnis zwischen Düsenlochlänge und Lochdurchmesser*. Total waren insgesamt 96 Parameterkombinationen möglich.

Zwei sich sehr gut ergänzende Messmethoden wurden bei den Untersuchungen eingesetzt: Die globale Einspritzstrahlausbreitung sowie die Strukturen der flüssigen Phase im Strahl konnten mit der Schattenbildtechnik erfasst werden. Die Messung der lokalen Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten im Einspritzstrahl erfolgte mit der Phasen-Doppler-Anemometrie Messtechnik (PDA).

Die *axiale Einspritzstrahlausbreitung* zeigt deutlich unterscheidbar einen linearen Strahlausbreitungsbereich in der Nähe der Einspritzdüse und daran anschliessend den Bereich, in dem die Strahlgeschwindigkeit durch den Einfluss des Luftwiderstands verlangsamt wird. Der unmittelbare Beginn der linearen Strahlausbreitung wird allerdings durch die langsame Nadelbewegung in der Düse dominiert, was die Ausbreitung verzögert und bei der Interpretation der Messdaten berücksichtigt werden muss. Die Dauer der Verschleppung ist hauptsächlich vom Einspritzdruck abhängig, wird aber auch durch die individuellen Charakteristiken der Einspritzdüsen und der Düsen spitzen (d.h. durch Fertigungsunterschiede) beeinflusst.

Die *lineare Ausbreitungsgeschwindigkeit* des Einspritzstrahls erreicht nicht einmal die Hälfte der theoretischen Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffs aus dem Düsenloch.

Der Einfluss der Gastemperatur und der Gasdichte resp. des Dichteverhältnisses Flüssigkeit zu Gas auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit im linearen Bereich darf nicht ignoriert werden, wie dies in allen bekannten Modellen aus der Literatur der Fall ist: Die Gasdichte beeinflusst in den vorliegenden Messungen die Strahlgeschwindigkeit im linearen Ausbreitungsbereich proportional zu  $\rho_{\text{Gas}}^{-0.29}$ .

Im *düsenfernen Bereich* zeigen die Messungen einen grösseren Einfluss der Zeit auf die Einspritzstrahlausbreitung als in den meisten entsprechenden Modellen aus der Literatur (in den vorliegenden Messungen:  $S \propto t^{0.58}$ , Literatur:  $S \propto t^{0.50}$ ). Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Penetration in der vorliegenden Arbeit nur bis zu einer Eindringtiefe von 32.5mm beobachtet werden konnte, die Strahlausbreitung wird daher noch relativ stark von der anfänglich linearen Ausbreitungsphase beeinflusst. Für die Berechnung der Strahlausbreitung in kleineren und mittleren Dieselmotoren ist allerdings dieser relativ kurze Ausbreitungsbereich massgebend.

Der Einfluss der Temperatur auf die Einspritzstrahlausbreitung wird in der Literatur nur von Dent [20] berücksichtigt. Die vorliegenden Messungen bestätigen, dass die Gastemperatur für die Ausbreitung der flüssigen Phase des Strahls nicht vernachlässigt werden darf, aber der Einfluss in den Messungen ist geringer als im Modell von Dent: Messung:  $S \propto T^{-0.15}$ , Dent:  $S \propto T^{-0.25}$ .

Die Messwerte für die Berechnung des *Kegelwinkels* der untersuchten Einspritzstrahlen weisen grundsätzlich eine sehr grosse Streuung auf, dies auch wenn die unregelmässigen seitlichen Strahlränder geglättet werden. Der Einfluss des *Düsenlochdurchmessers* auf den Kegelwinkel des Strahls (der flüssigen Phase) unterscheidet sich stark je nach der aktuellen Gastemperatur (Kalt:  $\theta \propto \rho_{\text{Gas}}^{0.28}$ , Heiss:  $\theta \propto \rho_{\text{Gas}}^{0.04}$ ). Dies ist ein Hinweis, dass die Variation des Düsenlochdurchmessers einen geringeren Einfluss auf die Breite des dichten (weniger durch die Verdampfung beeinflussten Strahlkerns) hat als auf die äusseren, weniger dichten Einspritzstrahlzonen.

Die *Länge des dichten Strahlkerns* der flüssigen Phase im Einspritzstrahl erreicht unter verdampfenden Umgebungsbedingungen im Verlauf der Einspritzung einen maximalen Wert. Dieser ist vom Düsenlochdurchmesser und dem Gaszustand abhängig, nicht aber vom Einspritzdruck.

Die *Tropfengrössen- und Tropfengeschwindigkeitsmessungen* in nicht verdampfenden Einspritzstrahlen zeigen, dass unter diesen Bedingungen die Ergebnisse der PDA Messungen vor allem durch die kleinen, von der induzierten Gasströmung mitgerissenen Tröpfchen dominiert werden. Die mittleren Tröpfchengrössen sind nicht vom radialen Abstand des Messpunktes abhängig, sie werden aber

im Verlauf der Einspritzung leicht grösser (Grössenordnung  $D_{10} = 6 - 8\mu\text{m}$ ,  $D_{32} = 10 - 13\mu\text{m}$ ).

Die Geschwindigkeitsvektoren der Tröpfchen sind der Gasströmung entsprechend immer ins Innere des Strahls hinein gerichtet, d.h. der Transport von Flüssigkeit aus dem Strahlkern an den Strahlrand ist durch die PDA Messungen nicht nachweisbar. Durch die grosse optische Dichte des Einspritzstrahls sind keine PDA Messungen im dichten Kern des Strahls möglich.

Unter verdampfenden Umgebungsbedingungen ist der Einspritzstrahl optisch weniger dicht, so dass PDA Messungen bis ins Zentrum hinein möglich sind. Die mittleren Tröpfchendurchmesser sind durch den Einfluss der Verdampfung viel kleiner (Grössenordnung  $D_{10} = 2 - 4\mu\text{m}$ ,  $D_{32} = 4 - 6\mu\text{m}$ ). Die Tropfengrössen nehmen vom Strahlzentrum zum Strahlrand hin ab, bleiben aber im Verlauf der Einspritzung konstant.

Da der unter nicht verdampfenden Umgebungsbedingungen um den Strahl herum vorhandene Tropfennebel unter verdampfenden Bedingungen praktisch vollständig fehlt, widerspiegeln PDA Messungen unter verdampfenden Bedingungen die Eigenschaften des eigentlichen Einspritzstrahls wesentlich besser. Die mittleren Geschwindigkeitsvektoren sind nicht mehr in den Einspritzstrahl hinein gerichtet, sondern weisen, der kegelförmigen Ausbreitung des Strahls entsprechend, nach aussen.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Messergebnisse (Schattenbilder und PDA Messungen) können durch die folgende Modellvorstellung von Diesel-Einspritzstrahlen in kohärenter Art und Weise interpretiert werden:

- Diesel-Einspritzstrahlen im düsenfernen Bereich (d.h. mehr als 150 Düsenlochdurchmesser vom Strahlaustritt entfernt) sind aus einem relativ lockeren Tropfennebel aufgebaut, der von vielen kleinen und sehr dichten Flüssigkeits- resp. Tropfenpaketen durchsetzt ist.
- Diese dichten Flüssigkeitspakete entstehen einerseits beim Zerfall des flüssigen Brennstoffstrahls nach dem Austritt aus dem Düsenloch und andererseits auch durch die nachfolgenden Kollisionen zwischen unterschiedlich schnellen Paketen. Die Geschwindigkeit der Flüssigkeitspakete wird hauptsächlich durch die Geschwindigkeit des flüssigen Brennstoffstrahls bestimmt, können aber teilweise durch den Einfluss der Kollisionen auch hohe radiale Geschwindigkeitskomponenten erhalten.

- Der Transport der kinetischen Energie erfolgt durch die dichten Tropfenpakete. Diese werden durch die aerodynamischen Kräfte aber schnell aufgebrochen, sobald sie die dichte Kernzone des Einspritzstrahls verlassen.
- Die in den Schattenbildern von nicht verdampfenden Einspritzstrahlen erkennbaren radial aus der Strahlkontur ragenden Strukturen werden durch Flüssigkeitspakete mit einer grossen radialen Geschwindigkeitskomponente erzeugt.
- Unter verdampfenden Umgebungsbedingungen werden in den Schattenbildern die dichten Strukturen im Kern des Einspritzstrahls sichtbar: Durch den Einfluss der Verdampfung wird der Tropfennebel im Einspritzstrahl optisch transparent. Die dichten, von der Verdampfung weniger beeinflussten Flüssigkeitspakete werden dadurch deutlich als "Inseln" in der Strahlkontur erkennbar.
- In PDA Messungen einzelner Einspritzungen machen sich diese dichten Strahlstrukturen in den Tropfengeschwindigkeits- resp. Tropfendurchmesser-messungen durch sich abwechslungsweise folgende Abschnitte mit und ohne Messdaten bemerkbar: Die Flüssigkeitspakete sind für die PDA Messtechnik zu dicht, daher sind nur in den weniger dichten Zwischenräumen Messungen möglich.
- Die in den Messwerten einzelner Einspritzungen auftretenden grossen Streuungen der Tropfengeschwindigkeiten werden durch die zufällige Verteilung der Tropfengeschwindigkeiten nach den Kollisionen zwischen Paketen verursacht. Infolge der zufälligen Natur gleichen sie sich bei einer Mittelung der Messwerte über viele Einspritzungen aus.
- Nur die von aussen, d.h. durch die Einspritzdüse aufgeprägten Störungen des Strahlzerfalls führen auch in den über viele Einspritzungen gemittelten Messdaten zu deutlichen, zeitabhängigen Strukturen in den Messwertverläufen.

Die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit zeigen, wie wichtig die Berücksichtigung der Grenzen der angewandten Messtechnik bei der Interpretation der Messdaten ist: Bei PDA Messungen können z.Bsp. Abschnitte ohne Messdaten sowohl durch das gänzliche Fehlen von Tröpfchen oder aber auch durch die Überschreitung der Messbarkeitsgrenzen für die PDA Messtechnik verursacht werden. Erst eine genauere Untersuchung der Messdaten unter Beizug von anderen Messmethoden oder Hilfsgrössen wie z.Bsp. dem Signal der Photomultiplier erlaubt eine eindeutige Aussage über die wirklichen Ursachen der beobachteten Phänomene.



Ebenfalls wurde auch deutlich, dass schon kleinste Unterschiede bei der Fertigung der Düsen spitzen resp. der Düsenlöcher einen grossen Einfluss auf die Einspritzstrahlausbreitung und Tropfengrösse haben. Die Unterschiede in der Fertigungsqualität können sogar einen grösseren Einfluss auf das Messergebnis haben als die Variation der Lochdurchmesser und Lochlängen. Für eine Verbesserung der dieselmotorischen Verbrennung und Reduktion der Emissionen in serienmässig produzierten Dieselmotoren ist es daher von grösster Wichtigkeit, dass die Qualität bei der Fertigung der Einspritzdüsen und Düsen spitzen auf einem sehr hohen Niveau gehalten werden kann.

## 7. Ausblick

Dieselmotoren werden uns noch lange begleiten...

Dank ihrer im Vergleich zu anderen Verbrennungskraftmaschinen überlegenen Effizienz bleiben sie in absehbarer Zeit die bestmögliche Antriebsquelle für die individuelle und gewerbsmässige Mobilität.

Die Entwicklung der Dieseltechnik ist keineswegs bereits abgeschlossen, auch in Zukunft wird die Effizienz und das Emissionsverhalten der Dieselmotoren weiter verbessert werden.

Die wichtigste Voraussetzung für die weitere Verbesserung der Dieseltechnik ist eine bessere Kontrolle der dieselmotorischen Verbrennung. Dies setzt voraus, dass die bei der Einspritzung des Brennstoffs, dem Zerfall des Einspritzstrahls, der Tropfenverdampfung, der Mischung des verdampften Brennstoffs mit der Luft, der Zündung und der Verbrennung ablaufenden Prozesse noch besser verstanden werden. Schon am Anfang dieser Prozesskette besteht nach wie vor ein grosser Forschungsbedarf, da trotz vieler Arbeiten auf diesem Gebiet die massgeblichen Vorgänge beim Aufbrechen von Diesel-Einspritzstrahlen nicht genau bekannt sind.

Das eigentliche "Piece de Resistance" für experimentelle Untersuchungen an Diesel-Einspritzstrahlen stellt die hohe optische Dichte der Einspritzstrahlen dar. Diese verunmöglicht auch den heute sehr weit entwickelten optischen resp. laseroptischen Messmethoden den Blick ins Innere des Strahlkerns. Eine Möglichkeit, um trotzdem einen Einblick in die im Strahlkern ablaufenden Prozesse zu erhalten, bieten Experimente mit Röntgenstrahlen: Diese erlauben durch die Messung derer Abschwächung beim Passieren des Einspritzstrahls eine Berechnung der Brennstoffmassenverteilung (d.h. man erhält gewissermassen ein quantitativ auswertbares Schattenbild). Allerdings reicht die Auflösung der bislang verfügbaren zweidimensionalen Röntgendetektoren noch nicht aus, um die feinen Strukturen im Einspritzstrahlkern erfassen zu können.

Bei der in dieser Arbeit eingesetzten Messtechnik konnte immer nur ein Schattenbild pro Einspritzung erstellt werden. Für ein besseres Verständnis wäre es hilfreich, wenn auch die Entstehung der sichtbaren Strahlstrukturen verfolgt werden könnte. Dies kann beispielsweise durch den Einsatz eines mit hoher Taktfrequenz betriebenen Pulslasers (z.Bsp. eines Kupferdampf lasers) und einer Trommelkamera oder einer sehr schnellen digitalen Kamera erfolgen.

Der grosse Einfluss der Fertigungsqualität der Einspritzdüsen und Düsen spitzen auf die Messergebnisse wurde auch in dieser Arbeit deutlich. Daraus folgt, dass für die Bestimmung des Einflusses von geometrischen Variationen in den Abmes-

sungen der Düsenlöcher eigentlich immer mehrere Düsenspitzen mit den gleichen Abmessungen vermessen werden müssten. Alternativ dazu wäre auch eine gezielte Untersuchung des Einflusses von kleinen Variationen bei der Fertigung der Düsenspitzen denkbar, da sie wertvolle Hinweise für die beste Methode der Qualitätssicherung bei der Einspritzdüsenproduktion liefern könnte. Auf jeden Fall muss die Hydraulik der Einspritzdüse gut bekannt sein, bevor allgemeine Schlüsse aus den experimentellen Daten gezogen werden können.

Alle in dieser Arbeit eingesetzten Düsenspitzen haben ein zentrales, koaxial zur Nadelachse ausgerichtetes Spritzloch im Düsensack. Die aktuellen Untersuchungen über die Kavitation in Diesel-Einspritzdüsen zeigen, dass je nach der Lage der Spritzlöcher grosse Unterschiede in der Kavitationsaktivität in der Umgebung der Düsenlöcher feststellbar sind. Es wäre deshalb von Interesse, die gleichen Messungen, wie sie in dieser Arbeit vorgenommen wurden, auch bei Sacklochdüsen mit nicht koaxial angeordneten Spritzlöchern oder bei Sitzlochdüsen vorzunehmen.

Neben der Einspritzausrüstung hat auch der Versuchsträger einen Einfluss auf den Einspritzstrahl: Andere Raumverhältnisse in der Umgebung des Einspritzstrahls bewirken eine Änderung in der vom Strahl induzierten Gasströmung, was sich wiederum auf den Einspritzstrahl selber auswirkt. Eine Wiederholung der vorliegenden Messungen in einem anderen Versuchsaufbau könnte Aufschluss über den Einfluss des Versuchsträgers geben.

Im Anschluss an die vorliegende Arbeit wäre es sinnvoll, wenn im Rahmen weiterer Forschungsprojekte mit den gleichen Einspritzdüsen und unter denselben experimentellen Rahmenbedingungen auch die Zündverzüge, die Zündorte im Strahl, die Flammstrukturen, die Reaktionszonen und die lokalen Russ- und Stickoxidverteilung untersucht werden könnten (Experimente mit Luft anstelle von reinem Stickstoff). Dies nicht nur für das bessere physikalische Verständnis der ablaufenden Vorgänge, sondern auch für die Schaffung einer weltweit vermutlich einmaligen Datenbasis für die Validierung von Computersimulationen in mehrphasigen, reaktiven Strömungen.

Neben diesen besonderen Aspekten gilt natürlich auch hier: mehr ist besser! Mehr Messungen, mehr Gaszustandsvariationen, höhere Einspritzdrücke, grössere Variationen bei den Düsenlochabmessungen, ... Dem Forschen sind keine Grenzen gesetzt mit Ausnahme der ... Zeit!



## 8. Literaturverzeichnis

- [1] Adrian R.J., "*Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics*", Ann. Rev. Fluid Mechanics 1991, Vol. 23, pp. 261-304, 1991
- [2] Araneo L., Damaschke N., Tropea C., "*Measurement and Prediction of the Gaussian Beam Effect in the Phase Doppler Technique*", 10th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2000
- [3] Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M., Kampansi N., "*Investigation of Cavitation in a Vertical Multi-Hole Injector*", SAE 1999-01-0524, 1999
- [4] Arcoumanis C., Badami M., Flora H., Gavaises M., "*Cavitation in Real-Size Multi-Hole Diesel Injector Nozzles*", SAE 2000-01-1249, 2000
- [5] Arrègle J., Pastor J.V., Ruiz S., "*The Influence of Injection Parameters on Diesel Spray Characteristics*", SAE 1999-01-0200, 1999
- [6] Bachalo W.D., "*Spray Diagnostics for the Twenty-First Century*", Atomization and Sprays Vol. 10, pp. 439-474, 2000
- [7] Bauckhage K., Schulte G., "*Phasen-Doppler-Anemometrie*", at-Verlag Stuttgart, 1990
- [8] Bergwerk W., "*Flow Patterns in Diesel Nozzle Spray Holes*", Proc. Inst. Mech. Engrs., 173, pp. 655-660, 1959
- [9] Bohn D., Fritzky G., Funcke J., Holzenthal K., "*Experimentelle Untersuchung der Kraftstoffzerstäubung und -verdampfung bei der dieselmotorischen Einspritzung unter Variation der Kraftstoffeigenschaften*", SFB 224 "Motorische Verbrennung" Teilprojekt B1a, 1992
- [10] Bosch W., "*Untersuchungen zur instationären reibenden Strömung in Druckleitungen von Einspritzsystemen*", Diss. Techn. Hochschule Aachen, 1958
- [11] Bower G., Chang S.K., Corradini M.L., El-Beshbeeshy M., Martin J.K., Krueger J., "*Physical Mechanisms for Atomization of a Jet Spray: A Comparison of Models and Experiments*", SAE 881318, 1988
- [12] Brazier-Smith P.R., Jennings S.G., Latham J., "*The Interaction of Falling Water Drops: Coalescence*", Proc. R. Soc. London Vol 326 pp. 393-408, 1972
- [13] Bruneaux G., "*Liquid and Vapor Spray Structure in High-Pressure Common Rail Diesel Injection*", Atomization and Sprays Vol 11, pp. 533-556, 2001

- [14] Chavez H., Knapp M., Kubitzek A., Obermeier F., Schneider T., "*Experimental Study of Cavitation in the Nozzle Hole of Diesel Injectors Using Transparent Nozzles*", SAE 950290, 1995
- [15] Chehroudi B., Chen S.H., Bracco F.V., Onuma Y., "*On the Intact Core of Full Cone Diesel Sprays*", SAE 850126, 1985
- [16] Chigier N., "*Drop Size and Velocity Instrumentation*", Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 9, pp. 155-177, 1983
- [17] Cronhjort A., "*Droplet Velocities in a Sliced Diesel Spray*", ILASS -Europe'01, Zürich, 2001
- [18] Dan T., Yamamoto T., Senda J., Fujimoto H., "*Effect of Nozzle Configurations for Characteristics of Non-Reacting Diesel Fuel Spray*", SAE 970355, 1997
- [19] Demtröder W., "*Laserspektroskopie*", Springer Verlag Berlin, 1993
- [20] Dent J.C., "*A Basis for the Comparison of Various Experimental Methods for Studying Spray Penetration*", SAE 710571, 1971
- [21] Desantes J.M., Arrègle J., Pastor J., "*Influence of the Fuel Characteristics on the Injection Process in a D.I. Diesel Engine*", SAE 980802, 1998
- [22] Durst F., Zaré M., "*Laser-Doppler Measurements in Two-Phase Flows*", Proceedings of LDA-Symposium, Seiten 403-429, Technical University of Denmark, Copenhagen, 1975
- [23] Eckbreth A.C., "*Laser diagnostics for combustion temperature and species*", Gordon & Breach Amsterdam, 1996
- [24] Eifler W., "*Untersuchung zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahles im Düsenbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie*", Diss. Univ. Kaiserslautern, 1990
- [25] Elkotb M.M., "*Fuel Atomization for Spray Modeling*", Prog. energy Combustion Sci. Vol. 8, No. 1, pp. 61ff, 1982
- [26] Faeth G.M., "*Mixing, Transport and Combustion in Sprays*", Prog. Energy Combust. Sci. 1987, Vol 13, pp. 293-345, 1987
- [27] Faeth G.M., Hsiang L.P., Wu P.K., "*Structure and Breakup Properties of Sprays*", Int. J. Multiphase Flow Vol.21, Suppl. pp. 99-127, 1995
- [28] Ganippa L.C., Bark G., Andersson S., Chomiak J., "*The Structure of Cavitation and its Effect on the Spray Pattern in a Single-Hole Diesel Nozzle*", SAE 2001-01-2008, 2001
- [29] Ganippa L.C., Andersson S., Chomiak J., "*Transient Measurements of Discharge Coefficients of Diesel Nozzles*", SAE 2000-01-2788, 2000

- [30] Ganser M., *“Akkumuliereinspritzung: Theoretische und experimentelle Untersuchung eines elektronisch gesteuerten Dieseleinspritzsystems für Personenwagenmotoren”*, Diss. ETH Zürich Nr. 7462, 1984
- [31] Guerrassi N., Champoussin J.C., *“Experimental Investigation on the Structure of a Non Evaporating Transient Dense Spray”*, 1996
- [32] Hardapulas Y., Liu H.C., *“Implications of the Gaussian Intensity Distribution of Laser Beams on the Performance of the Phase Doppler Technique Sizing Uncertainties”*, Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 23, pp 41-63, 1997
- [33] Hardenberg H., *“Die geometrischen Strömungsquerschnitte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren”*, MTZ 45, 10, 1984
- [34] Hardenberg H., *“Die Nadelhubabhängigkeit der Durchflussbeiwerte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren”*, MTZ 46, 4, 1985
- [35] Hecht E., *“Optics”*, Addison-Wesley Longman Inc., 1998
- [36] Hermann K., *“Strömung, Flammencharakterisierung und Stickoxid-Bildung in Turbulenten Vormischflammen”*, Dissertation ETH Zürich, 2002
- [37] Heywood J., *“Internal Combustion Engines Fundamentals”*, McGraw-Hill, 1988
- [38] Hirleman E.D., *“History of Development of the Phase-Doppler Particle Sizing Velocimeter”*, Particle and Particle Systems Characterization 13, 59-57, 1996
- [39] Hiroyasu H., Kadota T., *“Fuel Droplet Size Distribution in a Diesel Combustion Chamber”*, SAE 74017, 1974
- [40] Hiroyasu H., Arai M., *“Fuel Spray Penetration and Spray Angle in Diesel Engines”*, Trans. of JSME Japan, No. 21, 1980
- [41] Hiroyasu H., Arai M., Tabata M., *“Empirical Equations for the Sauter Mean Diameter of a Diesel Spray”*, SAE 890464, 1989
- [42] Hiroyasu H., Arai M., *“Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines”*, SAE 900475, 1990
- [43] Hsiang L.P., Faeth G.M., *“Drop deformation and Breakup due to Shock Wave and Steady Disturbances”*, Int. J. Multiphase Flow Vol 21, No. 4, pp. 545-560, 1995
- [44] Jermy M.C., Greenhalgh D.A., *“Planar dropsizing by elastic and fluorescence scattering in sprays too dense for phase Doppler measurement”*, Applied Physics B 71, 703-710, 2000

- [45] Kampmann S., Dittus B., Mattes P., Kirner M., “*The Influence of Hydro Grinding at VCO Nozzles on the Mixture Preparation in a DI Diesel Engine*”, SAE 960867, 1996
- [46] KIVA-Code (CFD Simulationsprogramm), Energy Science and Technology Software Center (ESTSC), P.O. Box 1020, Oak Ridge, TN 37831-1020, USA.
- [47] Kuensberg Sarre C., Kong S.C., Reitz R.D., “*Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays*”, SAE 1999-01-0912, 1999
- [48] Kunte S., “*Untersuchungen zum Einfluss von Brennstoffstruktur und -sauerstoffgehalt auf die Russbildung und -oxidation in laminaren Diffusionsflammen*”, Dissertation ETH Zürich, 2003
- [49] Lading L., Wigley G., Buchhave P., “*Optical Diagnostics for Flow Processes*”, Plenum Press New York, 1994
- [50] Laoonual Y., Yule A.J., Walmsley S.J., “*Internal Fluid Flow and Spray Visualization For a Large Scale Valve Covered Orifice (VCO) Injector Nozzle*”, ILASS-Europe'01, Zürich, 2001
- [51] Lefebvre A.H., “*Atomization and Sprays*”, Hemisphere Publishing Corporation, 1989
- [52] Lin S.P., Reitz R.D., “*Drop and Spray Formation From a Liquid Jet*”, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol 30, pp. 85-105, 1998
- [53] Lustgarten G., “*Modelluntersuchung zur Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor unter Anwendung der Modelltheorie*”, Diss. ETH Zürich, 1973
- [54] LSA, Light Scattering Analysis Software, Dantec Measurement Technology, DK-2740 Skovlunde, Denmark, 1991
- [55] Mayinger F., Feldmann O., “*Optical Measurement Techniques and Applications, 2nd Edition*”, Springer Verlag Berlin, 2001
- [56] Megahed M., Roosen P., “*Bestimmung der Kraftstoffgeschwindigkeit im düsennahen Bereich unter motorähnlichen Bedingungen*”, MTZ 54, S. 258ff, 1993
- [57] Meingast U., Reichelt L., Renz U., Müller D., Heine B., “*Nozzle Exit Velocity Measurements at a Multi-Orifice CR-Nozzle*”, ILASS-Europe'00, Darmstadt, 2000
- [58] Miesse C.C., “*Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets*”, Ind. Eng. Chem., Vol 47 No. 9, pp 1690ff, 1959



- [59] Morgan R., Wray J., *"The Influence of Injector Parameters on the Formation and Break-Up of a Diesel Spray"*, SAE 2001-01-0529, 2001
- [60] Naber J.D., Siebers D.L., *"Effect of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays"*, SAE 960034, 1996
- [61] Nishida K., Ceccio S., Assanis D., Tamaki N., Hiroyasu H., *"Characterization of Cavitation Flow in a Simple Hole Nozzle"*, ICLASS'97, Seoul, 1997
- [62] Ochs M., Gass J., Reh L., *"Phase Doppler Reflection Configurations for Size Measurements of Evaporating Fuel Droplets"*, 1st European Conf. on Small Burner Techn. and Heating Equipm., Zürich, pp. 531-538, 1996
- [63] Ofner B., *"Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common Rail Einspritzsystemen"*, Dissertation TU München, 2001
- [64] Ohnesorge W.V., *"Anwendung eines kinematographischen Hochfrequenzapparates mit mechanischer Regelung der Belichtung zur Aufnahme der Tropfenbildung und des Zerfalls flüssiger Strahlen"*, Dissertation Techn. Hochschule Berlin, 1937
- [65] O'Rourke J.P., Bracco F.V., *"Modelling of Drop Interactions in Thick Sprays and a Comparison with Experiments"*, Conf. on Strat. Charge Automotive Engines, No. C404/80, IMechE pp. 101-116, 1980
- [66] Pilch M., Erdman C.A., *"Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop"*, Int. J. Multiphase Flow Vol 13, No. 6, pp. 741-757, 1987
- [67] Pitcher G., Wigley G., *"Sensitivity of Dropsize Measurements by Phase Doppler Anemometry to Refractive Index Changes in Combusting Fuel Sprays"*, 5th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 1990
- [68] Pitcher G., Wigley G., *"The Droplet Dynamics of Diesel Fuel Sprays under Ambient and Engine Conditions"*, 4th Int. Conf. on Laser Anemometry, Cleveland Ohio, 1991
- [69] Picher G., Wigley G., *"Application of Phase Doppler Anemometry to Combusting Diesel Fuels Sprays - Measurement Technique, Precision and Data Interpretation"*, 6th Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Erlangen, 1992
- [70] Powell C.F., Yue Y., Poola R., Wang J., *"X-Ray Measurements of High Pressure Diesel Sprays"*, SAE 2001-01-0531
- [71] Ranz W.E., *"On Sprays and Spraying"*, Dept. Eng. Res., Pennsylvania State Univ. Bulletin 65, 1956

- [72] Rayleigh, Lord, "*On the Stability of Jets*", Proc. London Math. Society, London, 1878
- [73] Reinecke W.G., Waldmann G.D., "*A Study of Drop Breakup by Strong Shocks with Application to Flight*", AVCO Report AVSD-0110-70-RR, 1970
- [74] Reitz R.D., "*Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet*", Ph.D. Thesis, Princeton University, 1978
- [75] Reitz R.D., Bracco F.V., "*Mechanism of Atomization of a Liquid Jet*", The Physics of Fluid Vol. 25, No. 10, S. 1730-1742, 1982
- [76] Reitz R.D., Diwakar R., "*Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays*", SAE 860469, 1986
- [77] Rhim D.R., Farrell P.V., "*Effect of Gas Density and the Number of Injector Holes on the Air Flow Surrounding Non-Evaporating Transient Diesel Sprays*", SAE 2001-01-0532, 2001
- [78] Roth H., Gavaises M., Arcoumanis C., "*Cavitation Initiation, its Development and Link with Flow Turbulence in Diesel Injector Nozzles*", SAE 2002-01-0214, 2002
- [79] Rotondi R., Bella G., Grimaldi C., Postriotti L., "*Atomization of High-Pressure Diesel Spray: Experimental Validation of a New Breakup Model*", SAE 2001-01-1070, 2001
- [80] Ruck B., "*Laser-Doppler-Anemometrie*", AT-Fachverlag Stuttgart, 1987
- [81] Sanka S.V., Bachalo W.D., "*Performance Analysis of Various Phase Doppler Systems*", 4th Int. Congress on Optical Particle Sizing, Nürnberg, 1995
- [82] Schaller J.K., Kunzi U., Powell C.F., Yue Y., Poola R., Wang J., "*Investigations of the Diesel Injection Using Synchrotron X-Rays for Quantitative Measurements of the Mass Distribution and a Piezo Electrical Sensor to Probe the Jet Force*", ILASS-Europe'00, Darmstadt, 2000
- [83] Schneider W., "*Pumpen für zukünftige Dieseleinspritzsysteme*", O+P Ölhydraulik und Pneumatik, 36, Nr. 5, 1992
- [84] Schugger C., Meingast U., Renz U., "*Time-Resolved Velocity Measurements in the Primary Breakup Zone of a High Pressure Diesel Injection Nozzle*", ILASS-Europe'00, Darmstadt, 2000
- [85] Siebers D.L., "*Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Engines*", SAE 980809, 1998
- [86] Scott A., "*The Dilbert Principle*", Harper Business, New York, 1997

- [87] Sultan G., *“PDA Messungen in optisch dichten Sprays: Störungen der Signaldetektion und deren Auswirkung auf ermittelte Verteilungen”*, Dissertation Universität Bremen, 2001
- [88] Tanasawa Y., Toyoda S., *“On the Atomization of Liquid Jet Issuing from a Cylindrical Nose”*, Tech. Report Tohoku Univ., 19-2, 1955
- [89] Settles G.S., *“Schlieren and Shadowgraph Techniques”*, Springer Verlag Berlin, 2001
- [90] Singer E., *“Brennstoffe, Kraftstoffe, Schmierstoffe”*, Praktische Chemie für Ingenieurberufe, Schroedel Verlag Hannover, 1980
- [91] Sitkei G., *“Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren”*, Springer Verlag Berlin, 1964
- [92] Soteriou C., Andrews R., Smith M., *“Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydraulic Flip on Atomization”*, SAE 950080, 1995
- [93] Soteriou C., Andrews R., Smith M., *“Further studies of cavitation and atomization in diesel injection”*, SAE 1999-01-1486, 1999
- [94] Soteriou C., Andrews R., Torres N., Smith M., Kunkulagunta R., *“Through the Diesel Nozzle Hole - A Journey of Discovery II”*, ILASS-Europe'01, Zürich, 2001
- [95] Su T.F., El-Beshbeeshy M.S., Corradini M.L., Farrell P.V., *“Light Extinction Method on High-Pressure Diesel Injection”*, SPIE Vol. 2546, pp. 490-501,
- [96] Tamaki N., Nishida K., Hiroyasu H., Shimizu M., *“Effects of the Internal Flow in a Nozzle Hole on the Breakup Process of a Liquid Jet”*, IC-LASS'97, Seoul, 1997
- [97] Tropea C., *“The Development of the Phase Doppler Technique”*, Applied Optical Measurements 279-292, Springer Verlag Berlin, 1999
- [98] Varde K.S., Popa D.M., *“Diesel Fuel Spray Penetration at High Injection Pressures”*, SAE 830448, 1983
- [99] Varde K.S., Popa D.M., Varde L.K., *“Spray Angle and Atomization in Diesel Sprays”*, SAE 841055, 1984
- [100] Wakuri Y., Fujii M., Amitani T., Tsuneya R., *“Studies on the Penetration of Fuel Spray in a Diesel Engine”*, Bulletin J.S.M.E., Vol. 3, No. 9, pp. 129ff, 1960
- [101] Walther J., Schaller J.K., Wirth R., Tropea C., *“Characterization of Cavitating Flow Fields in Transparent Diesel Injection Nozzles Using Fluore-*

*scent Particle Image Velocimetry (FPIV)*”, ILASS-Europe'00, Darmstadt, 2000

- [102] Westerweel J., “*Digital Particle Image Velocimetry, Theory and Application*”, Delft University Press, 1993
- [103] Wigley G., Hargrave G.K., Heath J., “*A High Power, High Resolution LDA/PDA System Applied to Dense Gasoline Direct Injection Sprays*”, 9th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 1998
- [104] Wigley G., Pitcher G., “*An Investigation of Pilot Injection with a High Pressure Common Rail Diesel Injection System*”, ILASS-Europe'98, Manchester, 1998
- [105] Winklhofer E., Kull E., Kelz E., Mozorov A., “*Comprehensive Hydraulic and Flow Field Documentation in Modell Throttle Experiments und Cavitation Conditions*”, ILASS-Europe'01, Zürich, 2001
- [106] Wu K.-J., Reitz R.D., Bracco F.V., “*Measurements of Drop Size at the Spray Edge Near the Nozzle in Atomizing Liquid Jets*”, Phys. Fluids 25 (4) 941-951, 1986
- [107] Wu P.K., Miranda R.F., Faeth G.M., “*Effects of Initial Flow Conditions on Primary Breakup of Nonturbulent and Turbulent Round Liquid Jets*”, Atomization and Sprays, Vol. 5, pp. 175-196, 1995
- [108] Xu T.H., Tropea C., “*Improving the performance of two-component phase Doppler anemometers*”, Meas. Sc. Technology 5 (1994) 969-975, 1994
- [109] Yule A.J., Salters D.G., “*The Structure and Dimensions of the Time Dependent Break-Up Zone of Diesel Sprays*”, ICLASS-94, Rouen, 1994
- [110] Yokota K., Matsuoka S., “*An Experimental Study of Fuel Spray in a Diesel Engine*”, Trans. JSME, Vol 43 No. 373 pp. 3455ff, 1977

## 9. Anhang

### 9.1 Symbole und Abkürzungen

#### *Lateinisch*

$CN$	Kavitationszahl	[ - ]
$C_a$	Flächen-Kontraktionskoeffizient	[ - ]
$C_d$	Ausfluss-Koeffizient	[ - ]
$C_v$	Geschwindigkeits-Koeffizient	[ - ]
$d$	Durchmesser, Abstand	[ m ]
$d_0$	Düsenlochdurchmesser	[ m ]
$d_p$	Partikeldurchmesser	[ m ]
$f$	Frequenz	[ Hz ]
$f[...]$	Funktion	[ - ]
$F$	Brennweite	[ m ]
$I$	Intensität	[ W/ m <sup>2</sup> ]
$l$	Länge	[ m ]
$l_b$	Strahl Aufbruchlänge (Kapitel 2.3.3)	[ m ]
$l_0$	Düsenlochlänge	[ m ]
$n$	Brechungsindex	[ - ]
$\dot{m}$	Massenstrom	[ kg / s ]
$p$	Druck	[ Pa ]
$\Delta p$	Druckdifferenz, Einspritzdruck	[ Pa ]
$S$	Penetration	[ m ]
$t$	Zeit	[ s ]
$t_b$	Strahl Aufbruchszeit (Kapitel 2.3.3)	[ s ]
$T$	Temperatur	[ K ]
$U$	Einspritzstrahl- oder Tropfengeschwindigkeit	[ m / s ]
$v$	Geschwindigkeit allgemein	[ m / s ]
$\dot{V}$	Volumenstrom	[ m <sup>3</sup> / s ]

**Griechisch**

$\Phi$	Phasenverschiebung	[ rad ]
$\gamma$	Volumenausdehnungskoeffizient	[ - ]
$\eta$	dynamische Viskosität	[ N·s / m <sup>2</sup> ]
$\varphi$	Streuwinkel	[ rad ]
$\lambda$	Wellenlänge	[ m ]
$\nu$	kinematische Viskosität ( $\eta / \rho$ )	[ m <sup>2</sup> / s ]
$\pi$	Konstante Pi	[ - ]
$\Theta$	Halbwinkel zwischen den Laserstrahlen	[ rad ]
$\theta$	Kegelwinkel des Einspritzstrahls	[ rad ]
$\rho$	Dichte	[ kg / m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Oberflächenspannung	[ N / m ]
$\Psi$	Halbwinkel zwischen den Detektoren	[ rad ]
$\Upsilon$	Volumenausdehnungskoeffizient	[ 1 / K ]

**Indizes**

<i>G</i>	Gas, Luft
<i>L</i>	Flüssigkeit, Brennstoff
<i>a</i>	Ambient, Umgebungsbedingungen

## 9.2 Kennzahlen

**Reynolds Zahl:** 
$$\text{Re} = \frac{l \cdot U}{\nu} = \frac{l \cdot U \cdot \rho}{\eta} \quad (9.1)$$

Die Reynolds Zahl stellt das Verhältnis zwischen Trägheits- und Zähigkeitskräften dar. Für Strömungen charakterisiert sie die Strömungsart (turbulent, laminar). Die Variable  $l$  bezeichnet die charakteristische Länge,  $U$  bezeichnet die charakteristische Geschwindigkeit der jeweiligen Anwendung.

**Weber Zahl:** 
$$\text{We} = \frac{d \cdot \rho_G \cdot U_{rel}^2}{\sigma} \quad (9.2)$$

Die Weber Zahl stellt das Verhältnis zwischen den Trägheits- und den Oberflächenspannungskräften dar. Für Tropfen bezeichnet die kritische Webernummer  $We_{\text{crit}}$  die Grenze, unterhalb derer die Tropfen nicht weiter zerfallen (Für Wasser und niedrig-viskose Öle ist  $We_{\text{crit}} = 12$ ).

**Ohnesorge Zahl:** 
$$\text{Oh} = \frac{\eta}{\sqrt{\sigma \cdot \rho \cdot d}} = \frac{\sqrt{We}}{\text{Re}} \quad (9.3)$$

Die Ohnesorge Zahl stellt die Relation zwischen den dämpfend wirkenden Zähigkeitskräften und den Oberflächenspannungskräften dar. Sie hängt nur von Stoffwerten und geometrischen Grössen ab.

### Charakteristische gemittelte Tropfendurchmesser:

Je nach Anwendung können die einzelnen gemessenen Tropfengrössen insgesamt oder innerhalb einzelner Zeitschritte in einen gemittelten Durchmesser umgerechnet werden. Die allgemeine Beziehung zur Berechnung gemittelter Durchmesser lautet:

Allgemein  $D_{xy}$ : 
$$(d_{xy})^{x-y} = \frac{\sum_{i=1 \dots n} d_i^x}{\sum_{i=1 \dots n} d_i^y} \quad (9.4)$$

Der gebräuchlichste Fall ist der arithmetische Mittelwert der gemessenen Tropfen:

$$\text{Arithmetischer Mittelwert } D_{10}: d_{10} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1 \dots n} d_i \quad (9.5)$$

Häufig wird auch der Sauterdurchmesser angegeben. Er beschreibt das Verhältnis von Tropfenvolumen zur Tropfenoberfläche:

$$\text{Sauterdurchmesser } D_{32}: d_{32} = \frac{\sum_{i=1 \dots n} d_i^3}{\sum_{i=1 \dots n} d_i^2} \quad (9.6)$$

In der folgenden Tabelle sind die allgemein gebräuchlichen gemittelten Durchmesser mit ihren Anwendungen angegeben (nach [51]):

<i>Symbol</i>	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>Name</i>	<i>Anwendung</i>
D <sub>10</sub>	1	0	Arithmetischer Mittelwert	<i>Vergleiche</i>
D <sub>20</sub>	2	0		<i>Wärmeübergang</i>
D <sub>30</sub>	3	0		<i>Massentransport</i>
D <sub>21</sub>	2	1		<i>Absorption</i>
D <sub>31</sub>	3	1		<i>Verdampfung, molekulare Diffusion</i>
D <sub>32</sub>	3	2	Sauterdurchmesser (SMD)	<i>Stofftransport</i>
D <sub>43</sub>	4	3	De Brouckere Durchmesser	<i>Verbrennungsgleichgewicht</i>

Tab. 9.1: : Charakteristische Tropfendurchmesser

**Die Tropfengrößenverteilung** einer Messung lässt sich ebenfalls mit charakteristischen Durchmessern beschreiben:

$D_{\text{Peak}}$  = Häufigste Durchmesserklasse im Histogramm

$D_{\text{Vol-Anteil}}$  = Tropfendurchmesser, unterhalb dessen (*Vol-Anteil*) des gesamten Flüssigkeitsvolumens vorhanden ist.

Z.Bsp:  $D_{0,1}$  = 10% des gesamten Flüssigkeitsvolumen ist in den Tropfen kleiner als  $D_{0,1}$  vorhanden.



### 9.3 Stoffdaten des Diesels

Der verwendete Diesel wurde von der Eidgenössischen Materialprüfungs- und Forschungsanstalt geprüft (EMPA Prüfbericht 423 548/01)

<i>Eigenschaft</i>	<i>Wert</i>	<i>Prüfmethode</i>
Dichte bei 15°C	822.5 kg / m <sup>3</sup>	ASTM D 4052
Volumenausdehnungskoeffizient $\gamma$	806·10 <sup>-6</sup>	
Kinematische Viskosität $\nu$ bei 40°C	2.54 mm <sup>2</sup> / s	ISO 3104
CFPP	-26 °C	EN 116
Flammpunkt	66.5 °C	ISO 2719
Cetanzahl / Cetanindex	59.7 / 54.9	ISO 5165 / 4264
Kohlenstoffanteil	86.01 Mass-%	ASTM D 5291
Wasserstoffanteil	14.22 Mass-%	ASTM D 5291
Schwefelgehalt	44 mg / kg	ASTM D 5453
Wassergehalt (KF)	55 mg / kg	ASTM D 1744
Koksrückstand (10% Dest.)	0.01 Mass-%	ISO 10370

<i>Siedeanalyse bei 1013 mbar</i>	<i>Wert</i>	<i>Prüfmethode</i>
Siedebeginn	182 °C	ISO 3405
10 Vol-% destilliert bis	212 °C	ISO 3405
50 Vol-% destilliert bis	253 °C	ISO 3405
90 Vol-% destilliert bis	320 °C	ISO 3405
95 Vol-% destilliert bis	340 °C	ISO 3405
97.5 Vol-% destilliert bis	350 °C	ISO 3405
Polycyclische Aromaten	1.9 Mass-%	IP 391
Monoaromaten	12.6 Mass-%	IP 391
Diaromaten	1.6 Mass-%	IP 391
Tri- und Tetraaromaten	0.3 Mass-%	IP 391

### 9.3.1 Temperatureinfluss auf die Stoffwerte:

**Dichte:** Die Dichte in Abhängigkeit der Temperatur lässt sich nach folgender Beziehung berechnen:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \Upsilon \cdot (T - T_0)} \quad (9.7)$$

Für höhere Drücke muss sowohl die Kompressibilität der Flüssigkeit wie auch die Änderung des Volumenausdehnungskoeffizienten in Abhängigkeit des Drucks berücksichtigt werden.

Gemäss [63] ändert sich der Volumenausdehnungskoeffizient im Vergleich zur Angabe beim Umgebungsdruck (1bar) bei 40bar um -2%, bei 80bar um -4%. Der Einfluss der Kompressibilität beträgt bis 80bar Druck weniger als 0.5%.

**Viskosität:** Nach dem KIVA-Code [46] kann die dynamische Viskosität mit dem folgenden exponentiellen Ansatz berechnet werden (für  $T > T_{\text{Cut}}$ ):

$$\eta(T) = \eta_0 + A \cdot (\min(T, T_{\text{Crit}}) - T_{\text{Cut}})^B \quad (9.8)$$

Stoffwerte (KIVA):

$T_{\text{Crit}}$	=	720.6 K
$T_{\text{Cut}}$	=	230 K
$\eta_0$	=	-0.00012 N·s / m <sup>2</sup>
A	=	1.8
B	=	-1.5

**Oberflächenspannung:** Nach dem KIVA-Code [46] wird die Oberflächenspannung vereinfacht zwischen dem Wert bei einer bekannten Temperatur und der kritischen Temperatur linear auf Null interpoliert:

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_{T_0}}{(T_{\text{Crit}} - T_0)} \cdot (T_{\text{Crit}} - T) \quad (9.9)$$

Stoffwerte (KIVA):

$T_{\text{Crit}}$	=	720.6 K
$\sigma_{T_0}$	=	0.02047 N / m
$T_0$	=	350 K

**Brechungsindex:** Gemäss Eykman [67] kann der reale Anteil des Brechungsindex ( $n$ ) für Flüssigkeiten wie folgt mit der Dichte gekoppelt werden:

$$\left(\frac{n^2 - 1}{n + 0.4}\right) = \rho \cdot const \quad (9.10)$$

Für den verwendeten Diesel mit einem Brechungsindex  $n = 1.46$  bei  $T = 273^\circ\text{K}$  ergibt sich folgender Verlauf:

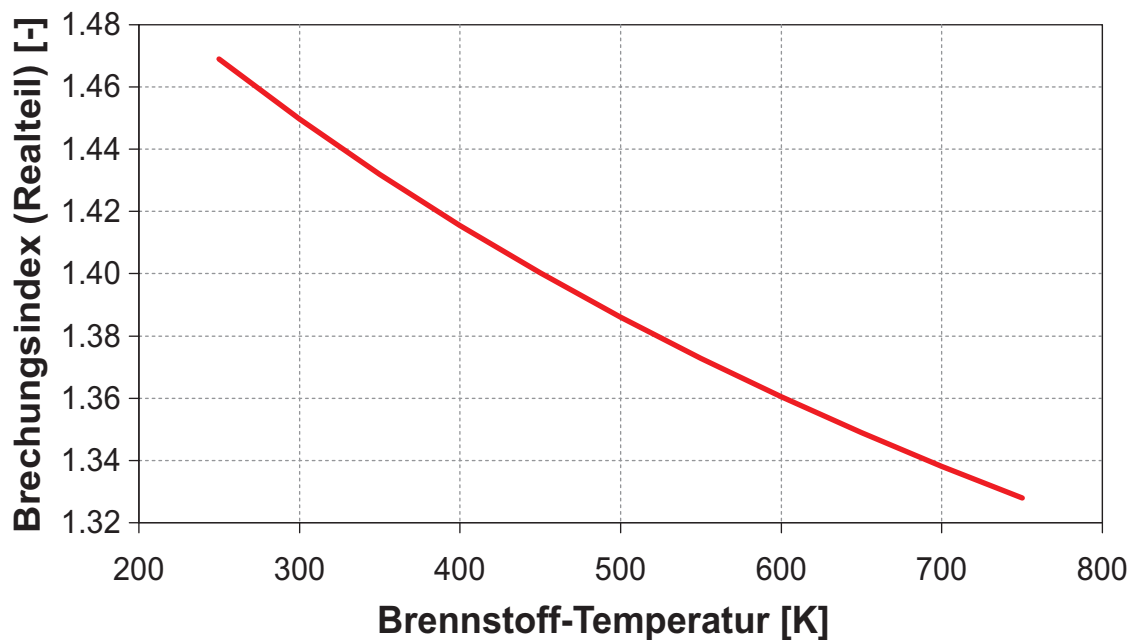


Abb. 9.1: *Abhängigkeit des Brechungsindex (Realteil) von der Temperatur für Diesel - ohne Berücksichtigung der Zusammensetzung.*

Zudem muss berücksichtigt werden, dass sich die Zusammensetzung des Diesels in einem Tropfen mit fortschreitender Verdampfung ändert, wodurch sich auch der Brechungsindex verändert (bei zunehmender Verdampfung steigt die Brennstoffdichte an [9]).

## 9.4 Einspritzraten und Nadelhübe

Die in der Tabelle 9.2 angegebenen Einspritzmengen wurden direkt gemessen, sie können aber auch aus dem Verlauf der Einspritzraten berechnet werden:

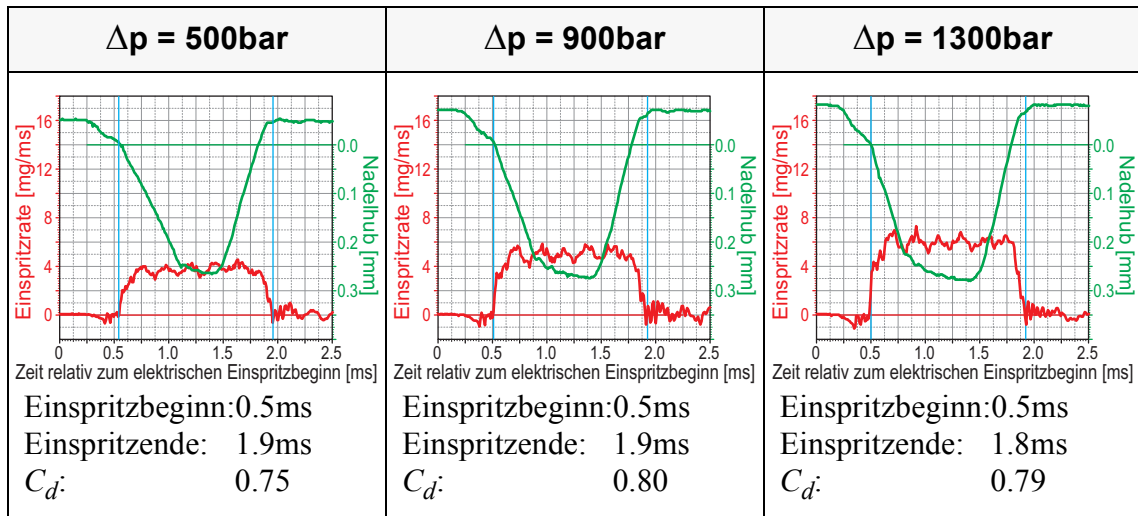
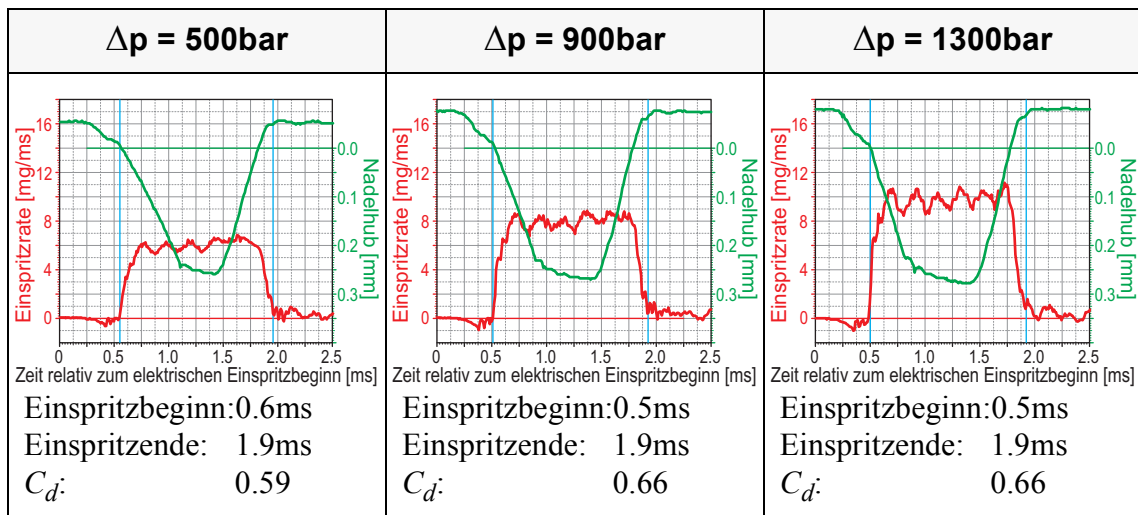
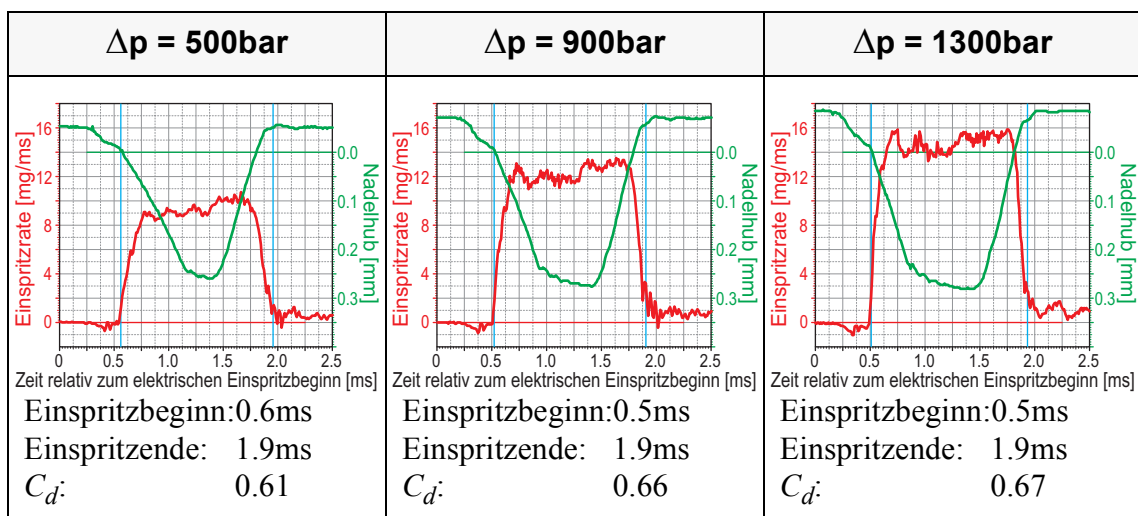
<i>Düsenspitze</i>	$P_{inj} = 500bar$	$P_{inj} = 900bar$	$P_{inj} = 1300bar$
Nr. 1 (Ø 0.15 x 0.60mm)	5.07	7.22	8.86
Nr. 2 (Ø 0.20 x 0.80mm)	7.11	10.67	12.91
Nr. 3 (Ø 0.25 x 1.00mm)	11.02	16.53	20.78
Nr. 4 (Ø 0.15 x 0.45mm)	4.93	7.17	8.59
Nr. 5 (Ø 0.20 x 0.60mm)	6.33	9.33	11.17
Nr. 6 (Ø 0.15 x 0.75mm)	4.71	6.78	8.15
Nr. 7 (Ø 0.20 x 1.00mm)	7.21	10.78	12.74
Nr. 8 (Ø 0.175 x 0.70mm)	6.12	8.56	10.07

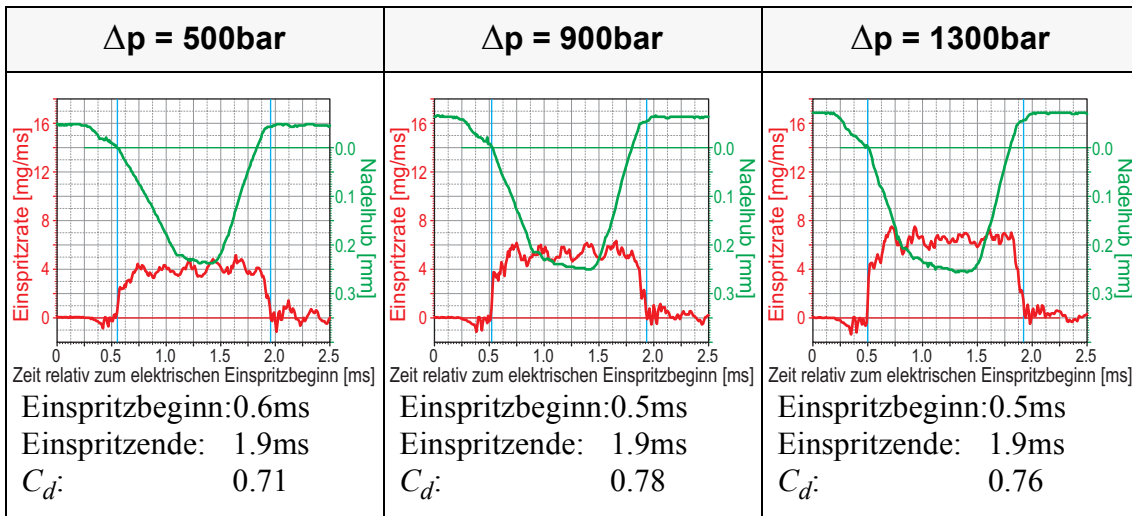
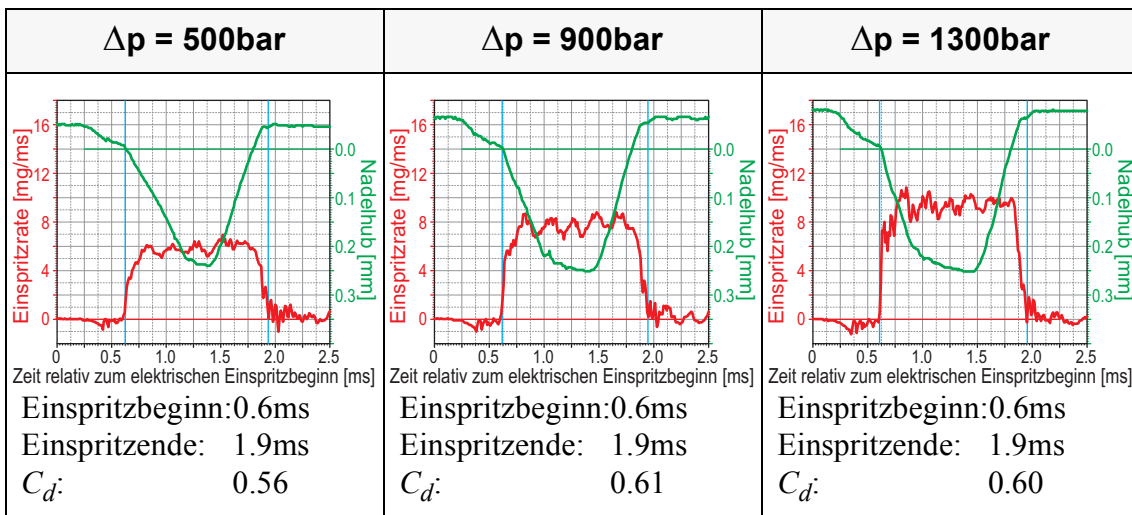
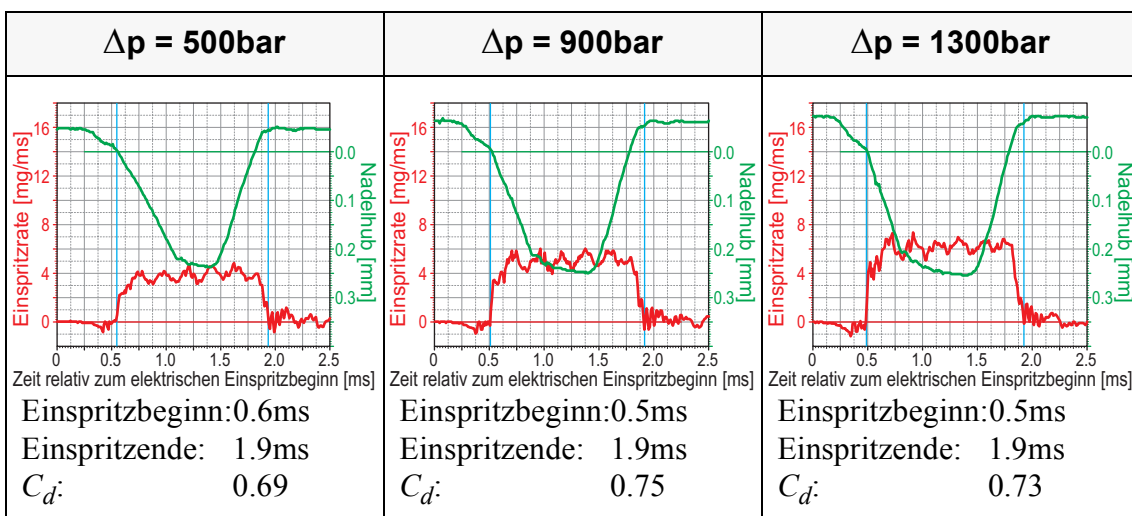
Tab. 9.2: *Eingespritzte Brennstoffmengen (mg pro Einspritzung).  
Einspritzdauer (elektrisch) = 1.2ms*

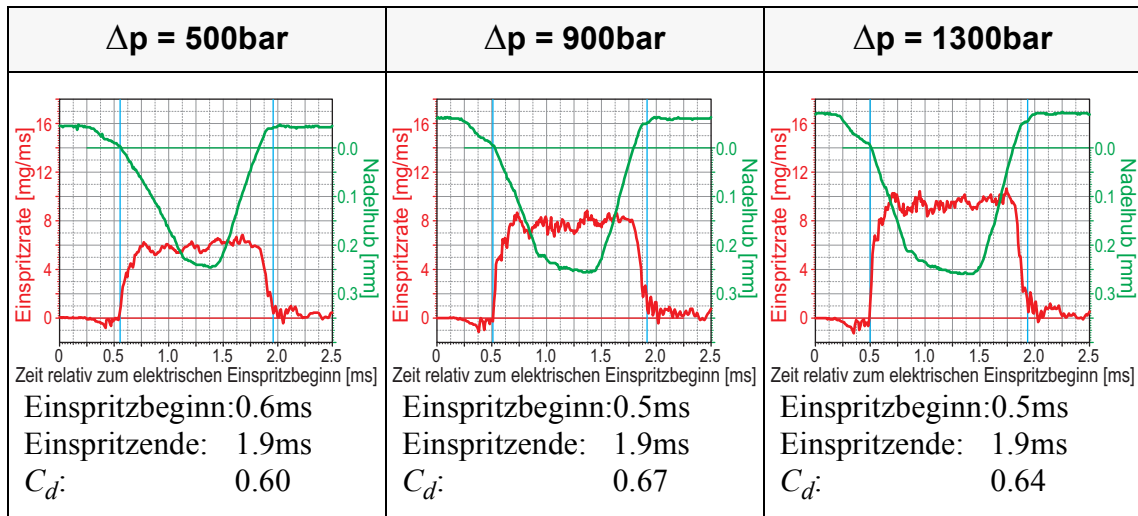
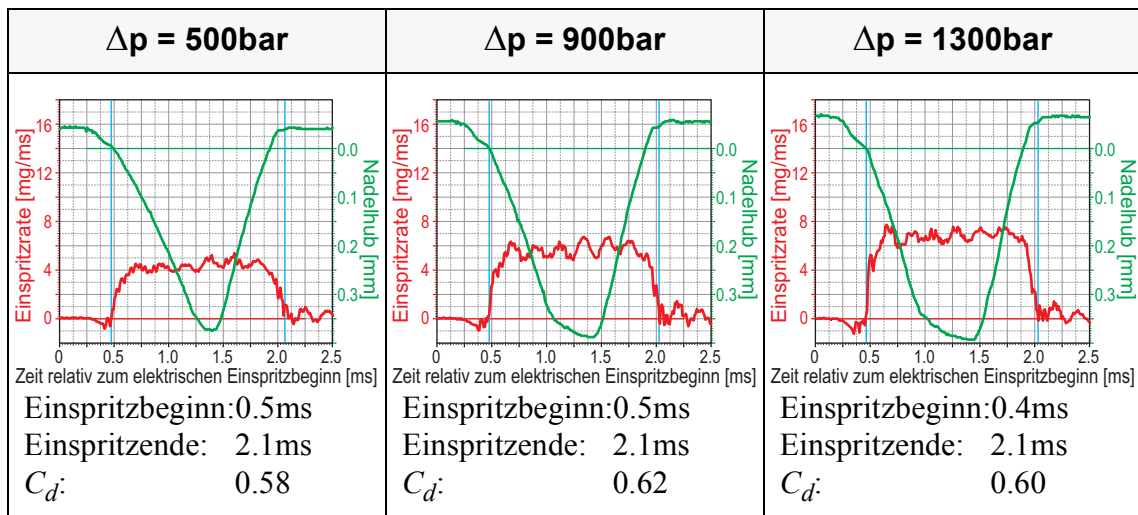
Nachfolgend die Diagramme mit den Nadelhüben und Einspritzraten für alle acht Düsenspitzen bei den drei Standard-Einspritzdrücken. Der Nullpunkt der Zeitachse bezieht sich auf die positive Flanke des Steuersignals der Einspritzelektronik. Die Verzögerungen bis zur eigentlichen Öffnung der Düse (dem Einspritzbeginn) beträgt 0.5 bis 0.6ms. Sie wird beeinflusst durch die:

- Notwendige Zeit zum Aufbau des Magnetfelds im Steuerventil
- Die Massenträgheit der beweglichen Teile (Steuernadel, Düsennadel)
- Die maximal erreichbaren Druckgradienten im Steuerraum hinter der Düsennadel

Die gleichen Effekte verzögern auch das Schliessen der Düse, so dass die effektive Einspritzzeit trotzdem in etwa der Dauer des Steuersignals entspricht.

**Düsen Spitze 1 (Ø 0.15 x 0.60mm):****Düsen Spitze 2 (Ø 0.20 x 0.80mm):****Düsen Spitze 3 (Ø 0.25 x 1.00mm):**

**Düsen Spitze 4 ( $\varnothing 0.15 \times 0.45\text{mm}$ ):****Düsen Spitze 5 ( $\varnothing 0.20 \times 0.60\text{mm}$ ):****Düsen Spitze 6 ( $\varnothing 0.15 \times 0.75\text{mm}$ ):**

**Düsen Spitze 7 ( $\varnothing 0.20 \times 1.00\text{mm}$ ):****Düsen Spitze 8 ( $\varnothing 0.175 \times 0.70\text{mm}$ ):**

## 9.5 Druckerzeugung

Abbildung 9.2 zeigt den direkt im Brennstofftank eingebauten pneumatischen Druckwandler für die Erzeugung des Einspritzdrucks.

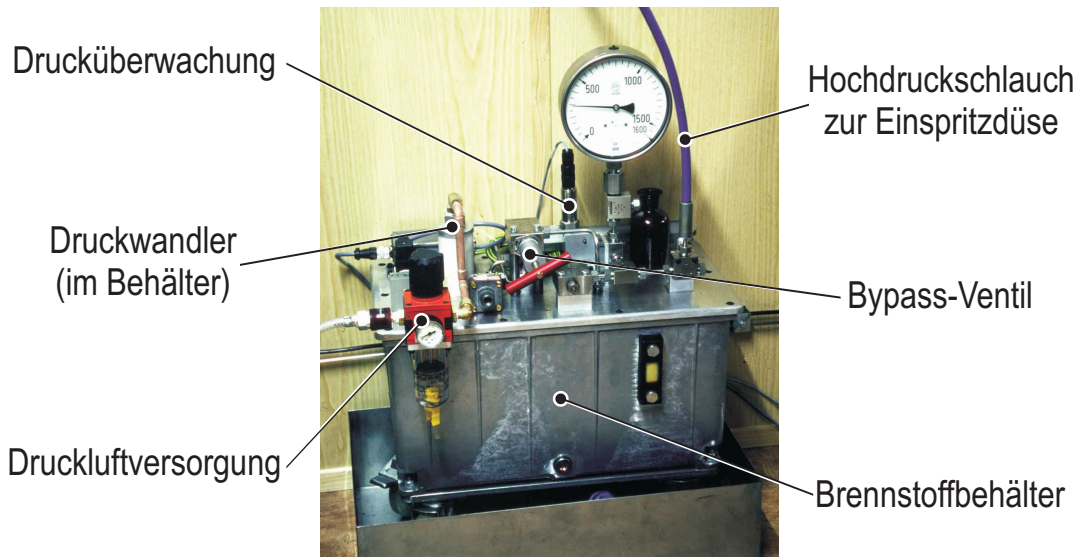


Abb. 9.2: Druckwandler für die Erzeugung des Einspritzdrucks.

Im Verlauf der Einspritzung sinkt der Druck im Rail (Druckspeicher) durch den in die Einspritzdüse abfließenden Brennstoffvolumenstrom. Abbildung 9.3 zeigt die Druckschwankungen (gemessen unmittelbar beim Einlauf in die Einspritzdüse) im schlechtesten Fall mit dem grössten Volumenstrom (Düsen spitze 3, Lochdurchmesser 0.25mm).

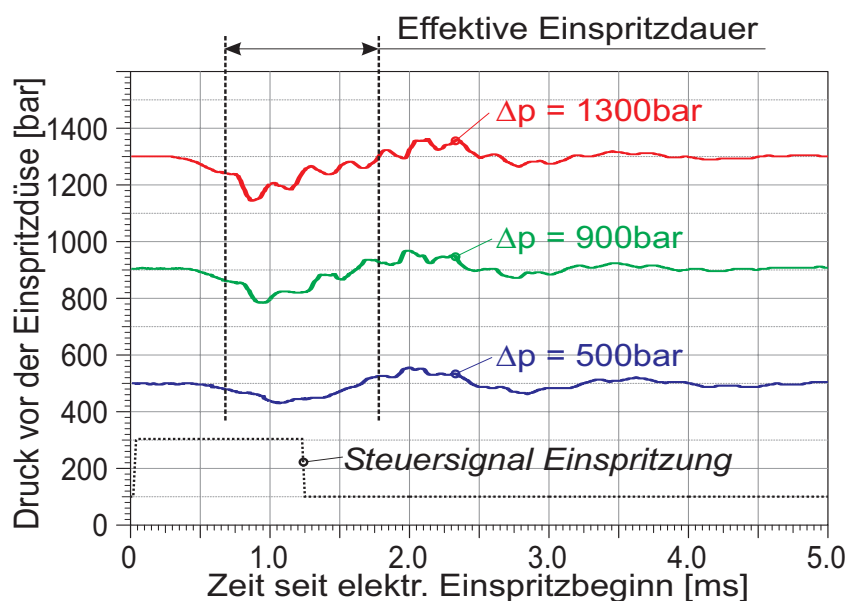


Abb. 9.3: Druckschwankungen vor der Einspritzdüse (Düsen spitze Nr. 3, Spritzlochdurchmesser 0.25mm)



Der Druck sinkt schon vor dem effektiven Einspritzbeginn infolge des Brennstoffabflusses durch die Steuerbohrungen der Düse um ca. 4.5%. Der tiefste Druck, ca. 12% unterhalb des Nenndrucks, wird kurz nach dem effektiven Einspritzbeginn erreicht. Bis zum Abschluss der Einspritzung steigt der Druck bereits wieder auf das Niveau des Nenndrucks.

## 9.6 Einstellparameter für die PDA Messungen

<i>Parameter - Laser</i>	U = Axiale Komponente	V = Radiale Komponente
Wellenlänge	514.5 nm	488 nm
Abstand der parallelen Strahlen	38 mm	42 mm
Brennweite der Fokussierlinse	350 mm	350 mm
Durchmesser der Messvolumens	60 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
Abstand der Interferenzebenen	4.746 $\mu\text{m}$	4.074 $\mu\text{m}$

Tab. 9.3: Einstell- und Designparameter der Laseroptik

<i>Parameter - Empfangsoptik</i>	U = Axiale Komponente	V = Radiale Komponente
Streuwinkel	70°	70°
Polarisationswinkel	0°	0°
Brennweite der Empfangsoptik	310 mm	310 mm
Einstellung Grössenmessbereich	2 mm	2 mm

<i>Parameter - Elektronik &amp; Software</i>	U = Axiale Komponente	V = Radiale Komponente
Effektive Bandbreite	45 MHz	45 MHz
Burst Detector Bandbreite	2.5 MHz	2.5 MHz
Grössenmessbereich	0 - 91.9 $\mu\text{m}$	-
Geschwindigkeitsmessbereich	-47.5 - 166.1 $\text{m/s}$	-40.7 - 142.6 $\text{m/s}$
Signalrauschvalidierung	Yes, -3dB	Yes, -3dB
Geschwindigkeitsvalidierung	Yes	Yes
Durchmesservalidierung	Yes	-
Fringe Count Limit	0 - 72	0 - 72
Maximaler Closed Loop Phase Error	15°	-
Maximale Spherical Deviation	15%	-

Tab. 9.4: Parameter der Empfangsoptik, Elektronik und Software

## 9.7 Eingesetzte Software

### Datenerfassung:

- Steuerung der CCD-Kamera und speichern der Schattenbilder:

*PCO SensiControl Version 4.03*

**Hersteller:** PCO Computer Optics GmbH  
Donaupark 11  
93309 Kelheim, Germany

- Durchführung der PDA-Messungen:

*Dantec/Invent SizeWare Version 2.4*

**Hersteller:** Dantec Dynamics A/S  
Tonsbakken 16-18  
P.O. Box 121  
DK-2740 Skovlunde  
Denmark

### Datenauswertung:

- Auswertung der Schattenbilder:

*PCO-Pictures Version 2.1*

*(Selbst erstellte Software)*

- Auswertung der PDA-Messungen:

*PDA-Setup Version 1.10*

*(Selbst erstellte Software)*

*PDA-Measurements 1.10*

*(Selbst erstellte Software)*

*PDA-Convert 1.30*

*(Selbst erstellte Software)*

*PDA-Grapher 1.20*

*(Selbst erstellte Software)*

*PDA-MultiGraph 1.00*

*(Selbst erstellte Software)*

## 9.8 Bilder und Zeichnungen der Zelle

Abbildung 9.4 zeigt einen Querschnitt durch die eingesetzte Zelle im Masstab 1:4. Links die Einspritzdüse und die Gaswechselorgane, der Strahlfänger rechts im Bild vermindert den Einfluss der Strahlreflexion an der Kammerwand auf die Messungen.

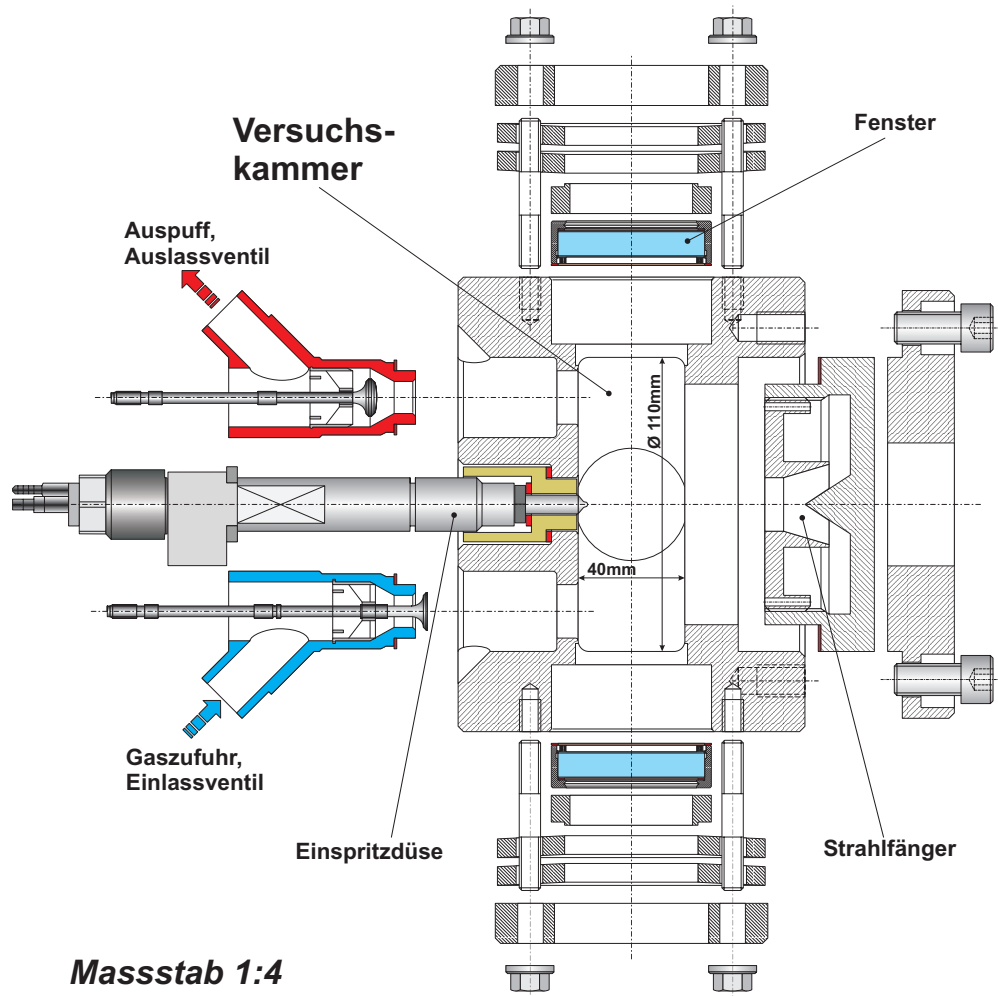


Abb. 9.4: Schnittzeichnung der Hochtemperatur- und Hochdruckzelle.

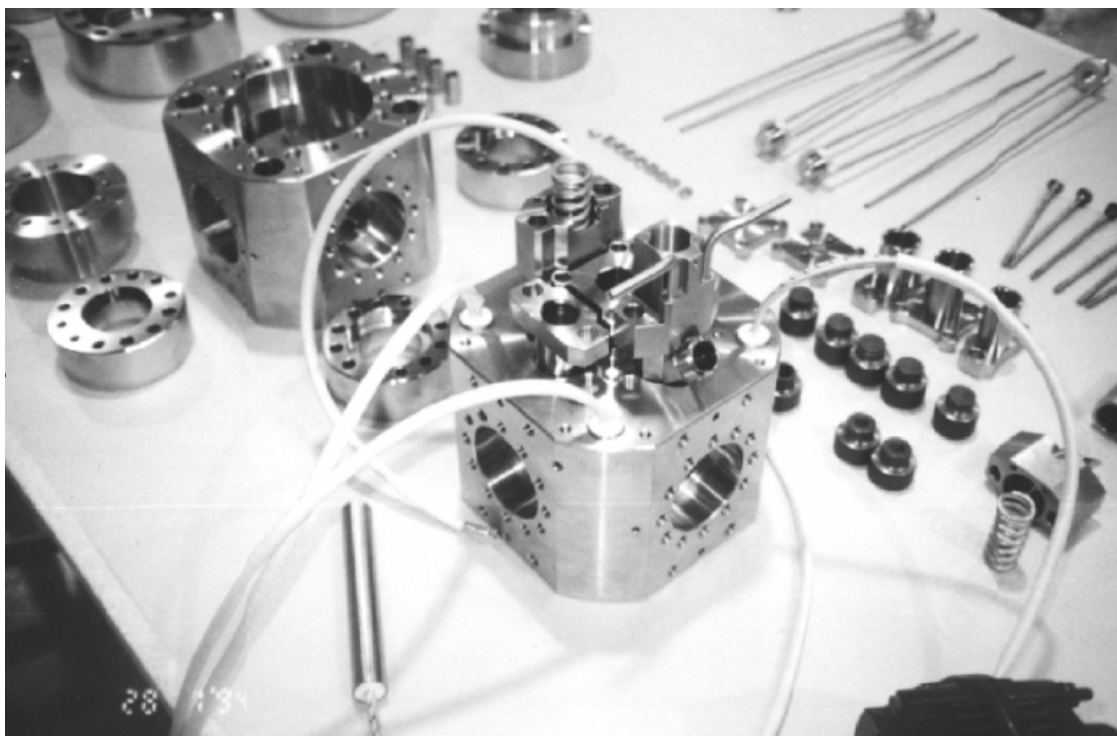


Abb. 9.5: Der Zellkörper mit diversen dazugehörigen Teilen im Neuzustand.



Abb. 9.6: Der Zellkörper nach dem Abschluss der Messungen.



## 9.9 Lebenslauf

### Persönliches

Geburtsdatum: 26. April 1964  
Bürgerorte: Zürich und Hüntwangen, Zürich  
Eltern: Ernst Schneider und Esther Schneider, geb. Weber

### Ausbildung

1971 - 1977: Besuch der Primarschule in Würenlos AG und Winterberg, ZH.  
1977 - 1980: Besuch der Sekundarschule in Grafstal, ZH.  
1980 - 1984: Berufslehre als Maschinenmechaniker bei der Firma BBC in Oerlikon.  
1984 - 1987: Maschineningenieurstudium an der HTL Winterthur.  
1987 - 1988: Übertrittskurs HTL / ETH.  
1990 - 1993: Maschineningenieurstudium an der ETH Zürich.

### Berufliches

1988 - 1990: Fässler AG, Ringstrasse 20, CH-8600 Dübendorf.  
(*Tätigkeiten: Engineering, Softwareentwicklung*).

seit 1994: Assistent und Doktorand am Institut für Energietechnik, Laboratorium für Verbrennungsmotoren und Verbrennungsforschung an der ETH Zürich.

1999 - 2002: Fässler AG, Ringstrasse 20, CH-8600 Dübendorf.  
(*Tätigkeiten: Softwareentwicklung*).

