

# **Untersuchung von Kavitationsphänomenen in Diseleinspritzdüsen**

**Vom Fachbereich Maschinenbau  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades**

**Doktor-Ingenieur**

**genehmigte Dissertation**

**von**

**Dipl.-Ing. Roger Busch  
geboren am 23.09.1972 in Mannheim**

**2001**

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. G. P. Merker
2. Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. K. Prescher

Tag der mündlichen Prüfung: 26. März 2001

So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig,  
man muss sie für fertig erklären,  
wenn man nach Zeit und Umständen  
das Möglichste getan hat.

(Johann Wolfgang von Goethe, Italienische Reise, 16.3.1787)

Für meine Eltern und der  
Liebe meines Lebens.



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während und neben meiner Tätigkeit im Bereich Forschung und Technologie 1 der DAIMLERCHRYSLER AG in Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. G.P. Merker, dem Dekan des Fachbereichs Maschinenbau und Leiter des Instituts für Technische Verbrennung der Universität Hannover für die fachliche und persönliche Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Ebenso möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. K. Prescher, dem Leiter des Lehrstuhls für Kolbenmaschinen und Verbrennungsmotoren der Universität Rostock für die bereitwillige und interessierte Übernahme des Korreferats und Prof. Dr.-Ing. M. Gietzelt, dem Leiter des Instituts für Energietechnik der Universität Hannover für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes bedanken.

Besonderen Dank schulde ich den Herren Dr.-Ing. R. Herweg und Dr.-Ing. G. Renner von der DAIMLERCHRYSLER AG, für die fachlich und zielorientierte Unterstützung bei der Ausarbeitung dieser Arbeit.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. J.-P. Wobbe für die zahl- und hilfreichen Diskussionen bedanken, die zur Konzeption der Versuchsträger beigetragen haben. Ferner danke ich Herrn Dipl.-Ing. R. Dupont und Herrn Dipl.-Ing. (GH) A. Ölmann, die im Rahmen ihrer Diplomarbeiten bei der Durchführung der Messungen und Auswertungen mitgewirkt haben.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meinem Kollegen, „Mitdoktoranden“ in der Abteilung FT1/MN und Freund Dipl.-Ing. Matthias Blessing für die zahlreichen fachlichen und persönlichen Diskussionen und die moralische Unterstützung inner- und außerhalb der Abteilung. Des Weiteren danke ich meinen Kollegen Herrn Dr.-Ing. G. König und Dr.-Ing. H. Öing für die Anregungen bei der Ausarbeitung der Arbeit.

Heidelberg, im Dezember 2000



# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen und Abkürzungen</b>	<b>III</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>VII</b>
<b>Abstract</b>	<b>VIII</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Der dieselmotorische Einspritzstrahl.....	3
2.2 Strahlaufbruchsmodelle.....	5
2.3 Geometrie der Einspritzdüse .....	8
<b>3 Kavitation in Einspritzdüsen</b>	<b>13</b>
3.1 Begriffsdefinition und Einteilung.....	13
3.2 Kavitationszahlen .....	17
3.3 Kavitationserosion.....	22
3.4 Optische Messverfahren .....	23
3.5 Stand des Wissens zur Kavitation in der Düseninnenströmung.....	28
3.6 Aufgabenstellung.....	31
<b>4 Versuchsträger und experimenteller Aufbau</b>	<b>32</b>
4.1 Instationäre Druckversorgung .....	32
4.2 Transparente Einspritzdüsen .....	33
4.3 Prüfstand.....	37
4.4 Optischer Aufbau.....	39

<b>5 Ergebnisse</b>	<b>46</b>
5.1 Kavitation im Nadelsitzbereich .....	46
5.2 Einfluss von Geometrieparametern auf die Düseninnenströmung und den Strahlzerfall.....	51
5.2.1 Zentrale Spritzlochorientierung.....	53
5.2.2 Schräge Spritzlochorientierung .....	60
5.2.3 Spritzlocheinlaufkantenform.....	68
5.2.4 Spritzlochanzahl .....	72
5.3 Einfluss von Systemparametern auf die Düseninnenströmung und den Strahlzerfall.....	79
5.3.1 Einspritzdruck .....	79
5.3.2 Gegendruck .....	83
<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>86</b>
<b>Anhang</b>	<b>89</b>
A1 Eingesetzter Kraftstoff.....	89
A2 Common Rail Speichereinspritzsystem.....	89
A3 Berechnung der Hauptdrosselstelle in einer Einspritzdüse .....	92
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>

# Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m <sup>2</sup>	Fläche
A <sub>C</sub>	m <sup>2</sup>	Querschnittsfläche an der Vena Contracta
A <sub>geo</sub>	m <sup>2</sup>	geometrische Querschnittsfläche
A <sub>Si</sub>	m <sup>2</sup>	effektive Querschnittsfläche im Nadelsitz
A <sub>Sl</sub>	m <sup>2</sup>	Spritzlochfläche
c <sub>d</sub>	-	Durchflusskoeffizient
c <sub>c</sub>	-	Kontraktionskoeffizient
d	m	Durchmesser
d <sub>S</sub>	m	Sacklochdurchmesser
d <sub>Sl</sub>	m	Spritzlochdurchmesser
f <sub>B</sub>	Hz	Bildwiederholfrequenz
h	m	Nadelhub
h <sub>max</sub>	m	maximaler Nadelhub
K	-	Kavitationszahl
$\dot{m}_{real}$	g/s	realer Massenstrom
$\dot{m}_{theor}$	g/s	theoretischer Massenstrom
n	-	Spritzlochanzahl
n <sub>x</sub> <sup>20</sup>	-	Brechungsindex des Stoffs x bei 20°C
Oh	-	Ohnesorgezahl
p <sub>D</sub>	bar	Dampfdruck
p <sub>K</sub>	bar	Kammerdruck
p <sub>Rail</sub>	bar	Raildruck

$p_s$	bar	Sacklochdruck
$p_e$	bar	Einspritzdruck
$p_g$	bar	Gegendruck
$R$	m	Blasenradius
$\mathfrak{R}$	J/(kg·K)	Gaskonstante
$Re$	-	Reynoldszahl
$r$	m	Radius
$s$	m	Weglänge
$T$	K	Temperatur
$T_K$	K	kritische Temperatur
$T_{\text{tripel}}$	K	Temperatur am Tripelpunkt
$t$	s	Zeit
$t_B$	s	Belichtungszeit
$t_p$	s	Abklingzeit des Phosphorschirms
$u$	m	Unschärfekreis-Durchmesser
$V$	m <sup>3</sup>	Volumen
$v$	m/s	Geschwindigkeit
$v_c$	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in der Vena Contracta
$v_{\text{rel}}$	m/s	Relativgeschwindigkeit
$We$	-	Weberzahl

### Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
--------	---------	-----------

$\Delta p$	bar	Druckdifferenz
$\Delta t$	s	Bildabstand

$\beta'$	-	Abbildungsmaßstab
$\chi$	°	Winkel zwischen Strömungsrichtung und optischer Achse
$\varepsilon_G$	°	Grenzwinkel, größter Einfallswinkel
$\gamma_{OK}$	°	Strömungseintrittswinkel an der Spritzlochoberkante
$\gamma_{UK}$	°	Strömungseintrittswinkel an der Spritzlochunterkante
$\varphi$	°	Strahlkegelwinkel
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\theta$	°	Objektivöffnungswinkel
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\rho_{fl}$	kg/m <sup>3</sup>	Flüssigkeitsdichte
$\sigma$	N/m	Oberflächenspannung
$S_{Th}$	-	Thomazahl
$\xi$	°	Einspritzstrahlablenkung
$\psi$	°	Öffnungswinkel

**Abkürzungen****Bedeutung**

CCD	Charge Coupled Device (Ladungsträgergekoppelte Schaltung)
CFD	Computational Fluid Dynamics
CR	Common Rail
DCAG	DAIMLERCHRYSLER AG
DI	Direct Injection (Direkteinspritzung)
LDM	Long Distance Microscope (Fernfeldmikroskop)
LDV	Laser Doppler Velocimetry
MZI	Mach-Zehnder-Interferometer
MCP	Micro Channel Plate (Mikrokanalplatte)
PIV	Particle Image Velocimetry
ZWT	Zentralwerkstofftechnik der DCAG



# Kurzfassung

Die Abgasemissionen und der Kraftstoffverbrauch von Dieselmotoren werden maßgeblich von der Gemischbildung und demnach von der Güte der Kraftstoffzerstäubung im Brennraum beeinflusst. Zahlreiche Studien in den vergangenen Jahren haben gezeigt, dass die Kraftstoffzerstäubung die Tröpfchengrößenverteilung, die Kraftstoffverdampfung und damit die Schadstoffentstehung in direkteinspritzenden (DI) Dieselmotoren bestimmt. Der Zerfallsprozess des aus der Düsenöffnung austretenden Strahls hängt dabei stark von der Strömung im Inneren der Einspritzdüse ab. Kavitation in der Strömung der Düsenlöchern wurde als ein Faktor identifiziert, der den Strahlzerfall und die Zerstäubung beeinflusst.

In dieser Arbeit werden serienmäßige Dieseleinspritzdüsen in Realgeometrie mit transparenten Düsenkuppen aus Acrylglas zur Visualisierung der kavitierenden Strömung im Sitz, dem Sackloch und den Spritzlöchern von Ein- und Mehrloch-Düsen eingesetzt. Die Messungen wurden mit einem Common-Rail Einspritzsystem bis zu einem Einspritzdruck von 1200 bar durchgeführt. Eine hochauflösende Hochgeschwindigkeitskamera mit einem Fernfeldmikroskop wurde zur Erforschung der Strömung im Inneren und außerhalb der Düse verwendet, um den Einfluss der Kavitation auf den Strahlaufbruch zu analysieren.

In dieser Arbeit wurde die Kavitation in drei unterschiedlichen Regionen der Düse bestimmt: Kavitation im Nadelsitz, von der Einlaufkante der Einspritzlöcher ausgehende Kavitation und Kavitationsfäden zwischen benachbarten Spritzlöchern innerhalb des Sacklochs. Als dominierende Effekte auf die Düseninnenströmung und die Strahlausbreitung stellen sich die Anordnung der Spritzlöcher im Sackloch und die Einlaufkantenform dar. Es zeigt sich, dass ein an das Brennverfahren adaptiertes Düsendesign unverzichtbar ist.

Schlagworte: Kavitation

zweiphasige Strömung

Dieseleinspritzdüse

## Abstract

The exhaust emissions and the fuel consumption of Diesel engines are dominantly affected by the mixture preparation and therefore by the quality of fuel atomization in the combustion chamber. Over the last few years numerous studies have revealed that the degree of fuel atomization determines the droplet size distribution, fuel vaporization and pollutant formation in Direct-Injection (DI) Diesel engines. The break-up process of the jet leaving the nozzle orifice is heavily dependent on the nature of the flow within the injection nozzle. Cavitation within the nozzle holes has been identified as a factor which influences the spray break-up and the atomization.

In this study standard diesel injection nozzles with original dimensions were equipped with transparent acrylic nozzle caps to visualize the cavitating flow at the seat, sac hole and spray holes of single and multiple hole nozzles. The tests were performed using a common-rail injection system with a maximum injection pressure of 1200 bar. A high resolution and ultra-high speed camera equipped with a long-distance microscope was utilized to investigate the flow inside and outside of the nozzle to analyze the influence of cavitation on the spray break-up process.

In this study, it was shown that cavitation occurred at three different locations within the nozzle: cavitation at the needle seat, cavitation originating at the entrance to the injection holes, and cavitation strings between adjacent holes inside the sac volume. As dominating effects on the flow within the nozzle and the jet propagation the shape of the hole entrance and the orientation of the spray holes in the sac hole were identified. It is shown that a nozzle design adapted to the combustion principle is indispensable.

Key words:   cavitation  
                  two-phase flow  
                  Diesel injection nozzle





# 1 Einleitung

Aus der stetig steigenden Zahl der weltweit zugelassenen Fahrzeuge und der damit verbundenen Abgas- und Verbrauchsproblematik erwächst für die Automobilindustrie eine gesellschaftliche Verantwortung.

Neben der verstärkten Entwicklung alternativer Antriebskonzepte wie z.B. der Brennstoffzelle, die auf Basis nicht fossiler, regenerierbarer Energieträger arbeitet, steht die Optimierung konventioneller otto- und dieselmotorischer Antriebe im Mittelpunkt der heutigen Forschung. Die Verbesserung des Wirkungsgrades, d.h. die Umwandlung der chemisch im Kraftstoff gebundenen Energie in nutzbare Arbeit und die Erreichung minimaler Emissionswerte stehen im Vordergrund der Entwicklung. Beim Dieselmotor stellt die direkte Einspritzung des Kraftstoffs in den Brennraum nach dem derzeitigen Stand der Technik die wirkungsvollste innermotorische Maßnahme dar, diese Ziele zu erreichen.

Hierbei muss bei der Entwicklung direkteinspritzender (DI) Dieselmotoren sowohl der Kundenwunsch hinsichtlich steigender spezifischer Leistung (im Pkw-Bereich über 50 kW/l), Drehmoment, Dauerhaltbarkeit und minimalem Kraftstoffverbrauch erfüllt werden, als auch die immer strenger werdenden gesetzlichen Emissionsvorschriften. Diese sehen eine Reduktion von Partikeln, Kohlenwasserstoffen und Stickoxiden im Abgas um circa die Hälfte in den nächsten 5 Jahren (EURO IV) vor. Somit kommt der Vertiefung des Verständnisses der kausalen Zusammenhänge zwischen den Vorgängen während des dieselmotorischen Arbeitsprozesses und den daraus resultierenden Motoreigenschaften entscheidende Bedeutung zu.

Die Forschungsarbeiten der vergangenen Jahren haben gezeigt, dass das Einspritzsystem von DI-Dieselmotoren die Gemischaufbereitung und die Schadstoffentstehungsmechanismen entscheidend beeinflusst. Ausschlaggebend für eine effektive, verbrauchs- und abgasoptimierte Verbrennung ist, in Abhängigkeit vom jeweiligen Brennverfahren, der zeitliche Verlauf (Einspritzverlauf) und die Güte mit der der Kraftstoff in den Brennraum eingebracht wird. Durch eine optimale Gemischaufbereitung können die Abgasmenge und der Anteil von Schadstoffen im Abgas (CO, Ruß, Partikel), die durch unverbrannten bzw. nur teilweise verbrannten Kraftstoff entstehen, innermotorisch vermindert werden.

Typische Entwicklungsschritte in diesem Zusammenhang stellen die Erhöhung des Einspritzdrucks und Einspritzdüsen mit immer kleineren Spritzlöchern dar. Wie neueste Untersuchungen zeigen, nimmt die Einspritzdüse mit ihrem Spritzlochdesign, d.h. die Lochorientierung, die Form der Locheinlaufkante oder allgemein die Gestalt des Spritzlochs (zylindrisch, konisch) eine Schlüsselposition bei der weiteren Optimierung des dieselmotorischen Gemischbildungsprozesses ein ([1], [2]). Aus Mangel an experimentellen und theoretischen Daten zu den Strömungsvorgängen im Düseninnern, erfolgt die Düsenauslegung immer noch weitestgehend phänomenologisch bzw. mit empirischen Ansätzen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird durch eine Parameterstudie an optisch zugänglichen Einspritzdüsen in Realgeometrie, ein Beitrag zum vertieften Verständnis der Strömungsvorgänge im Düseninnern und deren Auswirkungen auf den Strahlzerfall geleistet.

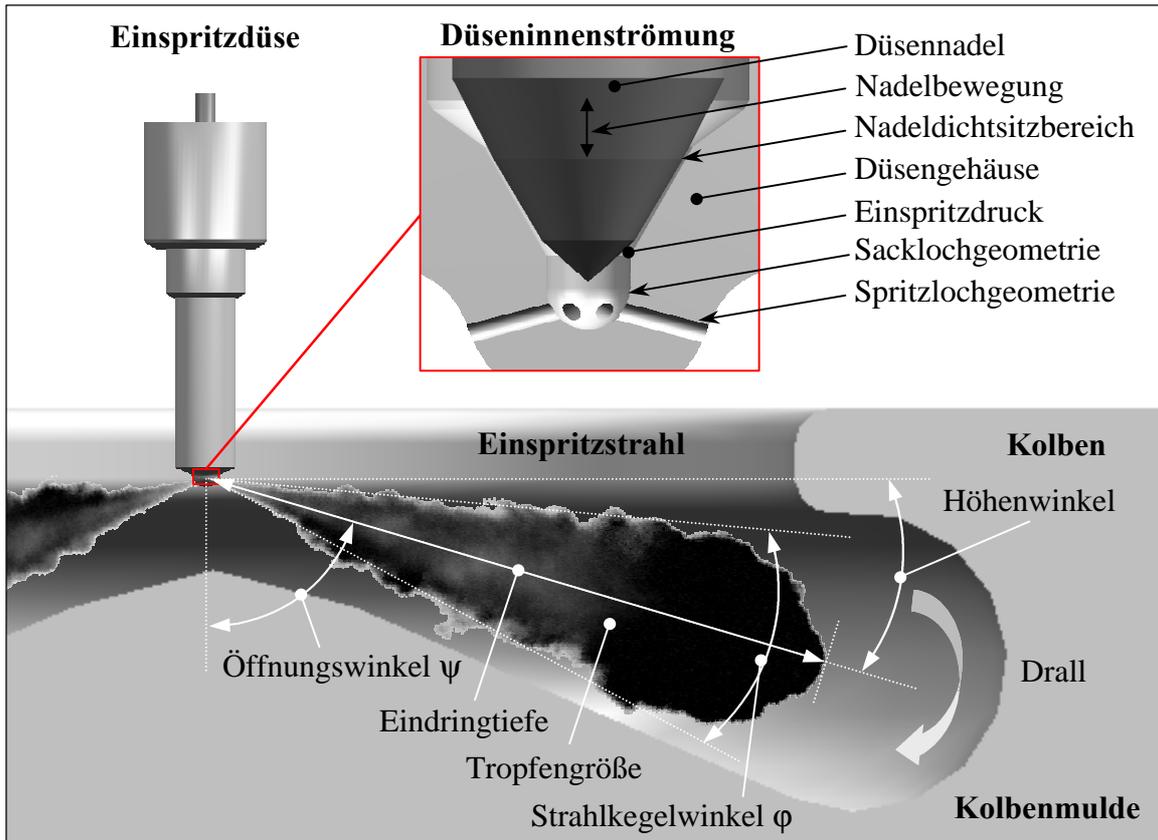
## 2 Grundlagen

Der direkteinspritzende Dieselmotor hat aufgrund des Wirkungsgradvorteils gegenüber Nebenkammerdieselmotoren den Weg von der stationären Verbrennungskraftmaschine und dem Einsatz als Nfz-Motor bis in den Pkw-Bereich gefunden. Moderne Dieselmotoren besitzen Hochdruckeinspritzsysteme mit denen in wenigen Millisekunden der Kraftstoff bei Drücken von derzeit maximal 2100 bar (Pumpe-Düse Einheit) feinst zerstäubt, direkt in den Brennraum eingespritzt wird. Diese sehr hohen Einspritzdrücke in Kombination mit einem variablen Einspritzverlauf und einer gezielten Luftbewegung (Drall) im Brennraum ermöglichen eine effiziente Gemischbildung und somit eine verbrauchs- und emissionsgünstige Verbrennung. Die Schnittstelle zwischen dem Einspritzsystem und dem dieselmotorischen Verbrennungsraum ist die Einspritzdüse. Dabei bestimmen die düsenspezifisch erzeugten Einspritzstrahlen maßgeblich die Gemischbildung und damit den Verbrennungsablauf [3].

### 2.1 Der dieselmotorische Einspritzstrahl

Einspritzstrahlen können anhand von Strahlgrößen charakterisiert werden, die das Strahleindringverhalten bzw. allgemein die Gestalt des Strahls beschreiben. Dazu zählen der Strahlkegelwinkel  $\varphi$ , der Höhen- bzw. Öffnungswinkel  $\psi$ , der Strahlimpuls, die Strahleindringtiefe und die Tröpfchengrößenverteilung im Strahl. Diese Größen sind abhängig von der Geometrie der Einspritzdüse und der Düseninnenströmung, die sich prinzipiell aus einer Spaltströmung im Nadelsitzbereich, der Sacklochströmung und der Strömung in den Spritzlöchern zusammensetzt. Dabei hat die einspritzsystemspezifische Nadelöffnungsgeschwindigkeit einen großen Einfluss auf das Strahleindringverhalten zu Spritzbeginn [4]. In **Bild 2.1** sind schematisch die Strahlparameter und die Geometrie im Düseninnern dargestellt.

Die angestrebte Homogenisierung des Kraftstoff-Luft-Gemischs wird durch einen hohen Einspritzdruck begünstigt, da sich die Geschwindigkeit und somit der Impuls des Einspritzstrahls erhöht. Die steigende Relativgeschwindigkeit zwischen Kraftstoff und Brennraumluft verringert die Tröpfchengröße [5] und fördert die Zerstäubung und Verdampfung. Geringere Verbrauchswerte und Rußemissionen sind die Folge, bei gleichzeitiger Erhöhung der  $\text{NO}_x$ -Emissionen durch die höhere Verbrennungstemperatur [6, 7].



**Bild 2.1:** Schematische Darstellung der dieselmotorischen Strahlausbreitung und der düsenseitigen Haupteinflussgrößen auf den Strahlerfall

Zur exakten Zumessung des Kraftstoffs und der Einspritzdruckerzeugung werden bei direkt-einspritzenden Dieselmotoren zwei unterschiedliche Arten von Hochdruckeinspritzsystemen eingesetzt:

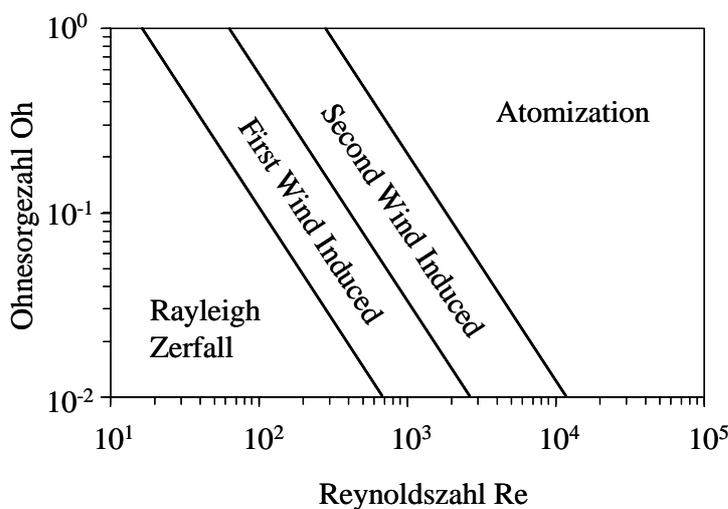
1. drehzahlabhängige,nockengetriebene Einspritzsysteme (Reihenpumpen, Verteilereinspritzpumpen, Pumpe-Leitung-Düse Systeme und Pumpe Düse Einheiten) und
2. Speichereinspritzsysteme (Common-Rail Systeme)

Die drehzahlabhängigen Systeme erzeugen zur Zeit noch höhere Spitzeneinspritzdrücke (max. 2100 bar) als Common-Rail Speichereinspritzsysteme (max. 1800 bar), besitzen aber bei weitem nicht dessen Flexibilität in der Einspritzverlaufsformung. Im Anhang ist die Funktionsweise der in dieser Arbeit eingesetzten Speichereinspritzsysteme erläutert.

Neben dem absoluten Spitzeneinspritzdruck bestimmt der Druckaufbau im System gekoppelt an die systemabhängige Nadelbewegung das Eindringverhalten der Einspritzstrahlen und somit das Emissionsverhalten eines Motors (siehe [4]). Während bei drehzahlabhängigen Systemen die Einspritzrate durch den zeitlichen Verlauf des Druckaufbaus bestimmt wird, liegt bei CR-Systemen am Nadelsitz permanent der maximale Systemdruck an und die Einspritzrate wird nur über die mit der Nadelbewegung veränderlichen Strömungsquerschnitte bestimmt. Neueste Untersuchungen, bei denen ein Vergleich unterschiedlicher Einspritzsysteme mit ähnlichen Einspritzraten durchgeführt wurde, weisen auf die Unterschiede im Strahlaufbruch hin und stellen einen Zusammenhang mit der Düseninnenströmung her [8]. Letztendlich kommt der zeitlichen und örtlichen Einbringung des Kraftstoffs, resultierend aus den Strömungsvorgängen im Düseninnern, eine Schlüsselposition beim dieselmotorischen Verbrennungsprozess zu.

## 2.2 Strahlaufbruchmodelle

Allgemein sind die bei der dieselmotorischen Einspritzung vorherrschenden Strahlaufbruchmechanismen primär abhängig vom eingesetzten Einspritzsystem, der Düsenbauform sowie dem Einspritz- und Gegendruck. Zur Charakterisierung der Zerstäubung von Flüssigkeitsfreistrahlen können die verschiedenen Zerfallskriterien anhand der Reynoldszahl  $Re$  und der Weberzahl  $We$  eingeteilt werden. **Bild 2.2** zeigt das nach Ohnesorge [9] benannte Diagramm.



$$Re = \frac{v_{rel} \mathbf{r}_f d_{st}}{\mathbf{h}} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Viskositätskraft}}$$

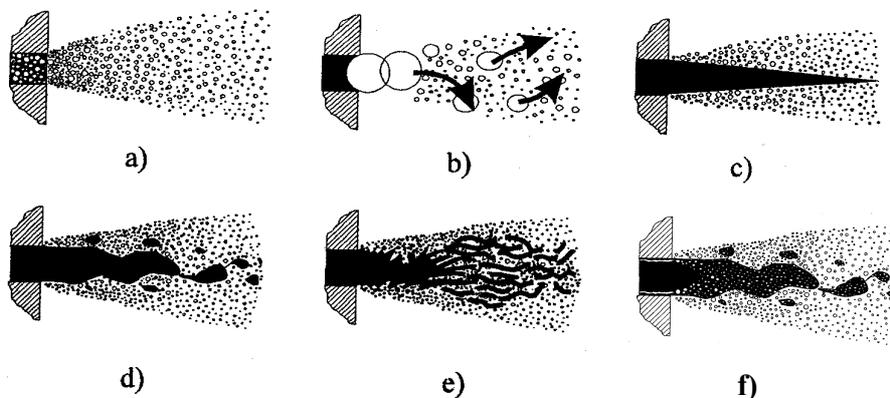
$$We = \frac{v_{rel}^2 \mathbf{r}_f d_{st}}{\mathbf{s}} = \frac{\text{aerodyn. Kraft}}{\text{Oberflächenkraft}}$$

$$Oh = \frac{\mathbf{h}}{\sqrt{\mathbf{s} \mathbf{r}_f d_{st}}} = \frac{\sqrt{We}}{Re}$$

**Bild 2.2:** Einteilung der Strahlzerfallsbereiche [10]

Es stellt logarithmisch die Ohnesorgezahl  $Oh$  als Funktion der Reynoldszahl  $Re$  dar. Die halbempirisch gefundenen Grenzen zwischen den verschiedenen Bereichen sind durch Linien gekennzeichnet. Für die instationäre Hochdruckdieseleinspritzung ist das Atomization Regime der bedeutendste Zerfallsbereich, wobei in der Öffnungs- und Schließphase einer Einspritzdüse auch die anderen Bereiche durchlaufen werden können. Dabei unterscheiden sich die genannten Bereiche durch die Intensität des Kraftstoffstrahlzerfalls und der Länge des intakten Strahlkerns<sup>1</sup>. Als intakten Strahlkern (*liquid core*) bezeichnet man die flüssige, nichtzerfallene Kraftstoffsäule am Öffnungsausstritt. Die messtechnische Erfassung dieses flüssigen Strahlkerns ist jedoch aufgrund der Dichte des Sprays am Düsenaustritt äußerst schwierig. Eine neue Untersuchungsmethode ermittelt die Dichteverteilung im Spray direkt am Düsenaustritt durch den Einsatz gepulster Röntgenstrahlung. Im Gegensatz zu Lichtquellen im sichtbaren Wellenlängenbereich unterliegt die Röntgenstrahlung keiner Mehrfachstreuung an Tröpfchen. Der dadurch erhaltene quantitative Einblick in den *liquid core* des Sprays zeigt, dass bereits 1 mm nach der Düsenöffnung kein flüssiger Strahlkern mehr existiert, sondern nur noch 50% der Dichte einer reinen Flüssigkeitssäule erreicht wird [12]. Die Grenzen in der klassischen Einteilung von Flüssigkeitsstrahlen sind demzufolge als fließend anzusehen. Die messtechnische Bestimmung der Strahleigenschaften im Düsennahbereich sind Gegenstand heutiger Forschung.

Um den dieselmotorisch relevanten Strahlaufbruch im Atomization Regime zu beschreiben, haben sich verschiedene Modellvorstellungen entwickelt, die in **Bild 2.3** dargestellt sind.



**Bild 2.3:** Strahlaufbruchsmodelle im Atomization Regime [13]

<sup>1</sup> Eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Aufbruchsmechanismen findet sich bei Reitz et al. [11].

Bei dem in **a)** dargestellten Modell ist der Kraftstoff schon innerhalb der Düse in kleine Einzeltropfen zerfallen, deren Durchmesser kleiner als der Spritzlochdurchmesser sind. Das in **b)** gezeigte Modell kommt häufig in der Spraysimulation zum Einsatz (Blob Methode in FIRE, KIVA, StarCD etc.). Man geht von Einzeltropfen aus, deren Durchmesser dem des Spritzlochs entsprechen und die durch die Wechselwirkung mit der umgebenden Gasphase weiter zerfallen [14]. In dem Modell **c)** wird von einem konusförmigen, flüssigen Strahlkern (*intact core*) ausgegangen, aus dem sich kleine Einzeltropfen ablösen. Das Modell in **d)** unterscheidet sich von dem vorangehenden durch die zusätzliche Berücksichtigung aerodynamischer Kräfte auf den Strahl. Der flüssige Strahlkern besitzt eine Wellenstruktur, aus der sich größere Tropfenpakete und einzelne Tröpfchen ablösen. Das von Yule et al. [15] vorgestellte Modell **e)** beschreibt das Spray als eine Ansammlung von unregelmäßig verteilten Flüssigkeitsschichten und nicht vollständig zerstäubten Ligamenten, die in einem chaotischen Prozess in Einzeltropfen zerfallen.

Obwohl die Düseninnenströmung das Potential der Primärstörung in sich trägt, das zum sofortigen Aufbruch des Strahls im Atomization Regime führen kann (siehe [16]), wird Kavitation bisher nur bei dem in **f)** dargestellten Modell berücksichtigt. Es wurde von Fath et al. [13] vorgeschlagen und identifiziert die Kavitation und die Interaktion des Strahls mit der umgebenden Gasphase als die dominierenden Strahlaufbruchsmechanismen bei der dieselmotorischen Zerstäubung. Am Düsenaustritt existiert in diesem Modell ein flüssiger Strahlkern (*intact core*), der von einem schaumförmigen Gebiet (*dense core*) umgeben ist. Mit zunehmender Entfernung von der Düse zerfällt der Strahl in sogenannte Cluster und schließlich in Einzeltröpfchen. Die Wirkung der aus der Düse austretenden Kavitationsblasen wird in dem Herauslösen von Ligamenten aus dem Strahlrand und der Erhöhung des Turbulenzgrades im Strahl gesehen. Diese Modellvorstellung von implodierenden Einzelblasen, deren radiale Geschwindigkeitsvektoren beim Zusammenfall eine Störung an der Strahloberfläche verursachen, findet sich auch in den Arbeiten ([17] bis [19]).

Abgesehen von dieser Modellvorstellung ist die Relevanz der Kavitation in der Düseninnenströmung auf den dieselmotorischen Strahlzerfall noch immer umstritten. Prinzipiell gibt es zwei mögliche Wirkungsweisen der Kavitation auf den Strahlzerfall:

1. Ein aktiver Einfluss der Kavitation auf den Strahlzerfall durch die genannte Implosion von Einzelblasen und den daraus resultierenden Störungen der Strahloberfläche.
2. Ein passiver Einfluss der Kavitation durch die Verengung der Strömung, verbunden mit einer Geschwindigkeits- und Turbulenzerhöhung im Spritzloch und einem stark ungleichmäßigen Geschwindigkeitsprofil am Spritzlochaustritt.

Auch wenn in aktuellen Veröffentlichungen einzelne Kavitationsblasen im düsennahen Strahl nachgewiesen werden ([20], bis [22]), finden sich in anderen Untersuchungen keine reproduzierbaren Störungen des Freistrahls, die mit der Implosion von Einzelblasen korrelieren ([23], [24]).

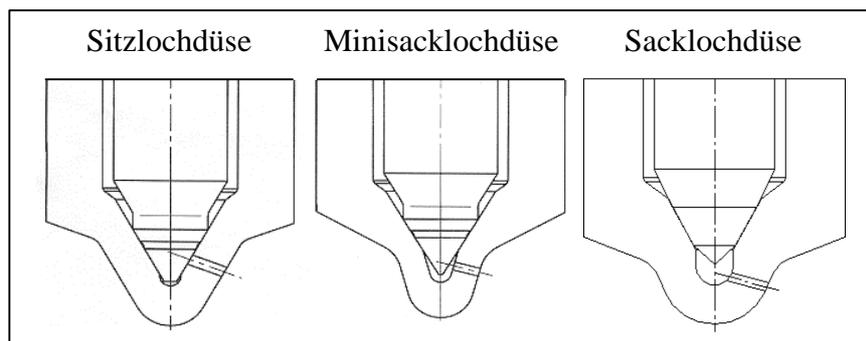
Einen weiteren möglichen Einfluss der Düseninnenströmung auf das Dieselspray findet sich bei Bunnell et al. [25]. So könnten Fluktuationen des Einspritzstrahls aus dem wechselnden Anwachsen und Ablösen von Dampfgebieten im Bereich der Spritzlocheinlaufkante resultieren.

Unter Berücksichtigung der bisher veröffentlichten Untersuchungen wird der Haupteinfluss der Kavitation auf den dieselmotorischen Strahlzerfall in der Erhöhung der Strahlaustrittsgeschwindigkeit gesehen (vergleiche [26]). Demzufolge intensiviert sich die aerodynamische Wechselwirkung von Einspritzstrahl und umgebender Gasatmosphäre, verbunden mit der Reduzierung der mittleren Tropfengröße (nach [27]). Der Erhöhung der Turbulenz in der Düseninnenströmung kommt dabei höhere Bedeutung zu, als einem aktiven Einfluss der Kavitation auf die Primärzerstäubung des Kraftstoffstrahls [23].

## 2.3 Geometrie der Einspritzdüse

Bei direkteinspritzenden Dieselmotoren werden hauptsächlich Sackloch- und Sitzlochdüsen eingesetzt. Sacklochdüsen weisen eine sehr symmetrische Ausbreitung aller Einspritzstrahlen auf, neigen aber am Spritzende aufgrund des größeren Totvolumens zum Nachtropfen, was sich negativ auf die HC-Emissionen auswirkt. Daher gehen die Bestrebungen zu immer kleineren Totvolumina. Sitzlochdüsen besitzen ein wesentlich kleineres Restvolumen und werden hauptsächlich bei kleinen DI-Dieselmotoren eingesetzt. Die Strahlausbreitung einer Sitzloch-

düse kann aufgrund der Zuströmung zu den Spritzlöchern im Vergleich zu Sacklochdüsen stark durch die Desachsierung der Düsenadel beeinflusst werden. Um die Desachsierung der Düsenadel zu minimieren, werden doppelte Nadelführungen eingesetzt. Neuere Entwicklungen gehen auch bei CR-Systemen im Pkw-Bereich in Richtung von Minisacklochdüsen, die zum einen eine bessere Einspritzstrahlsymmetrie als Sitzlochdüsen aufweisen, zum anderen jedoch auch geringere HC-Emissionen als Sacklochdüsen produzieren. In **Bild 2.4** sind die verschiedenen Einspritzdüsenvarianten dargestellt.



**Bild 2.4:** DI-Einspritzdüsen

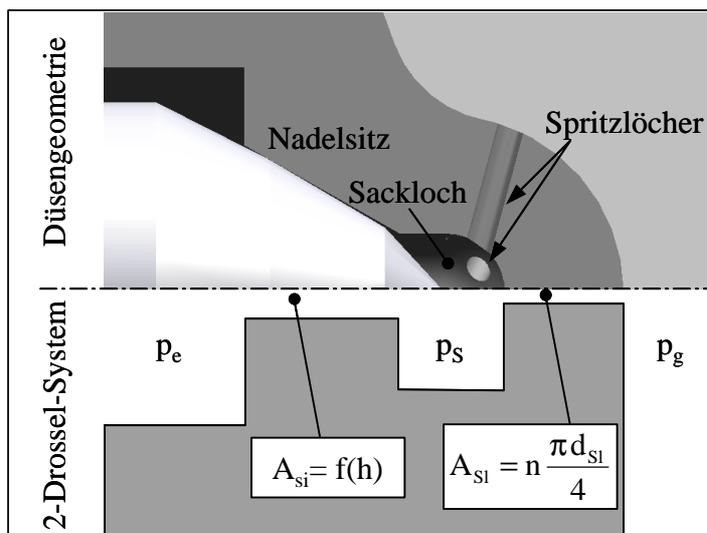
Die Mehrlocheinspritzdüsen besitzen im Pkw-Bereich charakteristische Spritzlochdurchmesser von  $d_{sl} = 0,1-0,2$  mm und  $d_{sl} = 0,15-0,4$  mm im Nfz-Bereich. Die Größe der Spritzlöcher ist dabei abhängig von der Brennraumgröße, dem Brennverfahren und der Lochanzahl, die wiederum mit zunehmender Brennraumgröße und abnehmendem Luftdrall steigt. Minimale Veränderungen der Spritzlochform und Spritzlochorientierung wirken sich direkt auf die Düseninnenströmung und das Strahlausbreitungsverhalten aus [20].

Spritzlöcher werden großserientechnisch in die Düsen erodiert und anschließend die Spritzlocheinlaufkante mit einem abrasiven Bearbeitungsverfahren verrundet. Hierdurch wird der Materialabtrag während der Laufzeit vorweg genommen und die Zuströmbedingungen ins Spritzloch verbessert. Neuere Tendenzen bei Pkw-Düsen führen zu sehr stark verrundeten Spritzlöchern mit konischer Spritzlochform. Die Form des Spritzloches nähert sich also einer idealen Drosselstelle an, was dazu führt, dass diese Düsen bei gleichem Mengendurchsatz wesentlich höhere Strömungsgeschwindigkeiten und somit auch einen höheren Strahlimpuls besitzen. Die Zerstäubung der Einspritzstrahlen verlagert sich folglich in Richtung Brennraumwand.

Die Strömung in den Spritzlöchern wird aber nicht nur durch den Einspritzdruck, die Form und die Orientierung des Spritzlochs beeinflusst, sondern auch von der Einströmung in die Spritzlöcher, die wiederum maßgeblich von der Strömung im Nadeldichtsbereich abhängt. Die Abdichtung zwischen Düsennadel und Sitz wird üblicherweise durch kegelförmige Dichtflächen bewirkt. Diese befinden sich am Düsencörper und an der Nadel. Der Kegelwinkel im Gehäuse wird bei Einspritzdüsen als Sitzwinkel bezeichnet; übliche Größenordnungen liegen zwischen  $60^\circ$  und  $90^\circ$ . Je größer der Winkel, um so schneller tritt bei der Bewegung der Nadel eine Querschnittsänderung ein.

## Geometrischer Strömungsquerschnitt

Eine Einspritzdüse kann vereinfacht als Zweidrosselsystem betrachtet werden (**Bild 2.5**), in dem sich der Sacklochdruck  $p_s$  nach Gleichung 2.1 berechnen lässt.



$$p_s = \frac{A_{si}^2 p_e + A_{sl}^2 p_g}{A_{si}^2 + A_{sl}^2} \quad (2.1)$$

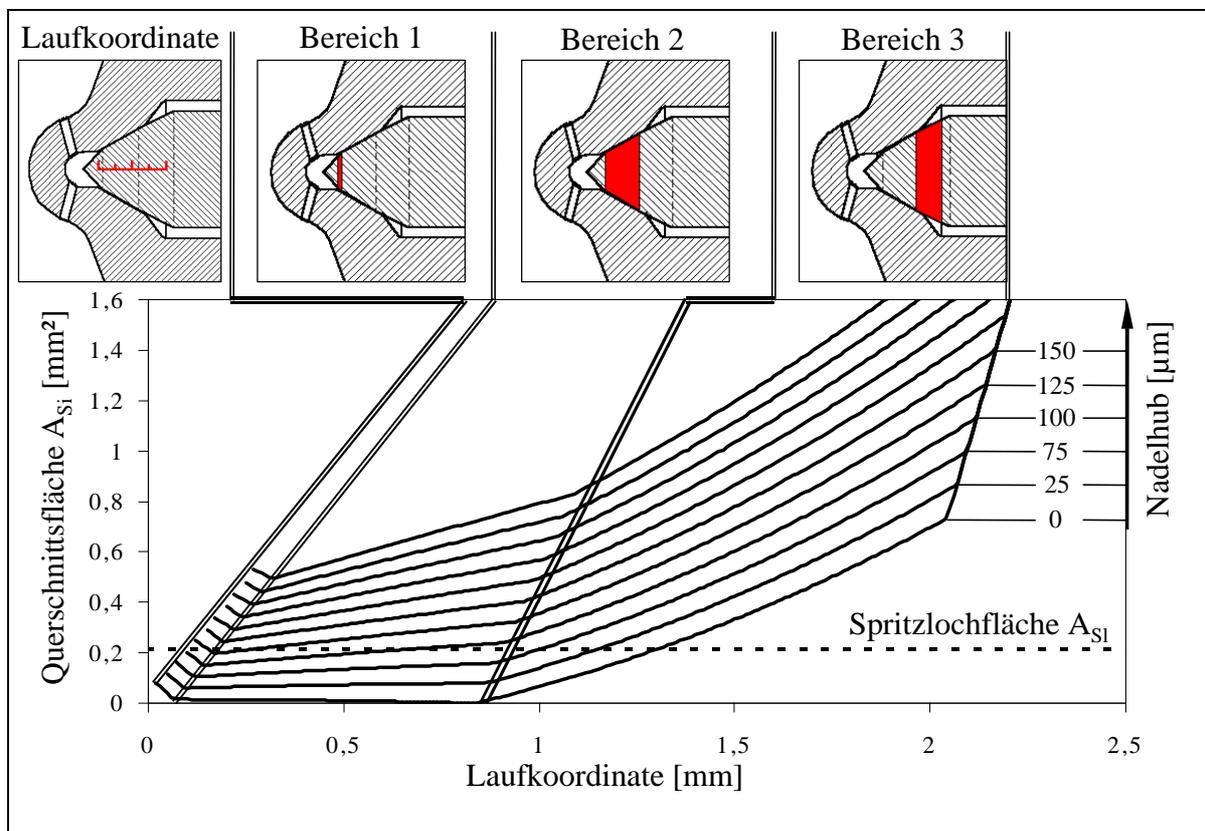
**Bild 2.5:** Zweidrosselsystem Einspritzdüse

An der Hauptdrosselstelle kommt es aufgrund des Druckgefälles zu maximalen Strömungsgeschwindigkeiten und demzufolge zu minimalen, lokalen, statischen Drücken. Bei voll geöffneter Düsennadel bildet die Gesamtanzahl  $n$  der Einspritzlöcher mit der Fläche  $A_{sl}$  die Hauptdrosselstelle der Düseninnenströmung. Für kleine Nadelhübe während der Öffnungs- und Schließphase, wie es für Vor- und Nacheinspritzungen der Fall ist, befindet sich die Hauptdrosselstelle im Nadelsitzbereich. Die durchströmte Querschnittsfläche im Nadelsitzbereich

$A_{Si}$  ist dabei abhängig von der Sitzgeometrie ( $\alpha$  = Sitzwinkel im Gehäuse), der Nadelspitzenkontur und dem zeitlich veränderlichen Nadelhub  $h$ . Im Anhang ist dargestellt, wie die strömungsbestimmende Querschnittsfläche in der Sitzdrosselphase entlang der Nadelkontur nach Gleichung 2.2 numerisch bestimmt werden kann.

$$A_{Si}(h) = \frac{p D_a h \sin \frac{a}{2}}{\cos b} \left( 1 + \frac{h}{D_a} \left( \sin \frac{a}{2} \cos \frac{a}{2} - \tan b \sin^2 \frac{a}{2} \right) \right) \quad (2.2)$$

Die daraus resultierenden Querschnittsverläufe als Funktion des Nadelhubs ermöglichen die Vorhersage der Position der Hautdrosselstelle während einer Einspritzung und somit des wahrscheinlichen Kavitationsorts. **Bild 2.6** zeigt exemplarisch für eine der untersuchten Düsen den Verlauf der geometrischen Strömungsquerschnitte als Funktion des Hubes über der auf den Düsenkörper bezogenen Laufkoordinate. Der Ursprung dieser Laufkoordinate befindet sich am Übergang vom Sackloch zum Sitzkonus im Düsenkörper. Die Strömung verläuft in Richtung abfallender Laufkoordinate.



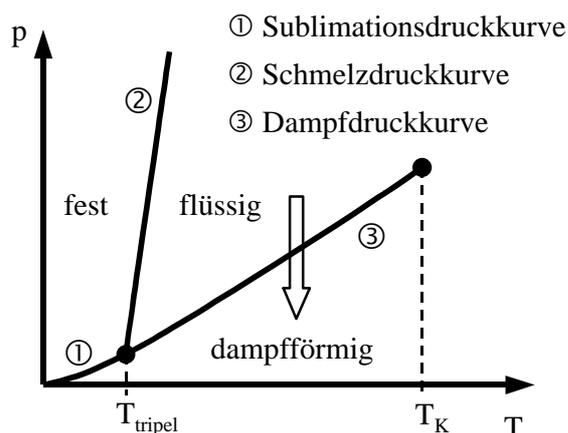
**Bild 2.6:** Geometrische Strömungsquerschnitte einer Sacklochdüse

Die abschnittsweise definierte Öffnungsquerschnittsfunktion  $A_{s_i}(h)$  weist Knicke an der Übergangsstelle von verschiedenen Nadelspitzenwinkeln auf. Der in **Bild 2.6** dargestellte Querschnittsverlauf, bei dem der Nadelhub in 25  $\mu\text{m}$ -Schritten variiert wurde, ist folglich von einer Nadel mit drei Nadelspitzenwinkeln. Es lässt sich zeigen, dass ab einem Hub  $h > 11 \mu\text{m}$  die Hauptdrosselstelle vom Nadeldichtsitz (Übergangsstelle von Bereich 2 nach 3) in Strömungsrichtung in das Sackloch zum Übergang Bereich 1 nach 2 verlagert wird. Abhängig von der Spritzlochgröße und Anzahl sind ab einem Nadelhub zwischen 100 und 125  $\mu\text{m}$  die Spritzlöcher mit der Gesamtfläche  $A_{S1}$  die bestimmende Hauptdrosselstelle. Wie die optischen Untersuchungen im Nadeldichtsitzbereich zeigen werden, kommt der Verlagerung der Hauptdrosselstelle in der Sitzdrosselphase einer Einspritzdüse entscheidende Bedeutung zu. Befindet sich der engste durchströmte Querschnitt bis zur Spritzlochdrosselung der Strömung im Nadeldichtsitzbereich, kann es an dieser Stelle zu Kavitationserosionen (siehe Kapitel 3.3) kommen und somit die Funktion der Einspritzdüse beeinflusst werden.

### 3 Kavitation in Einspritzdüsen

Als Kavitation wird der Phasenübergang in Flüssigkeiten bezeichnet, bei dem infolge lokaler Druckabsenkung ein Teil der Flüssigkeit verdampft und sich dampf- bzw. gasgefüllte Hohlräume bilden. Sowohl die Entstehungsmechanismen die zu Kavitation führen, als auch die Kavitationsart und die Kavitationsdynamik werden von verschiedenen hydrodynamischen und fluidspezifischen Eigenschaften beeinflusst, auf die im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

#### 3.1 Begriffsdefinition und Einteilung



**Bild 3.1:** Phasendiagramm

Unter Kavitation versteht man im Allgemeinen die lokale Entstehung einer Gasphase aus einer Flüssigphase. Gemäß dem Phasendiagramm in **Bild 3.1** kann eine Flüssigkeit entweder durch Temperaturerhöhung oder durch Druckerniedrigung verdampft werden. Im Gegensatz zum Sieden, das durch Wärmezufuhr oder durch Verringerung des Umgebungsdrucks einer Flüssigkeit hervorgerufen wird, entstehen bei der Kavitation durch Erniedrigung des Drucks lokale Gasgebiete in der Flüssigkeit. Die Phasen liegen auf der

Dampfdruckkurve (Koexistenzlinie) zwischen dem Tripelpunkt und dem kritischen Punkt in einem metastabilen Zustand vor und kleinste Verunreinigungen oder Erschütterungen führen zur Kondensation des Dampfes bzw. zum Sieden der Flüssigkeit [28]. Es besteht jedoch ein grundsätzlicher Unterschied zwischen dem Phasengleichgewicht beim Vorhandensein einer freien Oberfläche und der Verdampfung innerhalb eines Fluids. Damit sich ein gas- bzw. dampfgefüllter Hohlraum in einer Flüssigkeit bildet, muss das Fluid zunächst gedehnt und dann zerrissen werden. Ähnlich zu einem Festkörper kann eine Flüssigkeit Zugspannung aufnehmen, die als Zugfestigkeit bezeichnet wird. Bereits 1844 konnte Donny (siehe [29]) an einem mit Wasser gefüllten U-Rohr beweisen, dass Flüssigkeiten, ohne zu verdampfen, einem

Unterdruck ausgesetzt werden können. Knapp et al. [30] zeigen, dass reines Wasser theoretisch einen negativen Druck, d.h. Zugspannungen von ca. 27 N/mm<sup>2</sup> aufnehmen kann. Die Tatsache, dass in Flüssigkeiten normalerweise keine Zugspannungen beobachtet werden, und dass der Kavitationsbeginn in der Strömung mit dem Erreichen des Dampfdrucks zusammenfällt, lässt sich mit der Anwesenheit von Kavitationskeimen begründen.

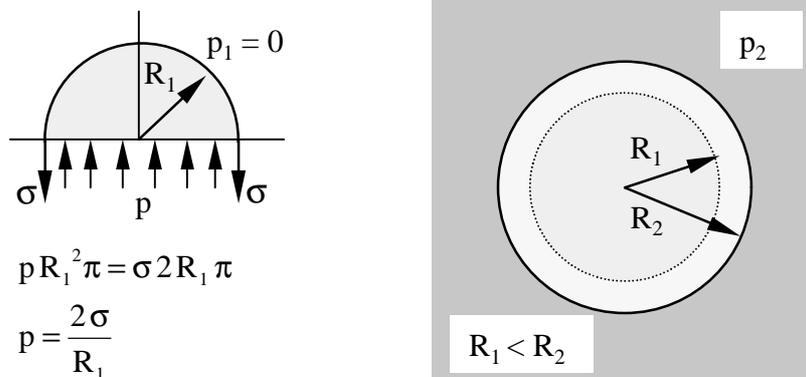
In der Literatur werden drei Arten von Kavitationskeimen genannt ([29], [31]):

1. Dampf- bzw. gasgefüllte **Mikroblasen** an denen - in Analogie zur Kondensation eines Dampfes ausgehend von kleinen Flüssigkeitströpfchen - die Verdampfung beginnt.
2. **Verunreinigungen** die in Form von Partikeln in der Strömung mitgeführt werden und um deren feste Kerne sich eine Dampfschicht ausbildet.
3. **Rauhigkeitsspalte** an strömungsführenden Oberflächen, in denen sich Gastaschen bilden und aus denen sich freie Einzelblasen auslösen können, bzw. die Flüssigkeit direkt an der Oberfläche des Porenkeims verdampft.

Bisher ist allerdings noch nicht exakt geklärt, welche Arten von Keimen hauptsächlich für die Entstehung von Kavitation verantwortlich sind [32]. Aus der theoretischen Betrachtung an isolierten Einzelblasen lassen sich jedoch Gesetzmäßigkeiten ableiten, die auch für die Düseninnenströmung von Bedeutung sein könnten. Z.B. ist die Energie zur Erzeugung einer Dampfschicht um einen festen Partikel entgegen der Oberflächenspannung geringer, als die zur Erzeugung eines reinen Dampfkeims ([31], [33]). Mit geringerer Entstehungsenergie erhöht sich die Keimbildungswahrscheinlichkeit und fördert somit die Kavitationsneigung einer Flüssigkeit. Da es jedoch noch keine Untersuchungen über das Keimspektrum und die Keimdichte von Dieselkraftstoffen gibt, ist die Relevanz der einzelnen Kavitationskeime in der Innenströmung von Einspritzdüsen unklar.

Unabhängig vom Kavitationskeim können nach Robertson et al. [34] Dampf-, Pseudo- und Gaskavitation unterschieden werden. Zur Beschreibung der verschiedenen Kavitationsarten wird eine isolierte Gasblase gemäß **Bild 3.2** betrachtet, die sich aufgrund der Oberflächen-

spannung  $\sigma$  im Gleichgewicht mit dem Druck  $p_1$  befindet und einer Druckreduzierung auf den Druck  $p_2$  ausgesetzt wird.



**Bild 3.2:** Oberflächenspannung am Keim [28] und Wachstum einer Gasblase

Bei der **Dampfkavitation** kann sich der Kavitationskeim nur dann ausweiten, wenn der Druck  $p_2$  kleiner als der Dampfdruck der Flüssigkeit ist. Dieses Gebiet wächst sehr schnell durch die Verdampfung der Flüssigkeit. Bei **Pseudokavitation** kann ein Kavitationskeim anwachsen, wenn durch Druckabsenkung in der Flüssigkeit das Volumen des in der Masse konstanten Kavitationsgebietes ansteigt. Diese Art der Kavitation ist auf die kompressible Eigenschaft von Gasen zurückzuführen. Oftmals wird diese Art der Kavitation auch als **Gaskavitation** bezeichnet, die sich aber von der Pseudokavitation insofern unterscheidet, dass durch die Druckabsenkung auf  $p_2$  die Löslichkeitsgrenze des in der Flüssigkeit gelösten Gases unterschritten wird, und dieses Gas aus der Flüssigkeit austritt. Die Gaskavitation, als auch die Pseudokavitation können bei Drücken auftreten, die vom Dampfdruck abweichen. Die Gaskavitation setzt voraus, dass mindestens ein Zweistoffsystem vorhanden ist, wobei der zweite Stoff bei dem Druck  $p_2$  den Dampfdruck unterschreitet. Dampfkavitation und Pseudokavitation treten dagegen auch bei Einstoffsystemen auf. Untersuchungen mit entgastem Kraftstoff im Vergleich zu luftgesättigtem Kraftstoff haben auf die Düseninnenströmung jedoch nur geringen Einfluss [23]. Die verschiedenen Kavitationsarten können gleichzeitig auftreten, sind aber optisch nicht voneinander zu unterscheiden.

Alle drei unterschiedlichen Kavitationsarten setzen eine Erniedrigung des Drucks voraus. Demzufolge können Kavitationsphänomene nach den verschiedenen physikalischen Prozes-

sen eingeteilt werden, die zu einer lokalen Druckerniedrigung in einer Flüssigkeit führen ([30], [35]):

1. **Hydrodynamische Kavitation:** Veränderung des Drucks im Strömungsfeld durch Geometrieinflüsse
2. **Akustische Kavitation:** Einwirken von Schallwellen auf die Flüssigkeit
3. **Optische Kavitation:** Photonen hoher Intensität (Laser), welche die Flüssigkeit verdampfen (siehe [36], [37])
4. **Teilchenkavitation:** Elementarteilchen (Protonen), welche die Flüssigkeit zerreißen

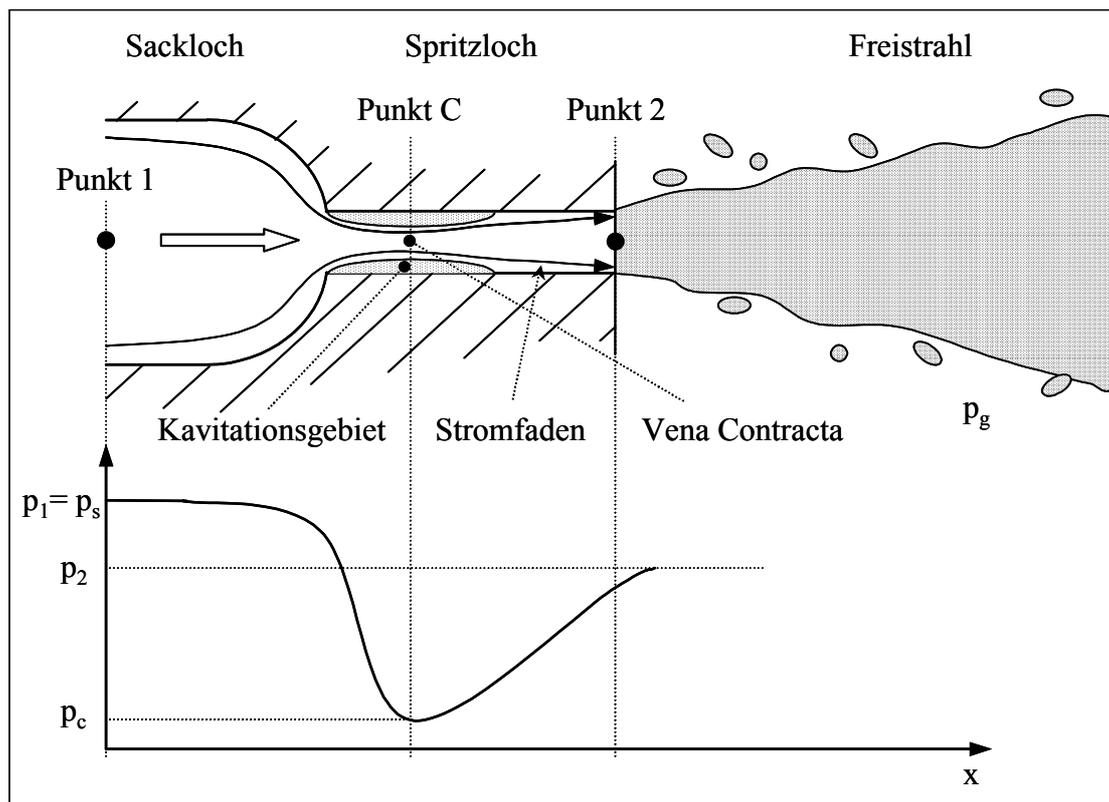
Für die Düseninnenströmung ist die hydrodynamische Kavitation von Bedeutung, die sich nach der Struktur und der Dynamik der Kavitationsphänomene in drei weitere Bereiche untergliedern lässt:

1. Ortsfeste Hohlräume, die an der strömungsführenden Geometrie bzw. an Gastaschen anhaften.
2. Gas- und dampfgefüllte Hohlräume, die mit der Strömung mitgeführt werden und bei entsprechenden Strömungsbedingungen kollabieren.
3. Hohlräume, die aufgrund von Scherkräften im Zentrum von Strömungswirbeln entstehen.

Auf die bisher in der Düseninnenströmung detektierten Kavitationsphänomene wird in Kapitel 3.5 eingegangen. Das nun folgende Kapitel beschreibt zunächst die physikalischen Zusammenhänge beim Auftreten von Kavitation in der Düseninnenströmung.

## 3.2 Kavitationszahlen

Zur Charakterisierung der kavitierenden Strömung in Einspritzdüsen ist es sinnvoll, eine dimensionslose Kennzahl zu definieren, die aus messtechnisch einfach zugänglichen Systemparametern besteht. In **Bild 3.3** ist schematisch die Umlenkung der Strömung vom Sackloch in ein zentral angeordnetes Spritzloch dargestellt.



**Bild 3.3:** Statischer Druckverlauf innerhalb einer vereinfachten Einspritzdüse

An der Spritzlocheinlaufkante kann es aufgrund der Strömungsumlenkung zu einem Druckabfall und zum Ablösen der Strömung unter Bildung von Kavitationsgebieten kommen. Dieser Druckabfall kann vereinfacht mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (3.3) und der Bernoulligleichung (3.4) entlang eines Stromfadens erklärt werden.

$$v_1 A_1 = v_C A_C = v_2 A_2 \quad (3.3)$$

$$p_1 + \frac{\rho_{fl}}{2} v_1^2 = p_2 + \frac{\rho_{fl}}{2} v_2^2 \quad (3.4)$$

Nach der Kontinuitätsgleichung muss bei einer Reduktion der Querschnittsfläche  $A$  die Geschwindigkeit der Strömung  $v$  ansteigen. Demzufolge sinkt nach der Bernoulligleichung der statische Druck  $p$ . Kommt es zur Strömungsablösung an der Spritzlocheinlaufkante, reduziert sich die effektiv durchströmte Fläche auf den Querschnitt  $A_C$  (*Vena Contracta*). Die Strömung wird zur engsten Querschnittsfläche hin stark beschleunigt. Mit dem Anwachsen des dynamischen Drucks kann der statische Druck im Punkt C auf den Dampfdruck der Flüssigkeit bzw. einer der Komponenten in der Flüssigkeit sinken und es bildet sich ein Kavitationsgebiet.

Die Entstehung der Kavitation ist mit dieser sehr einfachen Beschreibung allerdings nicht eindeutig zu erklären, da die Geometrie der Umlenkung, Unregelmäßigkeiten der Einlaufkante und fluidspezifischen Eigenschaften nicht vollständig berücksichtigt werden. Jedoch kann mithilfe dieser vereinfachten Annahme, die nach Thoma ([38], [39]) benannte charakteristische Kenngröße für das Kavitationsverhalten abgeleitet werden. Unter der Annahme, dass am Punkt C ein Kavitationsregime vorliegt, wird der Druck  $p_C$  gleich dem Dampfdruck  $p_D$  der Flüssigkeit gesetzt. Nach einfachem Umformen der Bernoulligleichung von Punkt 1 nach Punkt C erhält man die Thomazahl  $\sigma_{Th}$ , die die einsetzende Kavitation beschreibt [40].

$$\sigma_{Th} = \frac{v_C^2}{v_1^2} - 1 = \frac{p_1 - p_D}{\frac{\rho_{fl}}{2} v_1^2} \quad (3.5)$$

Bei experimentellen Untersuchungen an Dieseleinspritzdüsen ist die messtechnische Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in der Düseninnenströmung sehr schwierig. Demzufolge bietet sich die Definition einer Kavitationszahl an, die sich nur aus den besser erfassbaren Drücken in und außerhalb der Düse zusammensetzt.

Zur Definition einer solchen Kavitationszahl wird der Durchflusskoeffizienten  $c_d$  und der Kontraktionskoeffizient  $c_c$  eingeführt.

$$c_d = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{theor}} \quad c_c = \frac{A_C}{A_{geo}} \quad (3.6)$$

Der Durchflusskoeffizient  $c_d$  kennzeichnet das Verhältnis des real durch die Düse tretenden Massenstromes  $\dot{m}_{\text{real}}$  zu dem theoretisch möglichen Massenstrom  $\dot{m}_{\text{theor}}$ , und der Kontraktionskoeffizient  $c_c$  das Verhältnis der tatsächlich durchströmten Fläche  $A_C$  zu der geometrischen Querschnittsfläche  $A_{\text{geo}}$  des Spritzlochs.

Der reale Massenstrom  $\dot{m}_{\text{real}}$  wird von der Hauptdrosselstelle bestimmt und berechnet sich nach Gleichung 3.7, wenn für die Strömung folgende Annahmen getroffen werden:

- Inkompressible Flüssigkeit, d.h.  $\rho_{\text{fl}} = \text{konstant}$ .
- Keine radiale Variation in der Geschwindigkeit.
- Vernachlässigbarer Massenübergang zwischen Gas und Flüssigkeit.
- Der Massenstrom an Gas ist gering gegenüber dem Massenstrom an Flüssigkeit.
- Es liegt an der Stelle C eine zweiphasige Strömung vor, das Spritzloch ist nicht komplett durchkavitiert, d.h. es herrscht nicht nur Gasströmung.

$$\dot{m}_{\text{real}} = \rho_{\text{fl}} A_C v_c \quad (3.7)$$

Der theoretische Massenstrom ergibt sich analog aus der gemittelten Geschwindigkeit am Austritt  $v_2$  und der geometrischen Querschnittsfläche  $A_{\text{geo}}$  des Spritzlochs.

$$\dot{m}_{\text{theor}} = \rho_{\text{fl}} A_{\text{geo}} v_2 \quad (3.8)$$

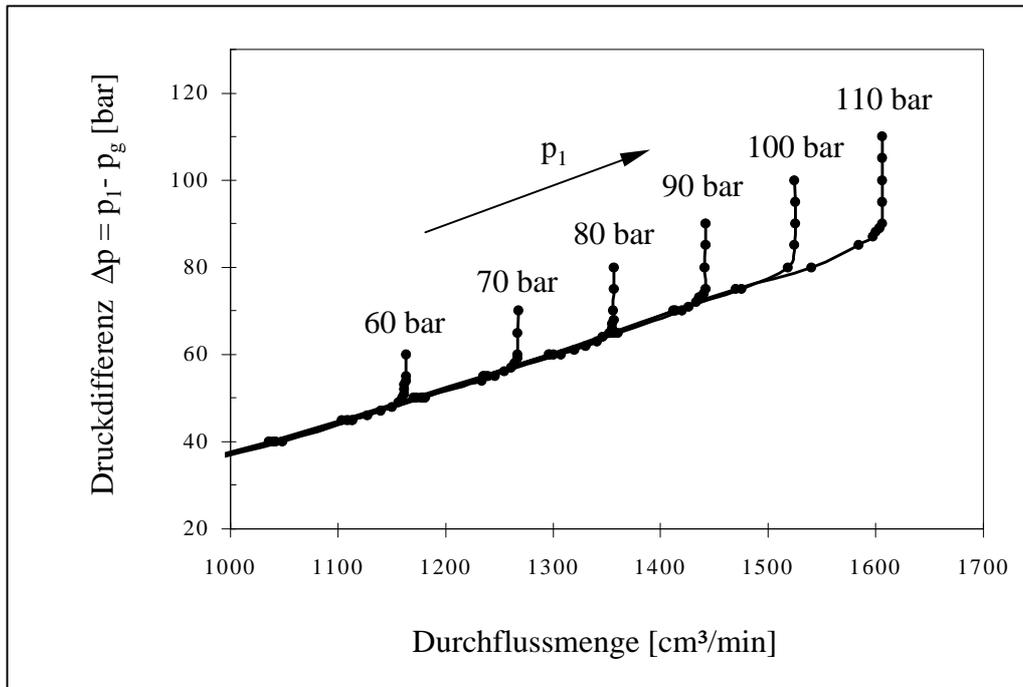
Mittels Gleichung 3.4 und der Annahme, dass  $p_C$  dem Dampfdruck  $p_D$  entspricht, folgt:

$$\dot{m}_{\text{theor}} = A_{\text{geo}} \sqrt{2(p_1 - p_2)\rho_{\text{fl}}} \quad \text{und} \quad \dot{m}_{\text{real}} = A_{\text{geo}} c_C \sqrt{2(p_1 - p_D)\rho_{\text{fl}}} \quad (3.9)$$

Der reale Massenstrom durch eine kavitierende Düse ist somit unabhängig vom Gegendruck  $p_g$  (siehe [41] bis [43]). Ab einer bestimmten Druckdifferenz „sperrt“ die Einspritzdüse, d.h. obwohl  $\Delta p = p_1 - p_g$  zunimmt, bleibt der reale Massenstrom konstant<sup>2</sup>. Das Diagramm in **Bild 3.4** stellt die Druckdifferenz  $\Delta p$  über dem an einer realen 6-Lochdüse gemessenen Vo-

<sup>2</sup> In Analogie zum Ausströmen eines kompressiblen Fluids aus einer Düse, siehe z.B. [44].

lumenstrom dar. Die Graphen symbolisieren jeweils Linien konstanten Einspritzdrucks. Die Messung erfolgt stationär bei maximalem Nadelhub unter Variation des Einspritzdrucks und des Gegendrucks. Aus **Bild 3.4** ist ersichtlich, dass Gleichung 3.9 nur in dem Bereich konstanten Volumenstroms Gültigkeit besitzt.



**Bild 3.4:** Durchflusssperre einer 6-Loch-Einspritzdüse

Für den Durchflusskoeffizienten ergibt sich somit der Ausdruck:

$$c_d = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{theor}} = c_c \frac{\sqrt{p_1 - p_D}}{\sqrt{p_1 - p_2}} \quad (3.10)$$

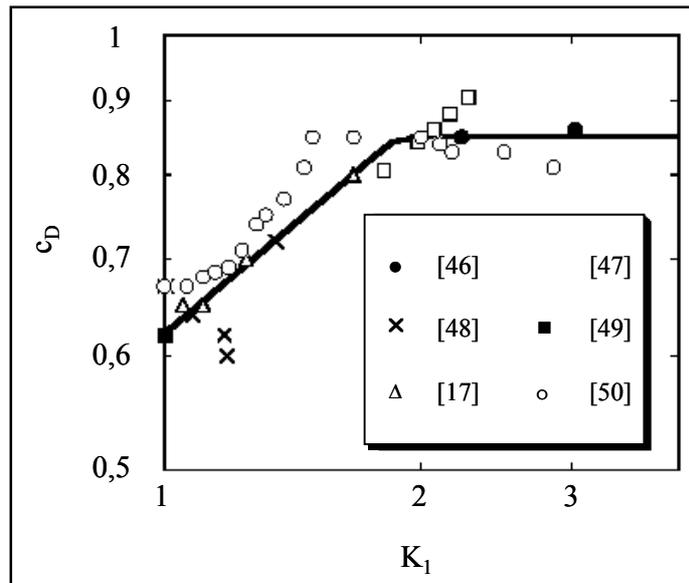
Als Kavitationszahl  $K_1$  kann nun definiert werden:

$$K_1 = \left( \frac{c_d}{c_c} \right)^2 = \frac{p_1 - p_D}{p_1 - p_2} \quad (3.11)$$

Diese Kavitationszahl ist eine charakteristische Kenngröße für das Einsetzen von Kavitation und enthält nur die in der Praxis leicht erfassbaren Größen des Einspritzdrucks  $p_1$ , des

Dampfdrucks  $p_D$  und des Gegendrucks  $p_2 = p_g$ . Durch die Verwendung des Kontraktions- und des Durchflusskoeffizienten sind in dieser Definition die Verluste durch Reibung, sowie Einlauf- und Turbulenzverluste berücksichtigt [41].

Für hohe Einspritzdrücke bzw. kleine Gegendrücke ist  $K_1$  etwas größer eins. Der Wert wird sehr groß, wenn der Unterschied zwischen Einspritzdruck und Gegendruck klein ist, d.h. Kavitation tritt um so eher auf, je kleiner der Wert von  $K_1$  wird. Bei Schmidt et al. ([42], [43], [45]) findet sich die in **Bild 3.5** gezeigte, grafische Darstellung des Durchflusskoeffizienten  $c_d$  über  $K_1$ , die verschiedene bisher veröffentlichte Messungen miteinander vergleicht und die Gültigkeit von Gleichung 3.11 bestätigt. Die Ordinate für  $K_1 = 1$  entspricht dabei dem Kontraktionskoeffizienten  $c_c$ . Die durchgezogene Linie entspricht dem theoretischen Verlauf des Durchflusskoeffizienten.



**Bild 3.5:** Vergleich experimentell ermittelter Durchflusskoeffizienten in Abhängigkeit der Kavitationszahl  $K_1$  [45]

Eine etwas abgewandelte Kavitationszahl definiert Bergwerk [17], die sich unter Vernachlässigung des Dampfdrucks aus  $K_1$  ableiten lässt.

$$K_2 = \frac{p_1 - p_2}{p_2} \approx \frac{1}{K_1 - 1} \quad (3.12)$$

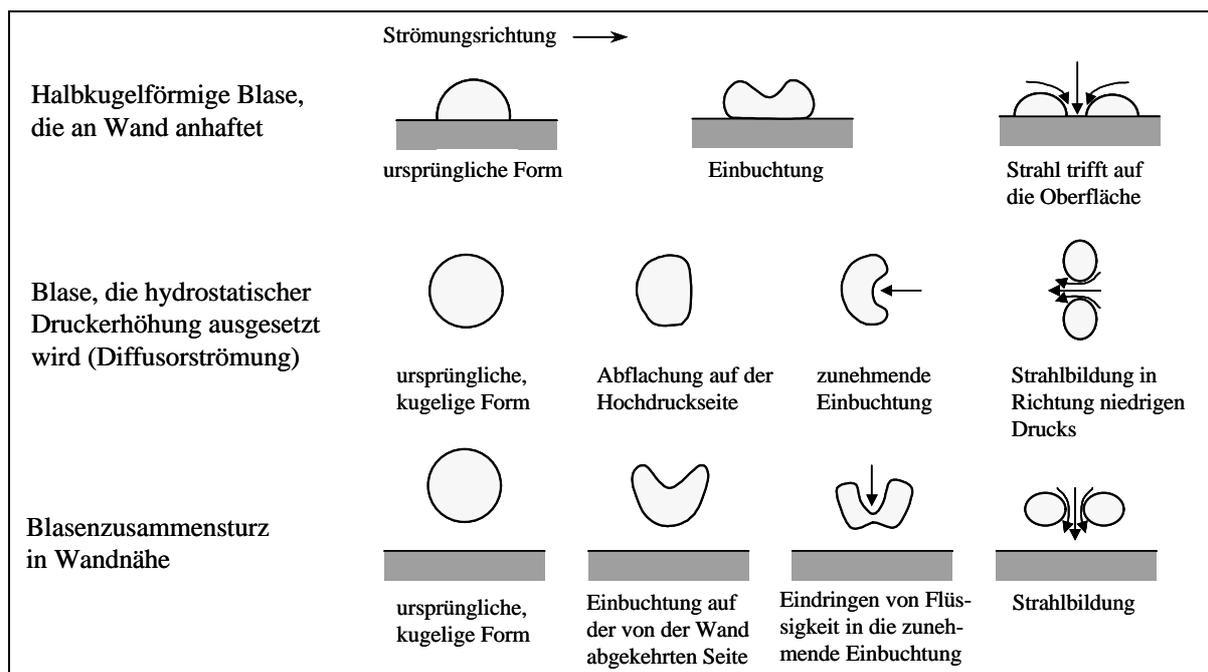
Nach Messungen von Bode [51] ist die Grenze für das Einsetzen von Kavitation bei  $K_2 = 5$ . Untersuchungen von Badock [23] zeigen jedoch, dass das Einsetzen von Kavitation stark geometrieabhängig ist. In der Literatur finden sich eine Vielzahl von Kavitationszahlen, die versuchen, alle kavitationsbestimmenden Einflussgrößen zu fassen. Beim Vergleich unter-

schiedlicher Experimente ist also auf die verwendete Kavitationszahl zu achten. Bei Ruiz [52] findet sich eine Zusammenfassung der bisher in der Literatur veröffentlichten Ansätze.

### 3.3 Kavitationserosion

Zur Kavitationserosion kann es prinzipiell kommen, wenn Kavitationsblasen beim Anstieg des hydrostatischen Drucks in Düsenwandnähe implodieren. Dabei entsteht beim Zusammensturz einer Blase ein flüssiger Mikrostrahl, aus dessen Druckimpuls auf strömungsbegrenzende Oberflächen eine Materialerosion resultieren kann.

In **Bild 3.6** sind die verschiedenen Implosionsstadien in Abhängigkeit der Blasenvorgeschichte dargestellt.



**Bild 3.6:** Implosion einer Einzelblase unter Bildung eines Mikrostrahls in Abhängigkeit der Blasensituation ([30], [53])

In zahlreichen Untersuchungen im Wasser- und Pumpenbau konnte die werkstoffschädigende Wirkung dieser Mikrostrahlen nachgewiesen werden (siehe [29], [34], [53]), die mit dem Einwirken extrem hoher Drücke (bis zu  $10^5$  bar [54]) auf sehr kleine Angriffsflächen verbun-

den sind. Das dabei auftretende Bild der Werkstoffschädigung ist durch lokal auftretende Werkstoffausbrüche (*Pittings*) gekennzeichnet, die als Porenkeime für weitere Kavitationsblasen dienen können.

Untersuchungen der Verschleißerscheinungen in Dieseleinspritzdüsen infolge von Kraftstoffkavitation finden sich bei Göschel [55] und Prescher et al. [56]. Als verschleißgefährdete Zonen werden je nach Nadelhub der Sacklochgrund, der Nadelsitz und die Spritzlöcher genannt. Die visualisierten Verschleißerscheinungen treten jeweils im Bereich der Druckrückgewinnung nach der eigentlichen Kavitationsstelle auf. Inwieweit es im Bereich des Nadelsitzes zu Kavitationserosion kommen kann und von welchen Randbedingungen die Werkstoffschädigung abhängt, wird in Kapitel 5.1 diskutiert.

### 3.4 Optische Messverfahren

Es ist sinnvoll, die in der Literatur veröffentlichten, optischen Untersuchungen von Kavitationsphänomenen in Einspritzventilen, wie folgt zu gliedern:

- Untersuchungen an planaren Modellkanälen
- Ähnlichkeitsbetrachtungen an vergrößerten Modelldüsen
- Untersuchungen an Dieseleinspritzdüsen mit vereinfachter Geometrie

Weitere Veröffentlichungen beschäftigen sich allgemein mit den Grundlagen von Kavitation ([29], [31], [34], [53], [57]), bzw. mit der Zweiphasenströmung durch Blenden, Düsen, plötzlichen Rohrverengungen und Ventilen ([58] bis [61]). Diese sollen an dieser Stelle nur kurz erwähnt werden, da sie keinen direkten Bezug zu dieselmotorischen Einspritzventilen haben. Inwieweit die beobachteten Phänomene übertragbar und die gefundenen Gesetzmäßigkeiten anwendbar sind, wird an geeigneter Stelle in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit erörtert.

Der optische Zugang in die Düseninnenströmung aktueller Mehrlocheinspritzventile mit charakteristischen Spritzlochdurchmessern kleiner 200  $\mu\text{m}$  im Pkw Bereich (zwischen 200 und 300  $\mu\text{m}$  im NFZ Bereich) und Spritzlochlängen von ca. 1 mm ist äußerst schwierig herzustellen. Die transienten Strömungsvorgänge in Hochdruckeinspritzventilen mit Einspritzdrücken

über 2000 bar stellen extreme Anforderungen an die örtliche und zeitliche Auflösung des optischen Messsystems. Der Einsatz von intrusiven Messverfahren ist aufgrund der Strömungsbeeinflussung nicht zielführend.

Einige Autoren beschreiben die Düseninnenströmung realer, dreidimensionaler Einspritzventile mithilfe einer Reduktion der strömungsführenden Geometrie in einer Raumrichtung. Die so entstehenden **zweidimensionalen, planaren Modellkanäle** bieten einen einfachen optischen Zugang in die Innenströmung. Prinzipiell sind alle 2D-Modelle ähnlich aufgebaut. Die strömungsführende Geometrie ist in einer metallischen Membran ausgebildet und zwischen zwei Glasplatten eingespannt, die aus Gründen der mechanischen Belastung vorzugsweise aus Quarz- bzw. Saphirglas sind. Über eine Zuleitung gelangt das Fluid zwischen die Glasplatten in die Membran und durchströmt die zu untersuchende Geometrie. Die Arbeiten an planaren Modellkanälen befassen sich mit der kavitierenden Strömung durch Drosseln. Die Autoren stellen aus den Ergebnissen einen Zusammenhang zu der Strömung in den Spritzlöchern von Einspritzventilen her ([62] bis [68]). Die Vorteile von planaren Modellen sind neben dem einfachen optischen Zugang, die weitgehende Unabhängigkeit vom eingesetzten Kraftstoff und die Möglichkeit zur einfachen Variation der strömungsführenden Geometrie. Grundsätzlich ermöglichen planare Modellkanäle den optischen Zugang in den Kernbereich der Düseninnenströmung.

Roosen et. al. untersuchen die kavitierende Düseninnenströmung in einem planaren Modellkanal und vergleichen die experimentellen Ergebnisse mit einem Simulationsprogramm [63]. Als Messverfahren wird ein Laser-Fluoreszenzdoppelpulsverfahren eingesetzt (siehe [65]), bei dem das durch einen Laser zu sehr kurzzeitigem Leuchten angeregte Licht von Fluoreszenzstrahlern ausgenutzt wird. Die untersuchten Rechteckkanäle sind mit den Abmaßen von 1 mm Länge und 0,2 mm Breite mit der Schnittfläche eines realen Spritzlochs vergleichbar ([64], [66], [67]). Mit der eingesetzten Schattenfotografie und der Doppelbelichtung zur Verfolgung von Teilchenbahnen ist die quantitative Geschwindigkeitsbestimmung möglich. Der eingesetzte Tracer<sup>3</sup> beeinflusst nach Angaben der Autoren die Kavitationsneigung des Fluids nicht. Alle Messungen werden stationär, bis zu einem maximalen Einspritzdruck von 120 bar und einem maximalen Gegendruck von 50 bar durchgeführt.

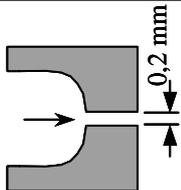
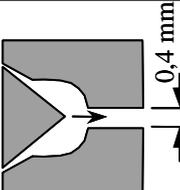
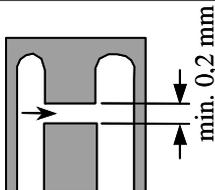
---

<sup>3</sup> Latex-Partikel mit 10 µm Durchmesser zur quantitativen Geschwindigkeitsbestimmung

Die Studien von Winkelhofer et al. werden an einem Modellkanal durchgeführt, bei dem Messungen bis 1000 bar Einspritzdruck und maximal 500 bar Gegendruck [62] möglich sind. Zur Visualisierung der Strömung wird neben einem Schattenwurfverfahren ein **Mach-Zehnder-Interferometer** eingesetzt, das eine berührungslose, optische Dichtemessung im strömenden Fluid ermöglicht.

Fujimoto et al. ([69], [70]) untersuchen die Kavitation in der Innenströmung einer planaren Düse, die sehr stark an die Geometrie einer realen Einspritzdüse angelegt ist. Die Membran in diesem Modell beinhaltet die Nadelgeometrie, die Kontur von Nadeldichtsitz, Sack- und Spritzloch.

In **Tabelle 3.1** sind schematisch die Membrangeometrien, die Druckrandbedingungen und die Messtechnik der jeweiligen Autoren dargestellt.

Autor	Roosen et al. [63-68]	Fujimoto et al. [69], [70]	Winkelhofer et al. [62]
Geometrie			
Druckrandbedingung	$p_e=1\dots120$ bar $p_g=1\dots50$ bar stationär	$p_e=1\dots200$ bar $p_g=1\dots50$ bar stationär	$p_e=1\dots1000$ bar $p_g=1\dots500$ bar stationär
Messtechnik	Durchlichtverfahren, Doppelpulstechnik	Durchlichtverfahren, Hochgeschwindigkeits- fotografie, PIV	Durchlichtverfahren Hochgeschwindigkeits- fotografie, MZI

**Tabelle 3.1:** Experimentelle Untersuchungen der Düseninnenströmung in 2D-Geometrien

Aufgrund optischer Auflösungsprobleme und der extrem schwierigen Fertigung optisch zugänglicher Einspritzdüsen in Realgeometrie wird die Düseninnenströmung häufig an **vergrößerten Modellen** untersucht ([46], [71] bis [82]). Der Vorteil dieser Großmodelle ist der zur Realgeometrie vergleichsweise geringe messtechnische Aufwand, da die Messungen stationär und bei niedrigen Einspritzdrücken durchgeführt werden. Die Strömungsgeschwindigkeit und somit die Anforderung an das zeitliche Auflösungsvermögen des Messsystems sind wesent-

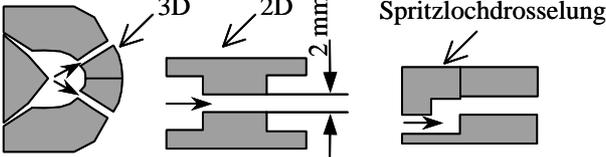
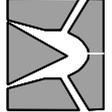
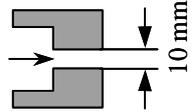
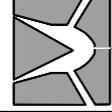
lich geringer als bei Modellen in Originalgröße. Der vergrößerte optische Zugang ermöglicht den einfacheren Einsatz von Geschwindigkeitsmesssystemen, wie z.B. PIV und LDV. Die Untersuchung von Kavitationsphänomenen an vergrößerten Modellen ist umstritten ([23], [83]), da Skalierungseffekte bei der Ähnlichkeitsbetrachtung von Kavitationsphänomenen in der Düseninnenströmung auftreten [19].

**Tabelle 3.2** enthält die Geometrien der Großmodelle und die eingesetzten Messverfahren. Auf die Angabe der Druckrandbedingungen wird verzichtet, da der Druckbereich bei der stationären Großmodelltechnik aufgrund der verwendeten Reynolds- bzw. Kavitationszahlähnlichkeit zwischen 1-20 bar liegt.

Erste optische Untersuchungen der Düseninnenströmung in Dieseleinspritzventilen mit **vereinfachter Geometrie** wurden von Bergwerk schon 1959 durchgeführt [17]. Er verdeutlicht zum ersten Mal die Relevanz der Kavitation in der Innenströmung von Einspritzventilen und deren Auswirkung auf den Kraftstoffstrahlzerfall. Bei diesen Untersuchungen wurden transparente Versuchsträger eingesetzt, die nur ein Spritzloch enthalten und die Zulaufgeometrie zum Spritzloch stark vereinfachen. Auch die in der Folgezeit von anderen Autoren durchgeführten Messungen bedienen sich dieser Vereinfachungen ([19], [41], [84] bis [92]). Reale Einspritzdrücke und Einspritzverläufe werden in den genannten Arbeiten nicht erreicht.

Eine Sonderstellung bisheriger Veröffentlichungen nehmen die Arbeiten ([16], [23], [24], [93], [94]) ein. Gegenstand der Untersuchungen in diesen Arbeiten sind auch Einlochdüsen, die aber von der Spritzlochgröße ( $d_{S1} = 0,2$  &  $0,3$  mm), der Orientierung des Spritzloches am Sackloch, der Zulaufgeometrie und der Sacklochgröße ( $d_S = 1$  mm) vergleichbar zu aktuellen Einspritzventilen sind. Die Messungen werden sowohl stationär, als auch instationär durchgeführt. Der optische Zugang in die Düseninnenströmung wird durch die Fixierung einer transparenten Düsenkuppe an eine nachbearbeitete Einspritzdüse erreicht.

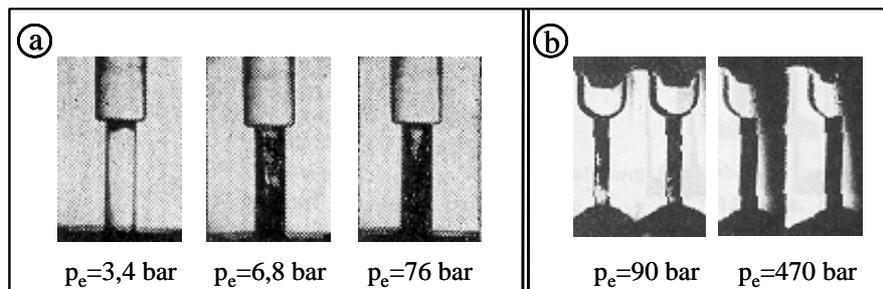
Arcoumanis et al. [95] erreichen einen eingeschränkten optischen Zugang in die Innenströmung einer realen Mehrlochdüse durch den Anbau eines Quarzglasfensters an eines der Spritzlöcher. Die dargestellten Ergebnisse werden mit den Ergebnissen aus dem Großmodell verglichen. Aus Gründen der mechanischen Belastung können die Untersuchungen in Realgeometrie bis ca. 300 bar Einspritzdruck (stationär) durchgeführt werden.

Geometrie (schematisch)	Untersuchungsmethode
<b>Soteriou et al. [78]-[82], 20-fach vergrößert, 1..5-Lochmodelle, 2D-Modelle</b>	
	stationäre Messungen, Durchlichtverfahren, Auflichtfotografie, LDV bei planaren Modellen
<b>Arcoumanis et al. [71]-[73], 20-fach vergrößert, 6-Lochmodell</b>	
 <p>Spritzlochdurchmesser <math>d=3,5</math> mm Nadelhub maximal <math>h_{\max}=6</math> mm</p>	stationäre Messungen, Durchlichtverfahren, LDV Massenstrommessung spritzlochindividuell, Laserlichtschnitt
<b>Date et al. [74], 40-fach vergrößert, 2-Lochmodell</b>	
 <p>Nadelhub maximal <math>h_{\max}=16</math> mm</p>	stationäre Messungen, Massenstrommessung, Druckmessung im Spritz-/Sackloch und Nadeldichtsitz
<b>Knox-Kececy et al. [29], 50-fach vergrößert, 1-Lochmodell</b>	
	stationäre Messungen, LDV
<b>Kim et al. [76], 10-fach vergrößert, 2-Lochmodelle</b>	
 <p>Spritzlochdurchmesser <math>d=2</math> mm Spritzlochlänge <math>l=8</math> mm Nadelhub maximal <math>h_{\max}=16</math> mm</p>	stationäre Messungen, Hochgeschwindigkeitsfotografie, Durchlichtverfahren
<b>Melcher et al. [77], 25-50-fach vergrößert, Mehrlochmodell</b>	
 <p>Luft als Strömungsmedium</p>	stationäre Messung, Messung der Druckverteilung in der Düseninnenströmung

**Tabelle 3.2:** Experimentelle Untersuchung der Düseninnenströmung mit Großmodellen

### 3.5 Stand des Wissens zur Kavitation in der Düseninnenströmung

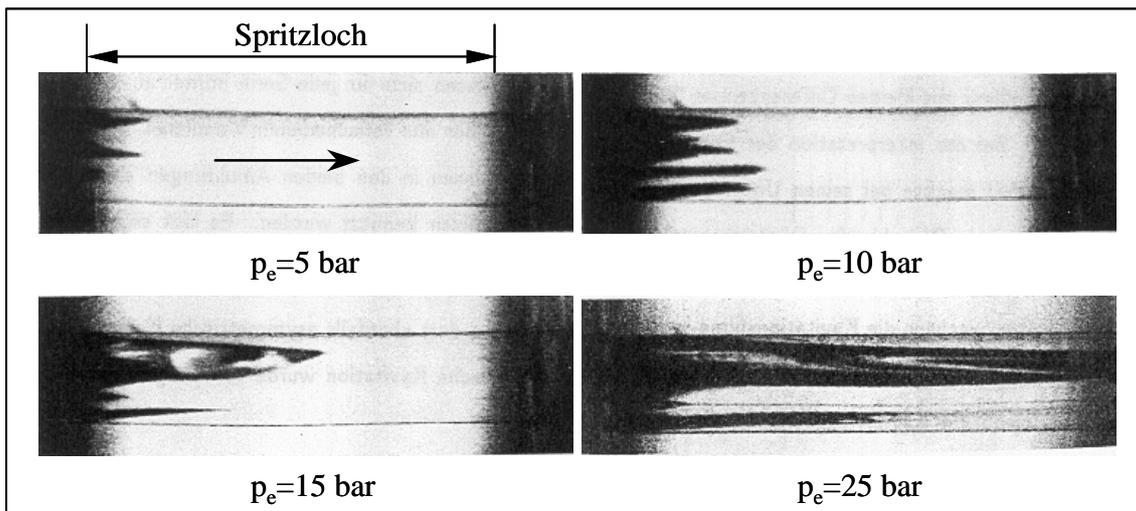
Die meisten der bisher veröffentlichten Studien an transparenten Einspritzdüsen mit realitätsnaher Geometrie wurden an Einlochdüsen mit axial angeordnetem Spritzloch durchgeführt ([16], [24], [93], [94]). Oftmals erfolgt zusätzlich eine Vereinfachung der Zulaufgeometrie zum Spritzloch, so dass die Spritzlöcher einer realen Mehrlochdüse durch eine transparente Lochplatte mit einem zentral angeordnetem Spritzloch ersetzt werden ([19], [51], [96]). Die ersten Untersuchungen mit transparenten Einspritzdüsen finden sich bei Bergwerk [17] und liefern den optischen Nachweis von Schichtkavitation, beginnend an der Einlaufkante des zentralen Spritzlochs (**Bild 3.7a**).



**Bild 3.7:** Kavitation ausgehend von der Spritzlocheinlaufkante ([16], [17])

Die Abhängigkeit der Kavitation sowohl von Einspritz- und Gegendruck, als auch der Einfluss der Spritzlocheinlaufkante konnte stationär für niedrige Druckbereiche nachgewiesen werden. Durch die Fasung der Einlaufkante erhöhte sich der Wert der Kavitationszahl  $K_2$ . Allgemein wird der Spritzlocheinlaufkantenform eine entscheidende Wirkung auf die Kavitationsneigung einer Einspritzdüse zugeschrieben. Eifler [16] bestätigt diese Aussagen und stellt unter Verwendung eines Dieseleinspritzsystems einen direkten Bezug zur motorischen Hochdruckeinspritzung her (**Bild 3.7b**). Eine scharfe Einlasskante fördert die Ablösung der Strömung.

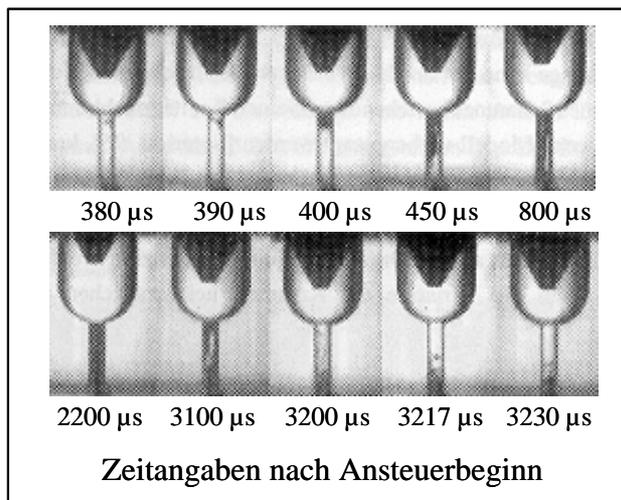
Bode [51] beobachtete, dass das Auftreten der Kavitationsfilme an kleine Differenzen im Radius der Krümmung der Einlasskante gekoppelt ist. Mikroskopische Unregelmäßigkeiten der Einlaufkante sind somit eine Ursache für das unsymmetrische Erscheinungsbild der Kavitationsgebiete (**Bild 3.8**).



**Bild 3.8:** Unsymmetrisches Anwachsen der Kavitationsfilme aufgrund mikroskopischer Unregelmäßigkeiten der Einlasskante [51]

Mit steigendem Einspritzdruck wachsen die Kavitationsgebiete von der Einlaufkante ausgehend bis zum Spritzlochaustritt. Findet keine Wiederanlagerung der Kavitationsgebiete an die Spritzlochwandung statt, kann es zum sogenannten *Hydraulic Flip* kommen. Die den Freistrah umgebende Gasphase dringt in die zum Spritzlochaustritt reichenden Hohlräume ein. Der daraus resultierende Freistrah ist kleiner als der Spritzlochdurchmesser und besitzt eine glatte Strahlkontur. Auf dieses Phänomen wurde bereits von Bergwerk hingewiesen [17] und von Nurick der Zusammenhang mit der Einlasskantenform aufgezeigt [41]. Die Entstehung ist extrem komplex und instabil und hängt hauptsächlich von der Turbulenz der Strömung ab [81]. Chaves et al. [19] zeigten, dass es in realitätsnahen Geometrien nur selten zum *Hydraulic Flip* kommt. Starke Instabilitäten kennzeichnen die experimentellen Ergebnisse [86].

Die bisher realitätsnahesten Untersuchungen der Innenströmung in Dieseleinspritzdüsen wurden von Badock [23] anhand transparenter Einlochdüsen veröffentlicht. Durch das eingesetzte Messsystem ist eine zeitaufgelöste Visualisierung der Kavitation während einer Einspritzdauer von ca. 3 ms möglich. In **Bild 3.9** ist eine solche Einspritzung dargestellt. Das sich von der Einlaufkante ausbildende Kavitationsgebiet wandert mit steigendem Nadelhub und somit zunehmendem Sacklochdruck in Richtung Spritzlochaustritt. Dabei werden die Kavitationsfilme stark vom lokalen Strömungsfeld an der Spritzlocheinlaufkante beeinflusst. Die Strömung im Sackloch, die von der Nadelbewegung beeinflusst wird, wirkt sich ebenfalls auf die Symmetrie der Kavitationsgebiete aus. Ab einem bestimmten treibenden Druckgefälle erreichen die



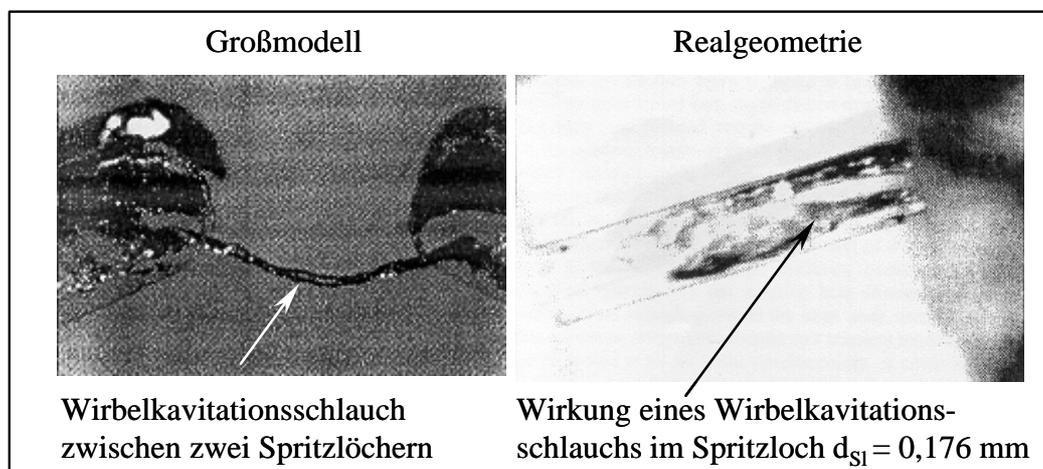
**Bild 3.9:** Dynamik der Kavitationsfilme bei einer Einspritzung  $p_e=250\text{bar}$  [17]

Kavitationsfilme den Spritzlochaustritt. Die Kavitationsfilme legen sich zwischen Wand und Flüssigkeitsströmung. Als Folge erhöht sich die Strömungsgeschwindigkeit in der verengten Strömung. Am Spritzlochaustritt liegt ein unsymmetrisches Geschwindigkeitsprofil vor.

Kavitation kann aber nicht nur an der Einlaufkante zum Spritzloch entstehen. Ausgehend von einem Strömungswirbel zwischen benachbarten

Spritzlöchern kann sich bei Mehrlochdüsen im Wirbelkern ein Kavitationsgebiet bilden. In **Bild 3.10** ist ein solcher Wirbelkavitationsschlauch im 20fach vergrößerten Modell und in Realgeometrie dargestellt.

Kavitationsphänomene dieser Art konnten bisher nur an vergrößerten Modellen identifiziert werden [72]. Erst neueste Studien an einer realen 6-Lochdüse mit einem optischen Zugang zu einem der Spritzlöcher bestätigt diese Phänomene [95]. Auch aktuelle Geschwindigkeitsmessungen in der Düseninnenströmung weisen die Existenz eines Strömungswirbels im Sackloch nach [94].



**Bild 3.10:** Wirbelkavitation zwischen benachbarten Spritzlöchern ([71], [95])

Neben der Spritzlocheinlaufkante kann sich, wie schon erwähnt, auch im Nadeldichtsitzbereich Kavitation bilden. Eifler [16] als auch Badock [23] detektieren Dampfgebiete im Sackloch, deren Ursprung im Nadeldichtsitzbereich liegen. Bisher wurde jedoch noch keine optische Untersuchung veröffentlicht, die die Kavitation direkt im Nadeldichtsitzbereich nachweist.

### 3.6 Aufgabenstellung

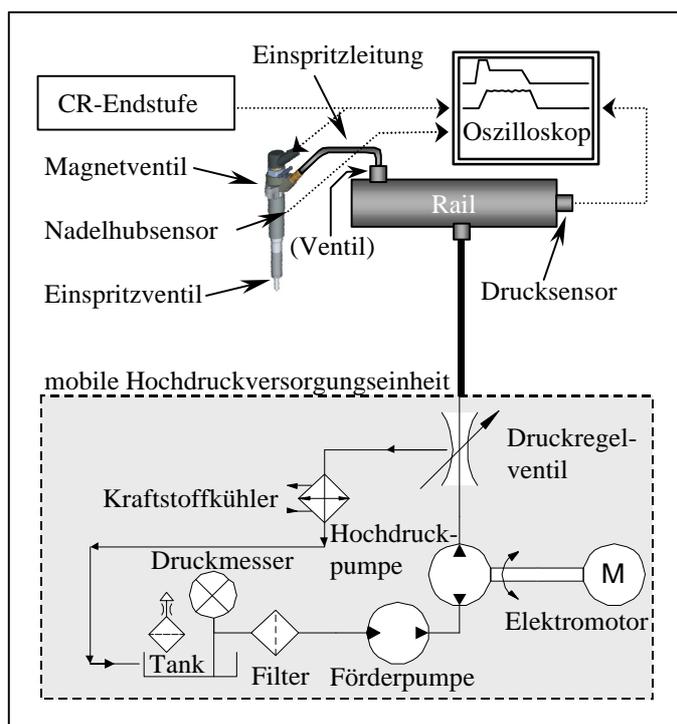
Alle vorangehend dargestellten Studien unterliegen mehr oder weniger starken Einschränkungen, bezüglich verwendeter Drosselgeometrie, Einspritzdruck, Kraftstoffeigenschaften und Druckverlauf, was einen direkten Vergleich mit realen Einspritzdüsen erschwert, bzw. unmöglich macht. Es stellt sich daher die Forderung zur Darstellung eines Messverfahrens, das die erwähnten Nachteile nicht besitzt und somit eine realitätsnahe Erfassung der Strömungsphänomene in der Düseninnenströmung und deren Auswirkung auf den Strahlzerfall gewährleistet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden daher verschiedene Konzepte entwickelt, mit denen ein optischer Zugang in die Innenströmung von realen Einspritzdüsen unter realistischen Randbedingungen möglich ist. Die Untersuchungen werden in Realgeometrie, instationär, mit handelsüblichem Dieseldieselkraftstoff und bis 1200 bar Einspritzdruck durchgeführt. Untersucht wird die transiente, zweiphasige Strömung im Nadeldichtsitz, dem Sackloch und den Spritzlöchern von Ein- und Mehrlocheinspritzdüsen. Durch die simultane Erfassung der Strömungskavitation im Spritzloch und des Einspritzstrahls im Düsennahbereich mithilfe zeitlich- und örtlich hochauflösender optischer Messtechnik wird versucht, einen Beitrag zum weiteren Verständnis der Strömungsphänomene im Düseninnern und deren Auswirkungen auf den Strahlzerfall zu leisten.

## 4 Versuchsträger und experimenteller Aufbau

### 4.1 Instationäre Druckversorgung

Alle Untersuchungen in dieser Arbeit werden instationär mit Common-Rail-Systemen zur Erreichung dieseltypischer Druck- und Einspritzbedingungen durchgeführt. Eine mobile Hochdruckversorgung ermöglicht den Einsatz verschiedener Speichereinspritzsysteme. Verwendung finden zwei Nfz-CR-Systeme, die sich jedoch vom Funktionsprinzip kaum unterscheiden. Das für die Untersuchungen der Kavitation im Nadeldichtsbereich eingesetzte Großdiesel-CR-System besitzt ein mechanisches Mengenbegrenzungsventil in der Einspritzleitung, auf dessen Funktion im folgenden Abschnitt eingegangen wird.



**Bild 4.1:** Aufbau der CR-Druckerzeugungseinheit

Railvolumen befindlichen Drucksensor überwacht. Die überschüssige Kraftstoffmenge gelangt über einen Wärmetauscher zurück in den Kraftstofftank. Von der Rail strömt der Kraftstoff über die Einspritzleitung in den Injektor, dessen Magnetventil über eine Endstufe angesteuert wird. Unterhalb des Magnetventils befindet sich ein Wirbelstromsensor, der indirekt

Das hydraulische Gesamtsystem besteht für beide CR-Systeme aus den in **Bild 4.1** dargestellten Komponenten. Die Vorförderpumpe der mobilen Druckversorgungseinheit führt den Kraftstoff aus einem Kraftstoffbehälter über einen Filter der Hochdruckpumpe zu. Diese speist die Rail mit einem Maximaldruck von bis zu 1600 bar. Über ein Druckregelventil lässt sich der Druck in der Rail und somit in der Einspritzleitung zum Injektor einstellen. Der eingestellte Druck wird redundant über ein Manometer und einen im

den Nadelhub über die Bewegung des Ventilsteuerkolbens im Injektor misst. Die Signale der einzelnen Sensoren und das Stromsignal der CR-Endstufe werden während der Messung an einem Speicheroszilloskop überwacht.

## 4.2 Transparente Einspritzdüsen

Um die Übertragbarkeit der im folgenden Kapitel dargestellten Ergebnisse zu der realen Innenströmung von Einspritzventilen zu gewährleisten, genügen die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzepte den folgenden Anforderungen:

- Einsatz herkömmlichen Dieselkraftstoffs
- realer Einspritzdruck in der Höhe heutiger CR-Systeme
- realitätsnahe Geometrie, um Skalierungseffekte zu vermeiden
- Einsatz optischer, nicht intrusiver Messtechnik

Als Werkstoff für die transparenten Einspritzdüsen eignen sich Materialien, die bei einer ausreichenden mechanischen Belastbarkeit einen ähnlichen Brechungsindex wie der eingesetzte Kraftstoff besitzen. Das in dieser Arbeit eingesetzte Acrylglas hat einen Brechungsindex von  $n_G^{20}=1,491$ , der dem des eingesetzten Dieselkraftstoffs  $n_D^{20}=1,458$  ähnelt. Durch die vergleichsweise geringen Unterschiede im Brechungsindex kann die Totalreflexion des Lichts an den Übergangsgrenzflächen der optisch unterschiedlich dichten Medien minimiert werden. Für den Einfluss der Totalreflexion sei auf Kapitel 4.4 verwiesen.

Die untersuchten optisch zugänglichen Düsen setzen auf Komponenten von Serieneinspritzausrüstungen auf, mit Modifikationen an den metallischen Originaldüsen und deren Halterung im Injektor.

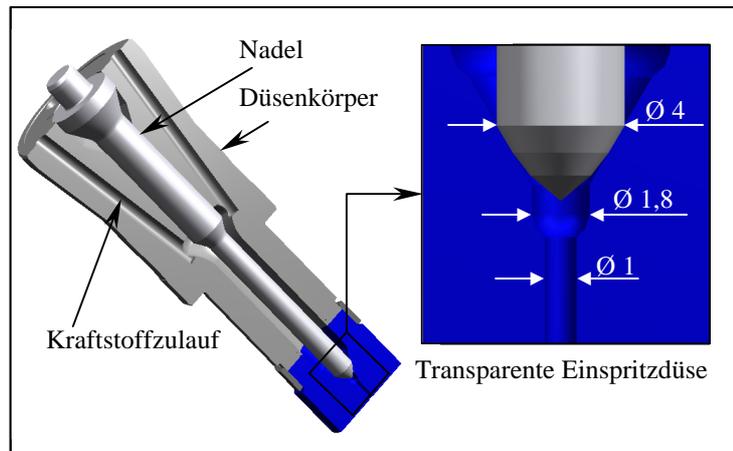
### Einspritzdüse mit transparentem Nadeldichtsitz

Das für diese Untersuchung eingesetzte Großdiesel-CR-System besitzt ein mechanisches, federgesteuertes Mengenbegrenzungsventil in der Einspritzleitung (**Bild 4.1**). Beim Versagen eines Injektors, d.h. einer Dauereinspritzung, schließt dieses Ventil aufgrund der zu großen Durchflussmenge und verhindert die Zerstörung des Motors. Wird das Magnetventil im Injek-

tor hinreichend lange angesteuert, schließt das Mengenbegrenzungsventil in der Einspritzleitung wodurch die Leitung und der Injektor druckentlastet werden. Die Nadel der Einspritzdüse schließt infolgedessen nicht mehr hydraulisch unterstützt, sondern wird nur noch von der Düsenfeder zurück in den Sitz gedrückt. Mit dieser Maßnahme ist es möglich, den Nadel-dichtsitz in Acrylglas auszuführen, der normalerweise bei einem druckunterstützten Schließen der Nadel zerstört würde. Für die Versuche werden serienmäßige Düsenadeln und modifizierte Düsenkörper eingesetzt. **Bild 4.2** zeigt den prinzipiellen Zusammenbau von transparenter Düse und Nadelführung. Die

Geometrie des Nadeldichtsitzes und des Sackloches entsprechen den realen Abmaßen. Die einzige Geometrievereinfachung ist ein zentral angeordnetes Spritzloch. Realistische Aussagen bezüglich der Kavitation im Nadeldichtsitzbereich sind möglich, da die Durchflussmenge dieses Spritzlochs mit der Durchflussmenge der realen Mehrlochein-

spritzdüse übereinstimmt. Hierdurch ist der mit der Einspritzung veränderliche Druck im Sackloch und somit die Nadelöffnungsgeschwindigkeit identisch zu einer Seriendüse. Dimensioniert wurde das Spritzloch mit Gleichung 4.1. Die gemessene Durchflussmenge entspricht der Serienmehrlochdüse.



**Bild 4.2:** Einspritzdüse mit transparentem Nadeldichtsitz, Sack- und Spritzloch

$$\left. \begin{array}{l} \text{Volumenstrom: } \frac{dV}{dt} = n \cdot c_d \cdot \mathbf{p} \cdot r^2 \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_{fl}}}}_{v_B} \\ \text{Bedingung: } \frac{dV_{real}}{dt} = \frac{dV_{Modell}}{dt} \end{array} \right\} \Rightarrow r_{Modell} = \sqrt{\frac{c_{d,real} \cdot n_{real}}{c_{d,Modell} \cdot n_{Modell}}} \cdot r_{real} \quad (4.1)$$

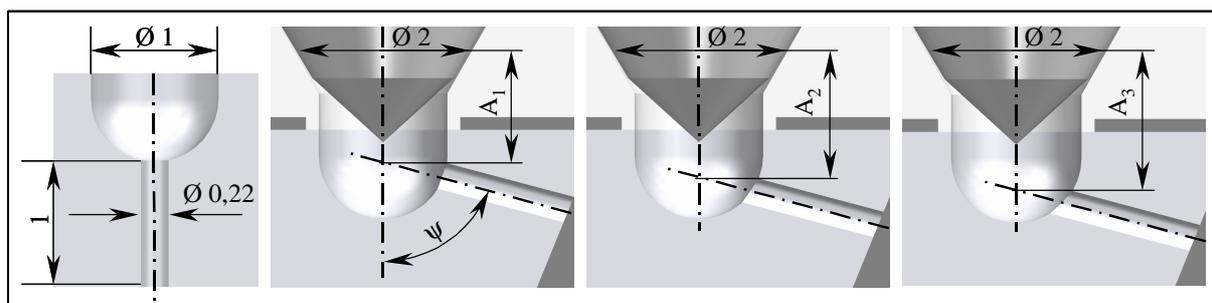
mit

$n$  = Spritzlochanzahl  $\Delta p$   
 $c_d$  = Durchflusskoeffizient  
 $r$  = Spritzlochradius  
 $\rho_{fl}$  = Dichte von Diesel

$\Delta p$  =  $p_e - p_g$   
 $p_e$  = Einspritzdruck  
 $p_g$  = Gegendruck  
 $v_B$  = Bernoulligeschwindigkeit

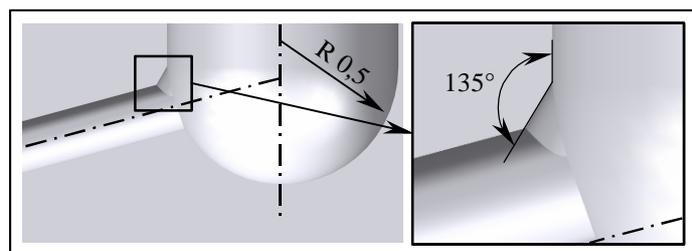
## Einloch-Einspritzdüsen

Die Kavitation im Spritzloch und die Auswirkungen der Kavitation auf den Strahlzerfall werden mit transparenten Einlochdüsen untersucht. Anders als bei dem im vorangehenden Kapitel dargestellten Konzept wird der Nadeldichtsitzbereich im metallischen Einspritzventil belassen, um die hohe Nadelbelastung auf den Versuchsträger auszuschließen. Sowohl die im Folgenden dargestellten Einloch-Konzepte, als auch die im Folgenden dargestellte 6-Lochdüse basieren auf einer Serien-Nfz-Düse. Durch die verschiedenen transparenten Aufsätze werden das Sackloch und die Spritzlöcher ersetzt. **Bild 4.3** zeigt die Geometrievariationen der eingesetzten Einlochdüsen. Alle transparenten Aufsätze besitzen einen Spritzlochdurchmesser von 0,22 mm, einen Sacklochdurchmesser von 1 mm und eine Spritzlochlänge von 1 mm.



**Bild 4.3:** Transparente Einloch-Einspritzdüsen

Es werden transparente Aufsätze mit auf der Sacklochachse angeordnetem Spritzloch und schräge Einlochdüsen mit einem Öffnungswinkel von  $\psi = 75^\circ$  eingesetzt. Bei den Aufsätzen mit dem Öffnungswinkel  $\psi$  erfolgt eine Variation der Spritzlochorientierung im Sackloch. Das in **Bild 4.3** dargestellte Maß  $A_x$ , kennzeichnet den Abstand des Achsenschnittpunkts von Spritz- und Sackloch zu der waagerechten und kreisförmigen Ebene im Nadelsitzbereich mit einem Durchmesser von 2 mm. Das Verhältnis der verschiedenen A-Maße beträgt  $A_1 < A_2 < A_3$ ,



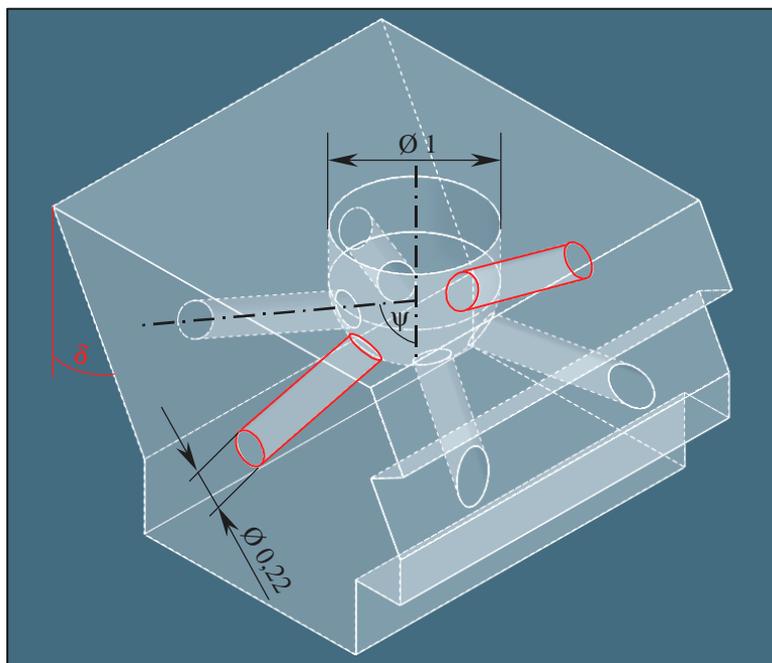
**Bild 4.4:** Gefaste Spritzlocheinlaufkante

wobei der Unterschied zwischen  $A_1$  und  $A_3$  0,2 mm beträgt.

Zur Untersuchung des Einflusses der Spritzlocheinlaufkante auf die Kavitation wurde für jedes A-Maß die Einlaufkante nach **Bild 4.4** angefast.

## 6-Loch Einspritzdüse

Die Untersuchung der Innenströmung in Realgeometrie erfolgt an einer optisch zugänglichen 6-Lochdüse, deren A-Maß  $A_2$  entspricht. Die sechs scharfkantigen Spritzlöcher sind symmetrisch um die Sacklochachse angeordnet. Alle übrigen Maße sind identisch dem Einlochaufsatz. **Bild 4.5** ist die Anordnung der sechs Spritzlöcher um das Sackloch auf einer Kegelmantelfläche zu entnehmen. Dies entspricht den Realabmessungen, erschwert aber den optischen Zugang.

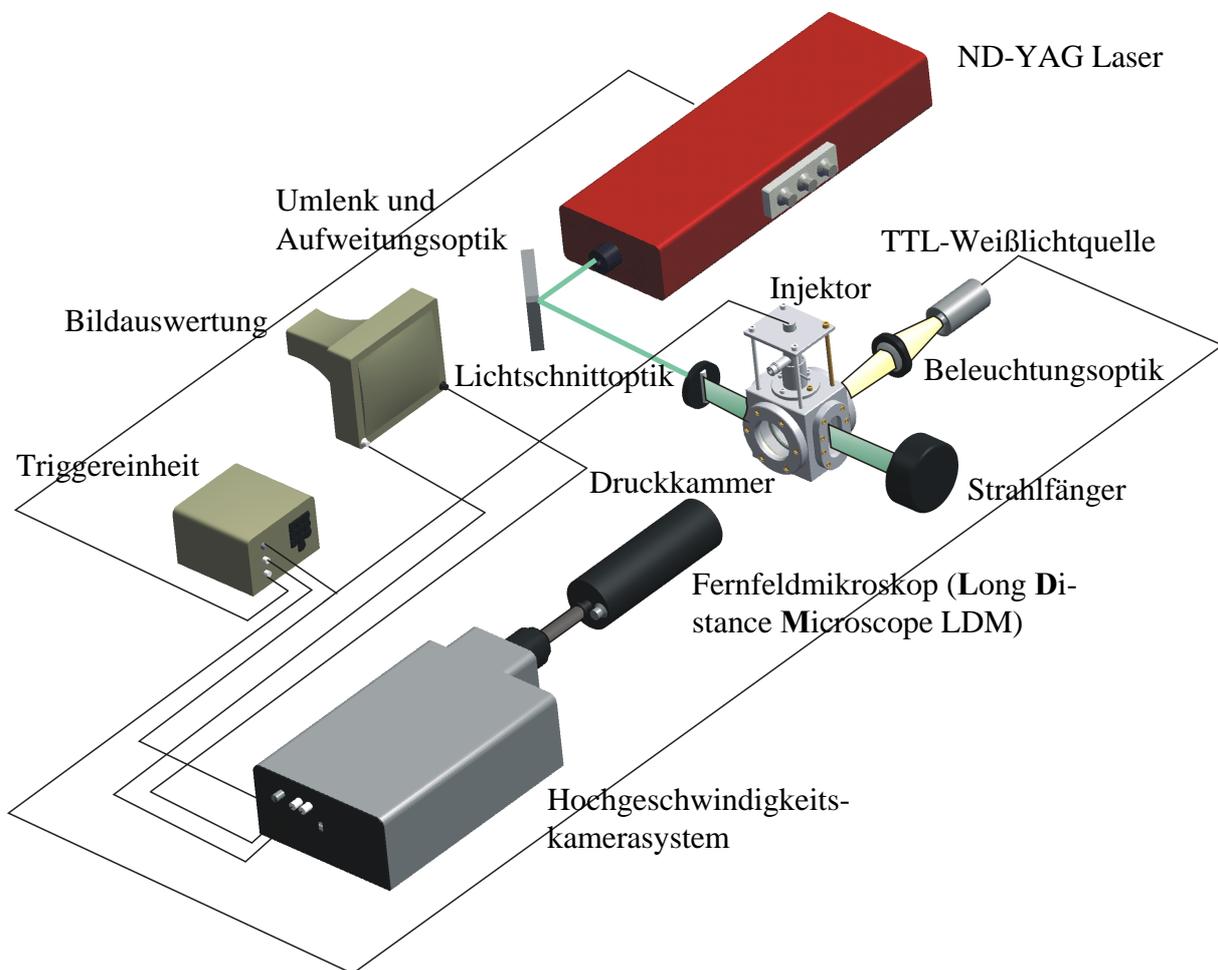


**Bild 4.5:** Optisch zugängliche 6-Lochdüse

Aus diesem Grund muss dieser Versuchsträger um den Winkel  $\delta$  gekippt zur optischen Achse eingebaut werden. Hierdurch ist der vollständige optische Zugang zu den beiden rot gekennzeichneten Spritzlöchern ohne optische Überlagerungen durch die übrigen Spritzlöcher gewährleistet. Durch die um den Winkel  $\delta$  abgeschrägte Vorder- und Rückseite wird eine senkrecht zur optischen Achse liegende Ein- und Austrittsfläche des Lichts erreicht. Um gleichzeitig einheitliche Spritzlochlängen zu gewährleisten, ist in die auf **Bild 4.5** vorne liegende Fläche mit zwei Spritzlochaustritten ein Absatz gefräst.

Den Einbau der 6-Lochdüse in die Hochdruckkammer zeigt **Bild 4.7**.

### 4.3 Prüfstand



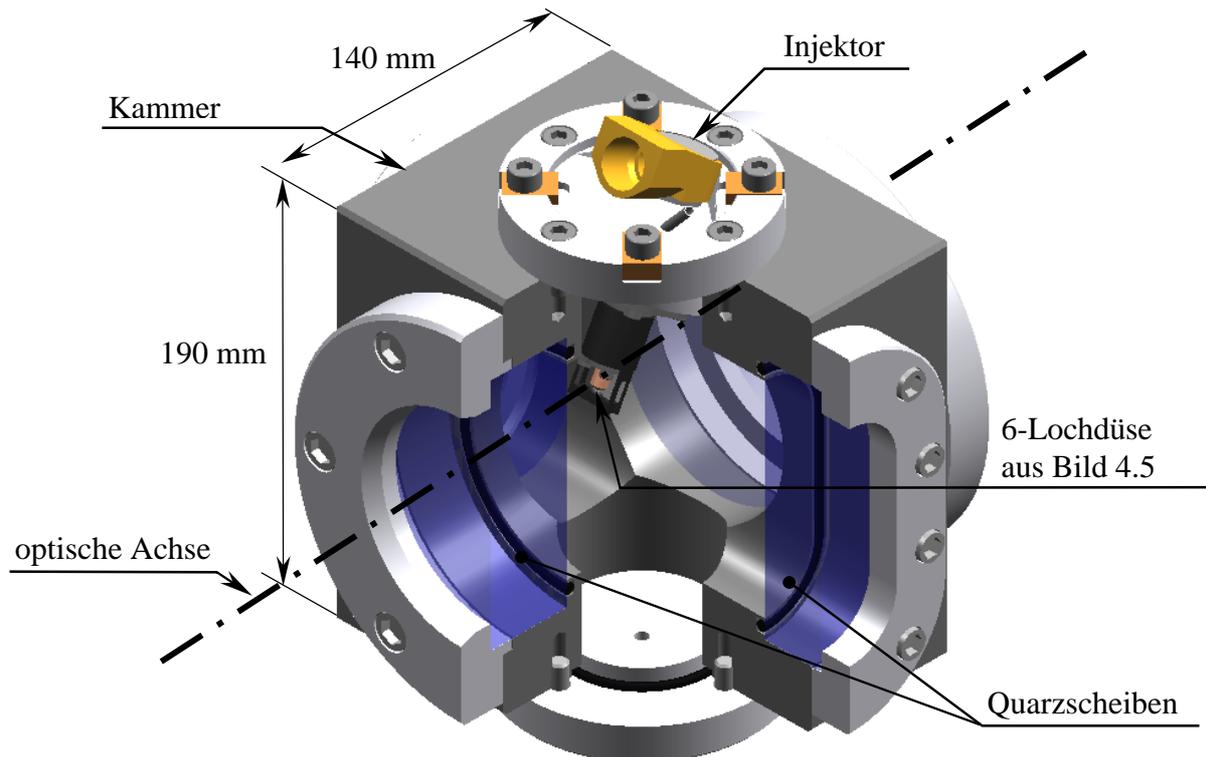
**Bild 4.6:** Prüfaufbau

Der für diese Arbeit aufgebaute und in **Bild 4.6** schematisch dargestellte Prüfstand ist so konzipiert, dass der Einsatz verschiedener Messtechniken und unterschiedlicher Versuchsträger möglich ist. Im Zentrum des Prüfstands befindet sich eine von vier Seiten optisch zugängliche Hochdruckkammer. In diese können die verschiedenen Versuchsträger eingebaut werden und die jeweiligen Injektoren mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen, mobilen Hochdruckversorgungseinheit verbunden werden. Prinzipiell wird eine Fernfeldmikroskopiertechnik - gekoppelt mit einem Hochgeschwindigkeitskamarasystem - eingesetzt. Zur Beleuchtung der Versuchsträger kann entweder ein frequenzverdoppelter ND-YAG<sup>4</sup> Festkörperlaser mit 532 nm Wellenlänge oder eine pulsare Weißlichtquelle eingesetzt werden. Die Triggerung des Ge-

<sup>4</sup> Neodym-Yttrium Aluminium Granat

samtsystems ist abhängig von der Beleuchtungstechnik und einer Kombination von mehreren Pulsgeneratoren, der CR-Endstufe und der kamerainternen Triggereinheit. Die von dem Kamerasystem aufgenommenen Bilder werden durch Lichtwellenleiter über ein PCI-Interface-Board der digitalen Bildverarbeitung in einem PC übermittelt.

## Hochdruckkammer



**Bild 4.7:** Hochdruckkammer mit transparenter 6-Lochdüse

Die Untersuchung des Strahlausbreitungsverhaltens, der Strahlstruktur und des Einflusses von Gegen Druck auf die Kavitation in der Düseninnenströmung werden in der in **Bild 4.7** dargestellten Kammer durchgeführt. Die Hochdruckkammer ist durch vier Quarzglasscheiben optisch zugänglich und besitzt einen maximalen Beobachtungsbereich von 100 mm Durchmesser. Die Kammeroberseite ermöglicht den Einbau der verschiedenen transparenten Düsen und die Verbindung des Injektors mit der mobilen Druckversorgungseinheit. Bei der Kammerdimensionierung wurde darauf geachtet, ein kleinstmögliches Abmaß in Richtung optischer Achse zu erreichen (140 mm), um die Gegenstandsweite von Objektiv zu Versuchsträger möglichst gering zu halten. Über den Kammerboden kann ein Stickstoffgegendruck bis zu

einem maximalen Druck von 50 bar eingebracht werden. Dabei ist zu beachten, dass für die Kavitation die Druckdifferenz  $\Delta p = p_e - p_g$  entscheidend ist (siehe Kapitel 3.2) und für die düsenferne Zerstäubung die eingestellte Kammerdichte. Zur Untersuchung der Düseninnenströmung genügt es infolgedessen nicht, die Kammer mit typischerweise 25 bar<sup>5</sup> Stickstoff zu beaufschlagen [97], was der Dichte im Motor vor Spritzbeginn entsprechen würde.

## 4.4 Optischer Aufbau

Wie schon eingangs erwähnt, stellt die Düseninnenströmung in Dieseleinspritzventilen aufgrund der Größe des Objekts von wenigen Mikrometern und den zu erwartenden hohen Strömungsgeschwindigkeiten extreme Anforderungen an das optische und zeitliche Auflösungsvermögen des Messsystems. Bei einem Einspritzdruck  $p_e = 600$  bar und atmosphärischem Gegendruck  $p_g = 1$  bar ergibt sich nach Bernoulli die maximal mögliche Strömungsgeschwindigkeit im Spritzlochs von  $v_B \approx 378$  m/s. D.h. eine Kavitationsblase benötigt vom Eintritt in das Spritzloch bis zum Austritt weniger als 2,7  $\mu$ s. Bei dieser erwarteten hohen Strömungsgeschwindigkeit ist zur Erreichung minimaler Bewegungsunschärfen eine Belichtungszeit im Nanosekundenbereich unerlässlich [98]. Um den Ablauf extrem schneller Vorgänge optisch zu erfassen, bietet die Hochgeschwindigkeitsfotografie zwei Möglichkeiten:

1. den Einsatz einer Funkenbeleuchtung oder eines gepulsten Lasers mit Leuchtdauern von wenigen Nanosekunden, wobei eine räumliche Trennung aufeinander folgender Aufnahmen durch das Kamerasystem gewährleistet sein muss, oder
2. den Einsatz eines Kamerasystems mit extrem kurzen Verschlusszeiten wodurch auch eine Permanentlichtquelle eingesetzt werden kann.

Auf das in dieser Arbeit eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamerasystem und die hochauflösende Optik wird im Folgenden eingegangen.

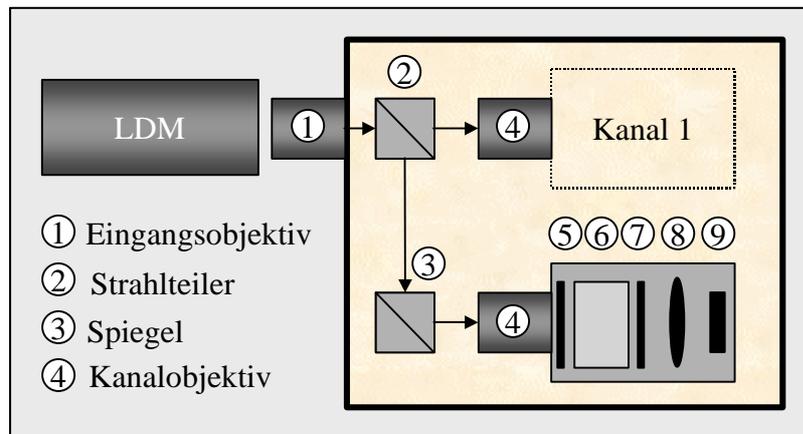
---

<sup>5</sup> nach idealer Gasgleichung  $p \cdot V = m \cdot R \cdot T$  berechnet

## Hochgeschwindigkeitskamerasytem

Das für diese Arbeit zusammengestellte Kamerasystem erfüllt die Anforderungen nach maximaler Dynamik bei gleichzeitig hoher Auflösung und Lichtempfindlichkeit. Dadurch verringern sich die Ansprüche an die Intensität und Dynamik der Lichtquelle.

Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera ist eine lichtverstärkte, hochauflösende, digitale 2-Kanal Kamera mit einer 12bit Dynamik, wobei jeder Kanal aus einem autarken Kamerasystem mit Objektiv, Bildverstärker und CCD-Chip<sup>6</sup> (1280x1024 Pixel) besteht. Das Licht



**Bild 4.8:** 2-Kanal Hochgeschwindigkeitskamera

fällt durch ein gemeinsames Eingangsobjektiv ① (F2.5 / 105 mm) auf einen Strahlteiler ②, der jedem Kanal 50% des Lichts zuteilt. Das Eingangsobjektiv und das jeweilige Kanalobjektiv ④ (F1.5 / 46 mm) sind in einer Tandembauweise angeordnet.

Eine Tandemanordnung

besteht aus zwei Linsen mit unterschiedlicher Brennweite und im Idealfall, wie in diesem Kamerasystem, mit gleichem Linsendurchmesser, so dass der parallele Lichtstrahl zwischen den Linsen nahezu verlustfrei ist.

Die hochauflösenden Bildverstärker (Kanaldurchmesser von  $\varnothing = 6\mu\text{m}$ ) bestehen aus einer Photokathode ⑤, einer Mikrokanalplatte ⑥ (**micro channel plate**, kurz MCP) und einem Phosphorschirm ⑦. Das auftreffende Licht (Photonen) löst auf der Photokathode Elektronen aus. Diese treten in die MCP ein, in der sie durch Sekundärelektronenvervielfachung vermehrt werden. Schließlich werden sie auf einen Phosphorschirm hin beschleunigt und regen diesen zum Leuchten an. Die Photokathode dient zusätzlich als extrem schneller Verschluss, der Belichtungszeiten von minimal 3 ns ermöglicht. Die Kopplung von Phosphorschirm und

<sup>6</sup> Charge Coupled Device (Ladungsträgergekoppelte Schaltung)

CCD-Chip erfolgt über eine Linsenoptik ⑧ in Tandemanordnung. Die eingesetzten, hochauflösenden CCD-Chips ⑨ besitzen bei einer Pixelgröße von  $6,7 \mu\text{m} \times 6,7 \mu\text{m}$  eine lens-on-chip Technik<sup>7</sup>, die es ermöglicht eine Empfindlichkeitssteigerung der Sensorzellen um den Faktor 2 zu erreichen [99]. Jeder einzelne Kanal kann bezüglich Aufnahmezeitpunkt, Belichtungszeit, Auflösung, Einfach- oder Doppelbelichtung und Verstärkung exakt angesteuert werden. Pro Kanal können maximal zwei Aufnahmen gemacht werden, deren minimaler Abstand von der Abklingzeit des Phosphorschirms ( $t_p = 500 \text{ ns}$ ) bestimmt wird. Daraus folgt eine maximal mögliche Bildwiederholfrequenz bei der Doppelbelichtung jedes CCD-Chip von vier Aufnahmen pro Mikrosekunde ( $f_B = 4 \text{ MHz}$ ) bei einer systembedingten minimalen Belichtungszeit von  $20 \text{ ns}$  pro Bild.

Um die Strömungsverhältnisse mit minimaler Bewegungsunschärfe optisch erfassen zu können, ist die Belichtungszeit abhängig vom Abbildungsmaßstab  $\beta'$ , der Strömungsgeschwindigkeit  $v$ , der Strömungsrichtung  $\chi$  und dem zulässigen Unschärfekreis-Durchmesser  $u$  zu wählen [98]. Hierbei entspricht  $\chi$  dem Winkel zwischen Strömungsrichtung und optischer Achse. Bei der Abbildung des gesamten Spritz- und Sacklochs und eines Teils des Freistrahles auf den CCD-Chip ( $\beta'=2$ ), einer Strömungsgeschwindigkeit von  $v_{\text{max}}=378 \text{ m/s}$  ( $p_e = 600 \text{ bar s.o.}$ ) und einem angenommenen Unschärfekreis-Durchmesser von  $u = 10 \mu\text{m}$  ergibt sich rechnerisch eine Belichtungszeit von:

$$t_B = \frac{u}{\beta' \cdot v \cdot \sin \chi} \Rightarrow t_B \leq 14 \text{ ns} \quad (4.2)$$

Alle in den folgenden Kapiteln dargestellten Aufnahmen wurden mit minimalen Belichtungszeiten ohne messbare Bewegungsunschärfe aufgenommen.

## Fernfeldmikroskopie

Für die Untersuchung der Düseninnenströmung wird ein Questar QM100 Long-Distance Mikroskop (kurz LDM) eingesetzt, das bei einer durch den Einbau der Versuchsträger in die Hochdruckkammer beschränkten Gegenstandweite, eine maximale Vergrößerungen bis zum

<sup>7</sup> Bei der lens-on-chip Technik wird auf jede einzelne Sensorzelle eine Mikrolinse aufgebracht, die das Licht auf die aktive Sensorfläche bündelt.

Faktor 11:1 ermöglicht. Mit Hilfe von Kalibrierungsglasplättchen auf denen sich eingätzte Streifen mit definierten Linienabständen befinden, wird die maximale Auflösung von LDM und Kamerasystem von 320 Teilstrichen pro Millimeter bestimmt, was Strukturen ab einem Durchmesser von  $3\ \mu\text{m}$  entspricht. Die maximale Auflösung eines optischen Messsystems ist zudem beugungsbegrenzt, d.h. es treten Beugungserscheinungen an sehr kleinen Teilchen auf, deren Größe im Bereich der Wellenlänge des Lichts liegt. Der minimale Durchmesser  $d_{\min}$  von sphärischen Teilchen lässt sich mittels Gleichung 4.3 abschätzen, wobei unterhalb dieses Durchmessers die durch Beugung bedingte Grenze des Auflösungsvermögens erreicht ist [100].

$$d_{\min} = \frac{0,82 \cdot \lambda}{n_D^{20} \cdot \sin \theta} = \frac{0,82 \cdot 550 \cdot 10^{-9}}{1,458 \cdot \sin 11,3^\circ} = 1,6\ \mu\text{m} \quad (4.3)$$

mit  $\lambda$  = Wellenlänge (hier Mittel einer Weißlichtquelle)  
 $n_D^{20}$  = Brechungsindex von Dieselkraftstoff  
 $\theta$  = Öffnungswinkel des LDM

Beugungserscheinungen haben somit keinen Einfluss auf die Messergebnisse.

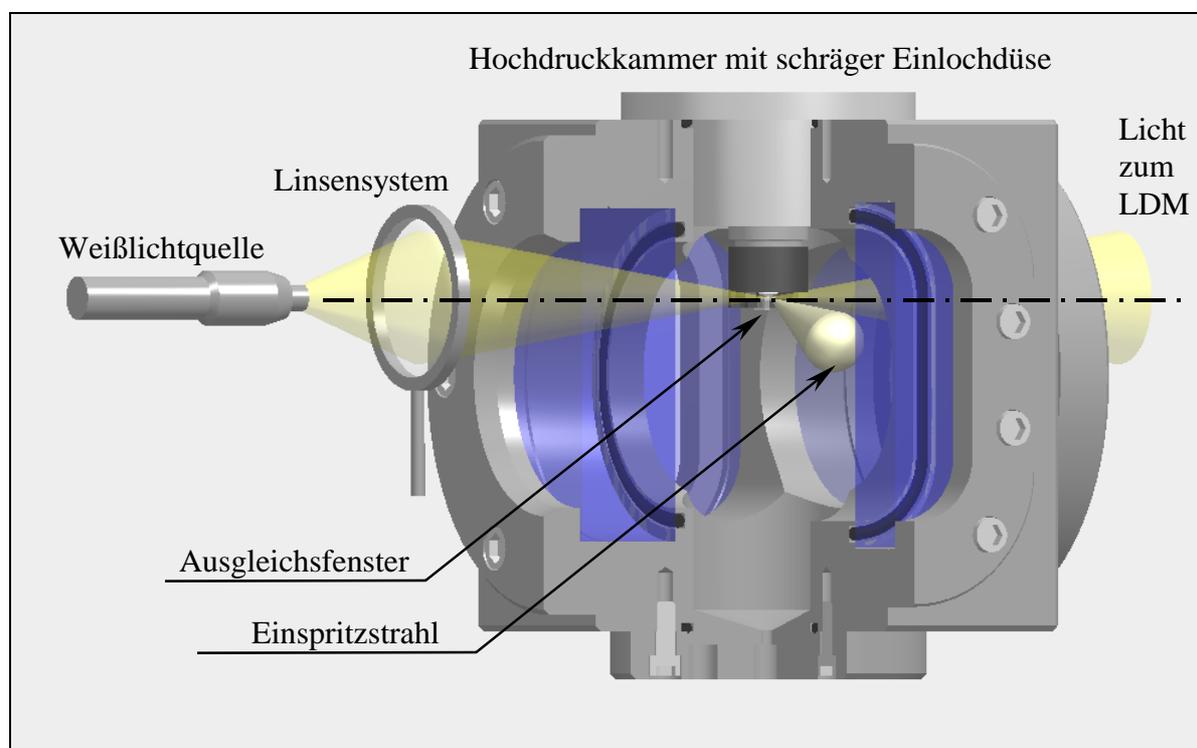
Bedingt durch die große Brennweite des Objektivs beträgt der Schärfentiefenbereich des LDMS je nach Gegenstandsweite zwischen  $\Delta g=30\text{-}80\ \mu\text{m}$ . Dies macht sich bei der simultanen Beobachtung von Innenströmung und Freistrahle aufgrund der verschiedenen langen optischen Wege  $s_{\text{opt.}} = n_x^{20} \cdot s$  [101] ( $n_x^{20}$  = Brechungsindex des Stoffs  $x$ ,  $s$  = Weglänge) negativ bemerkbar. Der optische Weg des Lichts durch das Acrylglas ist etwa um den Faktor 2 länger als der Weg des Lichts, das den Freistrahle abbildet. Zur scharfen Abbildung von Innenströmung und Freistrahle auf einer Aufnahme wird unterhalb der jeweiligen transparenten Düse ein Ausgleichsfenster angebracht, das den optischen Weglängenunterschied ausgleicht. Von der Dimension entspricht seine Dicke in Richtung optischer Achse etwa der halben Ausdehnung der jeweiligen transparenten Düse. **Bild 4.9** zeigt den Anbau eines der Ausgleichsfenster unterhalb der transparenten Düse.

## Beleuchtungsverfahren

Für die optischen Untersuchungen der Innenströmung und des Freistrahls werden zwei verschiedene Beleuchtungsverfahren eingesetzt: ein Durchlichtverfahren zur Detektion des Schattenwurfbildes und ein Laserlichtschnittverfahren.

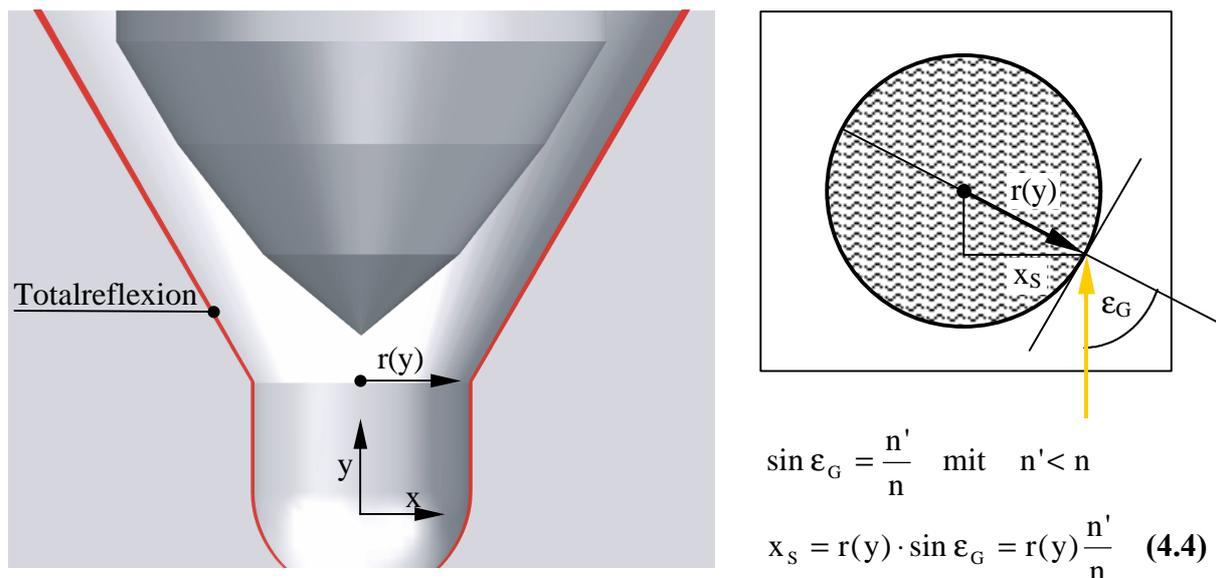
Als Lichtquelle beim Durchlichtverfahren dient eine TTL-Computerlichtquelle die permanent, oder gepulst (bei einer 40-fachen Intensitätssteigerung) betrieben werden kann. Das Licht der Weißlichtquelle durchdringt die transparente Düse aufgrund des ähnlichen Brechungsindizes von Acrylglas und Diesel annähernd störungsfrei, solange sich nur flüssiger Diesel in ihr befindet. Beim Auftreten einer gas- bzw. dampfförmigen Phase wird das Licht an den Phasengrenzen gestreut und gelangt nicht mehr durch die Detektionsoptik auf den CCD-Chip. Die Aufnahmen dieser Beleuchtungstechnik stellen somit einen Schattenwurf dar, wobei die Kavitationsgebiete als dunkle Strukturen auf den Aufnahmen erkennbar sind.

**Bild 4.9** stellt den Strahlengang beim Durchlichtverfahren prinzipiell dar.



**Bild 4.9:** Strahlengang beim Durchlichtverfahren

Das Linsensystem besteht aus verschiedenen Achromaten, die eine homogene Ausleuchtung des interessierenden Bereichs bei minimaler Totalreflexion an den Grenzflächen der verschiedenen optisch dichten Medien gewährleisten. Lichtenergie kann nur dann aus einem optisch dichteren Medium (Acrylglas  $n_G^{20}=1,491$ ) in ein optisch dünneres Medium (Diesel  $n_D^{20}=1,458$ ) eindringen, wenn der Einfallswinkel des Lichts einen bestimmten Grenzwinkel  $\varepsilon_G$  nicht überschreitet. Ist der Einfallswinkel größer  $\varepsilon_G$ , wird das Licht an der Grenzfläche vollständig reflektiert und erreicht nicht die Detektionsoptik. Um Fehlinterpretationen dieses abgeschatteten Lichts mit den durch die Kavitation verursachten Schatten in der Bildebene auszuschließen, wird der Bereich der Totalreflexion berücksichtigt. Unter der vereinfachten Annahme, dass das Licht senkrecht auf die Außenkontur der transparenten Einspritzdüsen trifft, lässt sich die Größe des Bereichs, der nicht erfasst werden kann, mit Gleichung 4.4 berechnen.



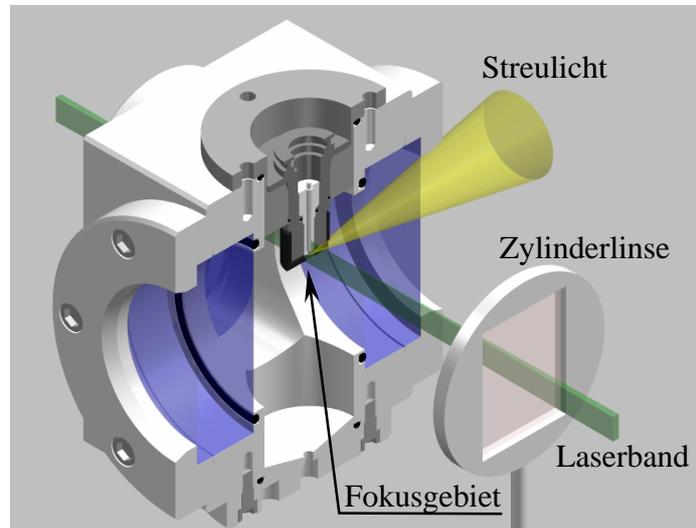
**Bild 4.10:** Totalreflexion im Nadeldichtsbereich und im Sackloch

Mit dieser Annahme und mit  $n'=n_D^{20}$  und  $n=n_G^{20}$  beträgt der sichtbare Bereich  $x_s$  ca. 97,8 % des Radius  $r(y)$  an der jeweiligen Stelle der Kontur.

Das zweite Beleuchtungsverfahren basiert auf der zweidimensionalen Mie-Streuung. Hierzu wird ein Laserband senkrecht zur Kameraachse, wie in **Bild 4.11** dargestellt, in die Innenströmung und den Freistahl eingekoppelt und mittels LDM das um  $90^\circ$  gestreute Licht detek-

tiert. Das Laserband muss so dünn sein, dass es innerhalb des Spritzlochs mit einem Durchmesser von 0,22 mm senkrecht zur Kameraachse verschoben werden kann.

Der eingesetzte frequenzverdoppelte ND-YAG Festkörperlaser kann durch eine spezielle Ansteuerung der Auskopplungsoptik 4 Pulse annähernd gleicher Intensität in einem minimalen Abstand von  $10 \mu\text{s}$  ( $f_B=0,1 \text{ MHz}$ ) und einer Pulsdauer von 20 ns emittieren. Der aus dem Laser ausgekoppelte Gaußsche Strahl wird mithilfe einer Aufweitungsoptik und einer Lichtschnittoptik in die Düseninnenströmung und



**Bild 4.11:** Strahlengang bei der Mie-Streulichttechnik

den Freistrahл fokussiert. Die Lichtschnittdicke im Fokus wird mit einer nichtintensivierten CCD-Kamera ohne Objektiv bestimmt, die in den abgeschwächten Fokus des Lasers gestellt wird. Anhand der belichteten CCD-Kamerazeilen ( $6,7 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ ) und mittels der Definition des Gaußschen Strahlers, nach der die Dicke des Lichtschnitts im Fokus mit  $1/e^2$  der maximalen Intensität abnimmt [102], beträgt die Lichtschnittdicke im Fokus ca.  $\Delta s=25 \mu\text{m}$ . Die erreichte Laserbanddicke ist dabei abhängig von der Wellenlänge des eingesetzten Lasers, der Güte der Aufweitung des zu fokussierenden Strahls und der Fokussierungsoptik.

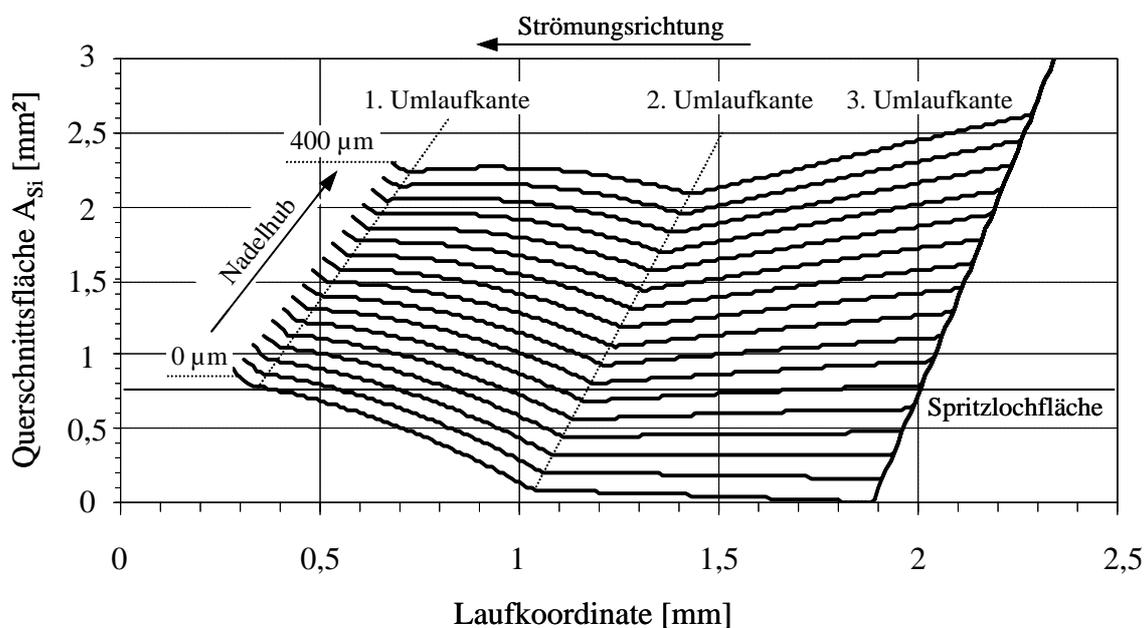
Gegenüber dem Durchlichtverfahren hat das Laserlichtschnittverfahren den Vorteil, dass es auch die Kernbereiche der Strömung abbildet und somit Aussagen über die inneren Strömungsverhältnisse bzw. die Phasengrenzen ermöglicht.

# 5 Ergebnisse

## 5.1 Kavitation im Nadelsitzbereich

Wie im Grundlagenkapitel dargestellt, kommt der Verlagerung der nadelhubabhängigen Hauptdrosselstelle entscheidende Bedeutung für den möglichen Kavitationsort zu. Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse klären, wann es im Nadeldichtsitzbereich zu Kavitation kommt, und unter welchen Randbedingungen Kavitationserosion im Sitzbereich wahrscheinlich ist.

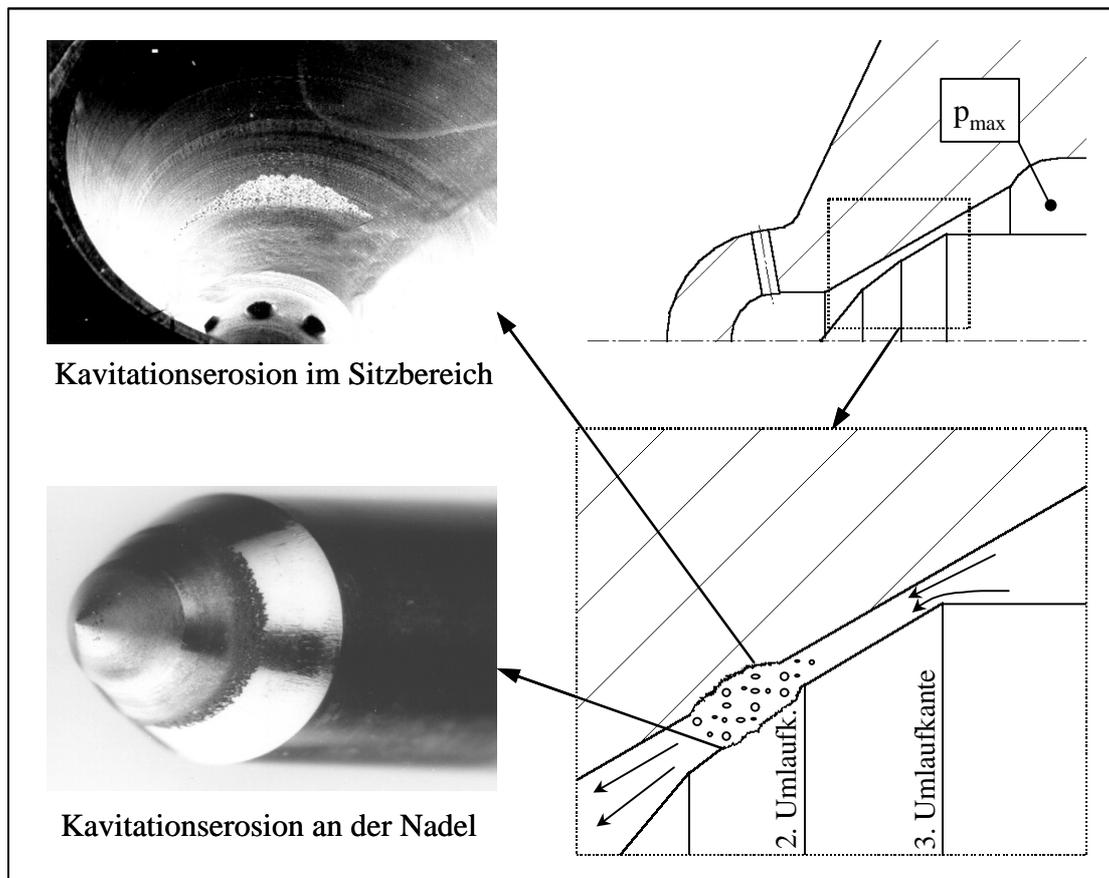
Systembedingt kann es im Nadeldichtsitzbereich von CR-Einspritzdüsen während der Sitzdrosselphase zu Kavitation kommen. Aufgrund des hohen Druckgefälles, verbunden mit einer Strömungsbeschleunigung, fällt der hydrostatische Druck im Dieselkraftstoff auf Werte unterhalb des Dampfdrucks. Dies muss bei der Auslegung von Einspritzdüsen zur Vermeidung möglicher Kavitationserosionsschäden berücksichtigt werden. In **Bild 5.1** ist der durchströmte Querschnittsverlauf der untersuchten Einspritzdüse entlang der Nadelkontur in Abhängigkeit des Nadelhubs dargestellt.



**Bild 5.1:** Durchströmter Querschnitt entlang der Nadelkontur für verschiedene Nadelhübe

Diese Darstellungsart ermöglicht es, die unterschiedlichen Bereiche der Strömung zwischen Nadel und Ventilgehäuse mit der Strömung durch einen Diffusor, Kontraktor oder Parallelspalt zu vergleichen.

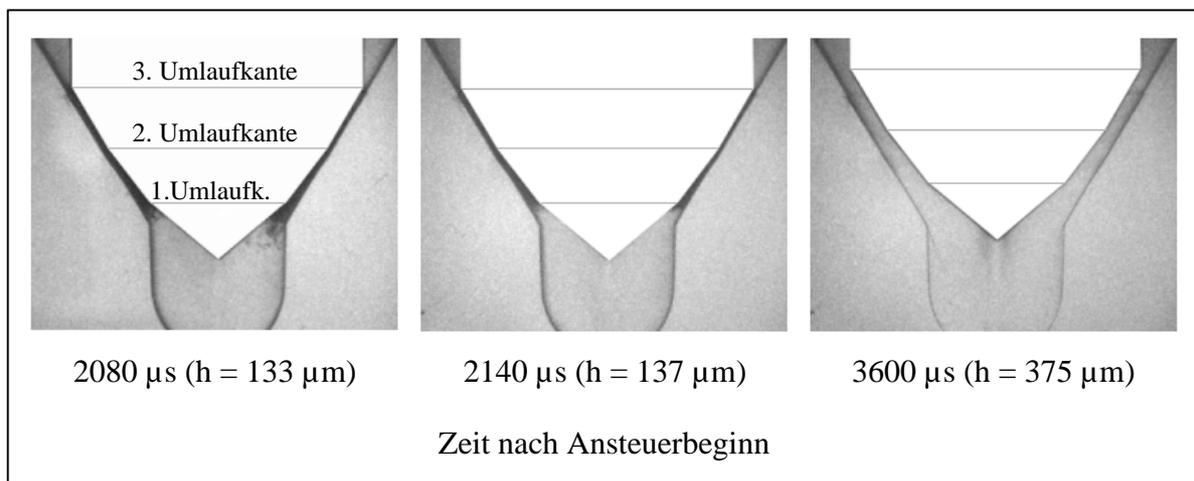
Die hier dargestellte dreiwinklige Nadel schließt im Gegensatz zu der im Grundlagenkapitel gezeigten Einspritzdüse (Bild 2.6) an der dritten Umlaufkante. Diese befindet sich an der Übergangsstelle vom zylindrischen Nadelschaft zur Nadelspitze (siehe **Bild 5.2**). Mit steigendem Nadelhub ( $0 \mu\text{m} \leq h \leq 50 \mu\text{m}$ ) reduziert sich die Wirkung des Diffusors direkt hinter dem Sitz zwischen zweiter und dritter Umlaufkante. Es entsteht ein Parallelspalt, der durch den geringen Winkelunterschied von Nadel- zu Sitzwinkel ( $1^\circ$ ) die Strömung bis zur Lochdrosselphase bestimmt. Ab einem Hub von  $50 \mu\text{m}$  verlagert sich die strömungsbestimmende Hauptdrosselstelle zur zweiten Umlaufkante. Im Anschluss an diese zweite Umlaufkante befindet sich in Strömungsrichtung ein starker Diffusor, da der Winkelunterschied von Nadel- zu Sitzwinkel  $15^\circ$  beträgt. Somit steigt der hydrostatische Druck in diesem Bereich an,



**Bild 5.2:** Kavitationserosion an Nadel und Ventilgehäuse

und es kann zur Implosion von Kavitationsgebieten verbunden mit einer Werkstoffschädigung kommen. **Bild 5.2** zeigt die Kavitationserosionsschäden an einer im Dauerlauf betriebenen Düse exakt in diesem Bereich. Auch die optischen Untersuchungen beweisen, dass es im Parallelspalt zwischen erster und dritter Umlaufkante zu Kavitation kommt.

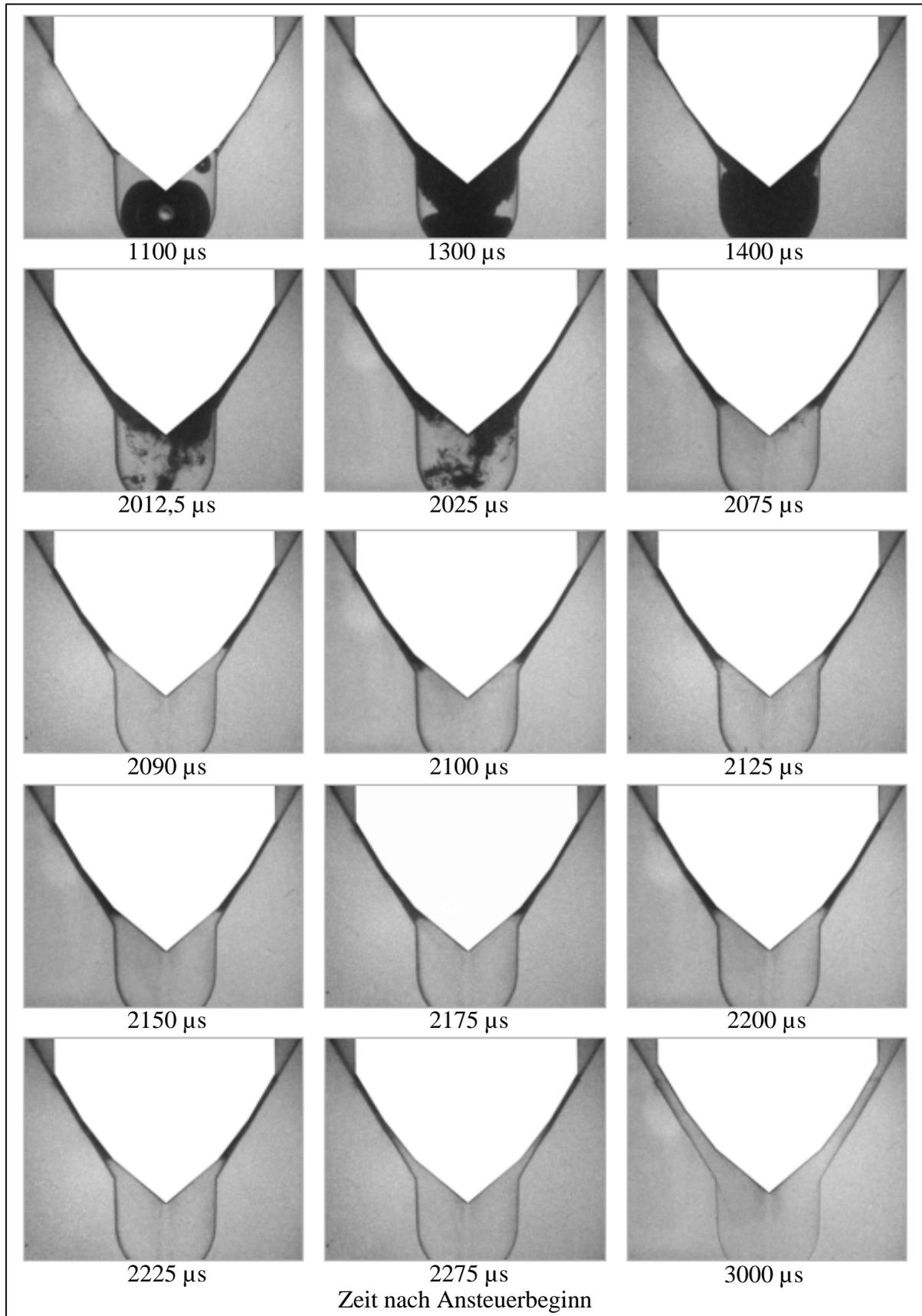
In **Bild 5.3** sind die Kavitationsgebiete durch die Streuung des Lichts als schwarze Bereiche im Spalt zwischen Nadelkontur und Sitz zu erkennen. Durch die kavitationsfreien Bereiche der Düseninnenströmung gelangt das Licht demgegenüber ungestört. Die Nadel ist in diesen Bildern zur eindeutigen Visualisierung der Dampfgebiete und zur optischen Vermessung des Nadelhubs weiß eingefärbt.



**Bild 5.3:** Kavitation im Nadeldichtsitzbereich ( $p_{\text{Rail}} = 500 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

Einzelblasen lösen sich unregelmäßig aus dem Hauptkavitationsgebiet im Sitz aus und strömen bis in das Sackloch hinein. Das eigentliche Kavitationsgebiet im Sitz erscheint als zusammenhängender Film. Bei maximalem Nadelhub ist der Sitzbereich kavitationsfrei, da sich die Hauptdrosselstelle am Spritzloch befindet.

**Bild 5.4** beinhaltet einen Teil der Einspritzung bis zum Ende der Sitzdrosselphase. Zu Beginn jeder Einspritzung befindet sich eine Luftblase im Sackloch, die zwischen 1,1 ms und 2 ms nach Ansteuerbeginn zerstäubt und den optischen Zugang in die Sacklochströmung erschwert. Zwischen 2 ms und 2,3 ms nach Ansteuerbeginn ist die Kavitation im Sitz wieder eindeutig zu identifizieren.

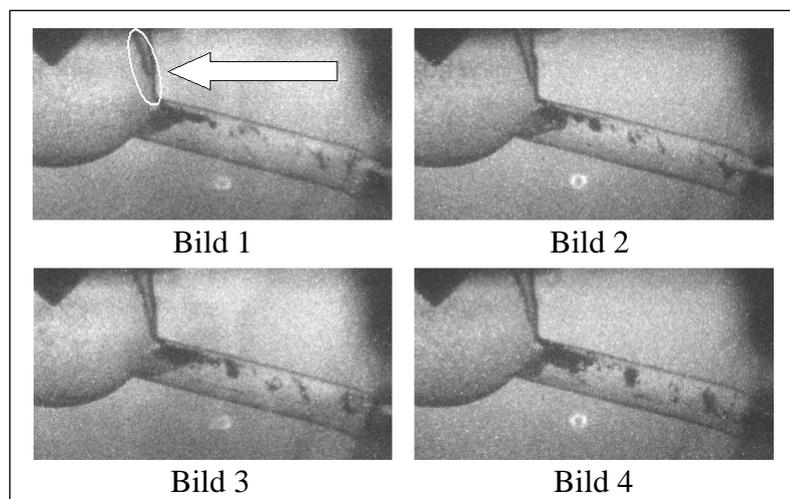


**Bild 5.4:** Strömung im Nadeldichtsbereich ( $p_{\text{Rail}} = 500 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

Begründeterweise wird die Strömung in der gesamten Zeit von Spritzbeginn bis zum Ende der Sitzdrosselphase bei 2,3 ms im Sitzbereich kavitieren. Auf die Implosion der Kavitationsgebiete im Bereich zwischen zweiter und dritter Umlaufkante kann geschlossen werden, da kaum noch Dampfgebiete nach der ersten Umlaufkante bzw. im Sackloch detektierbar sind. Die Implosion der Kavitationsgebiete muss folglich zwischen erster und zweiter Umlaufkante stattfinden und kann in diesem Bereich an Nadel, Düsenkörper und Sacklocheinlauf zu Kavitationserosion führen.

Da systembedingt die Kavitation im Sitzbereich nicht verhindert werden kann, gilt es durch eine strömungsgünstige Gestaltung von Nadel- und Korpusgeometrie, die Entstehung von Kavitationsschäden zu verhindern. Ungeachtet der Oberflächenrauigkeit lassen sich aus den dargestellten Drosselquerschnittsverläufen Maßnahmen ableiten, die Kavitationserosionen verhindern, bzw. mögliche Werkstoffschädigungen in einen unkritischen Bereich der Düse verlagern. Das Ziel muss es folglich sein, dass bereits nach minimalen Hübten der Nadeldichtsitzbereich nicht mehr die Hauptdrosselstelle der Strömung darstellt, bzw. sich nahe des Dichtsitzes in Strömungsrichtung kein starker Diffusor anschließt, der die Implosion der Kavitationsgebiete im Sitzbereich begünstigt.

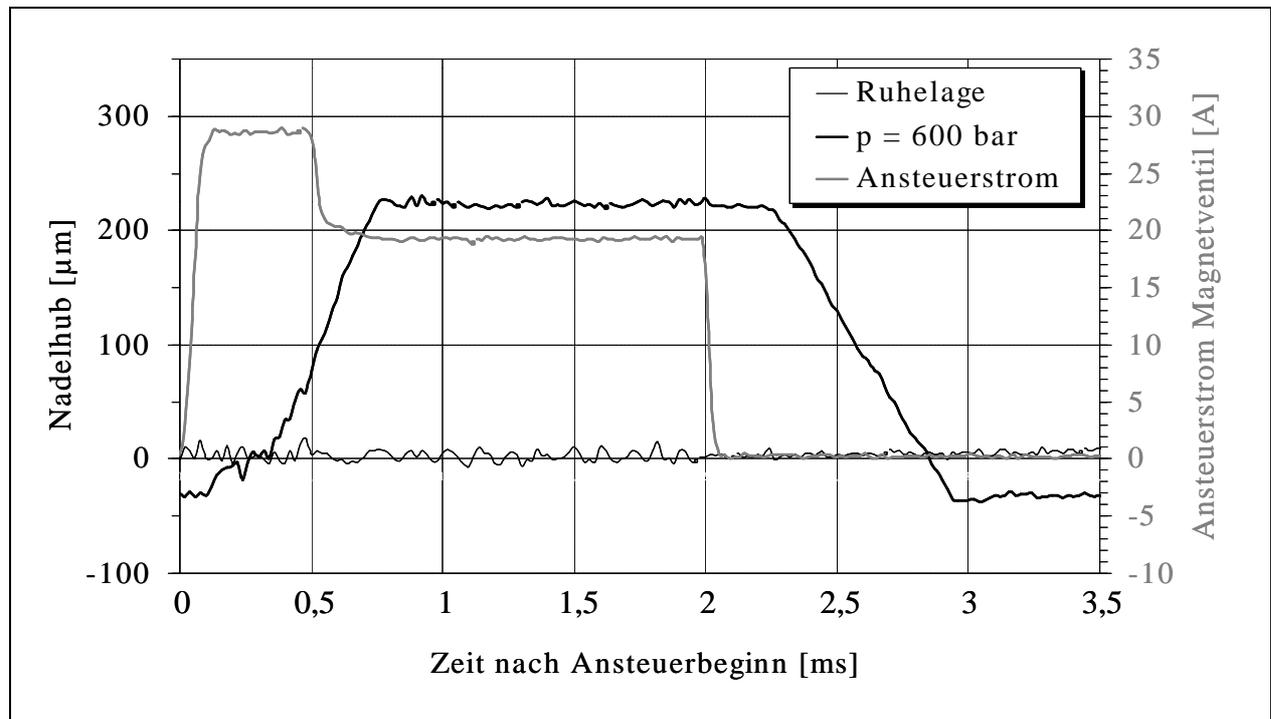
Befindet sich die Hauptdrosselstelle wie bei der im Grundlagenkapitel gezeigten Einspritzdüse schon nach 11  $\mu\text{m}$  Nadelhub an der ersten Umlaufkante, droht keine Beeinflussung der Einspritzdüsenfunktion durch Kavitationserosion. Die auftretenden Kavitationsgebiete implodieren in den unkritischen Bereichen der Nadelspitze und des Sacklochs. Vereinzelt werden auch bei dieser Düse Kavitationsgebiete bis in das Sackloch gespült und wirken teilweise, wie in **Bild 5.5** ersichtlich, als Initiator für die Kavitation im Spritzloch, auf die in den folgenden Kapitel detailliert eingegangen wird.



**Bild 5.5:** Sitzkavitation als Kavitationskeim der Spritzloch-  
kavitation ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

## 5.2 Einfluss von Geometrieparametern auf die Düseninnenströmung und den Strahlerfall

Alle hier dargestellten Untersuchungen werden mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Druckversorgungseinheit bei 600 bar Einspritzdruck durchgeführt. Das Magnetventil im Injektor wird 2 ms lang angesteuert, womit für eine ausreichende Zeit quasistationäre Druckbedingungen bei voll geöffneter Nadel und maximalem Systemdruck im Bereich der Einspritzdüse vorliegen. Demzufolge ist der Vergleich der Innenströmung und des Freistrahls verschiedener transparenter Einspritzdüsen im quasistationären Fall möglich, ohne die Bewegung der Nadel berücksichtigen zu müssen. **Bild 5.6** zeigt die Verläufe von Ansteuerstrom und resultierendem Nadelhub der untersuchten Einlochdüsen.



**Bild 5.6:** Nadelhubverlauf im Verhältnis zur Ansteuerung des Injektors

Im geschlossenen Zustand staucht der Systemdruck den Verbund aus Düsennadel und Ventilsteuerkolben. Dies entspricht in **Bild 5.6** dem negativen Wert des Nadelhubs zu Ansteuerbeginn. Wird der Injektor bestromt und somit durch das Öffnen des Magnetventils der Raum oberhalb des Ventilsteuerkolbens druckentlastet, verursacht zunächst die Materialentspannung ein Hubsignal des Sensors. Bei 600 bar Einspritzdruck öffnet die Einspritzdüse bei ca. 310 µs

nach Ansteuerung und der maximale Nadelhub von 0,23 mm wird nach ca. 760  $\mu\text{s}$  erreicht. Der Nadelhubverlauf ist dabei abhängig vom Einspritzdruck und dem Druckaufbau im Sackloch, der von der Durchflussmenge der Düse mitbestimmt wird. Mit der Erhöhung der Spritzlochanzahl von einem auf sechs Spritzlöcher ( $d_{\text{sl}} = 0,22 \text{ mm}$ ) verlangsamt sich demzufolge durch die wachsende Durchflussmenge der Druckaufbau im Sackloch. Die optisch zugängliche 6-Lochdüse erreicht daher erst nach ca. 1,5 ms den maximalen Nadelhub, was der Zeit der realen 6-Lochdüse entspricht, von der die transparenten Düsen abgeleitet sind.

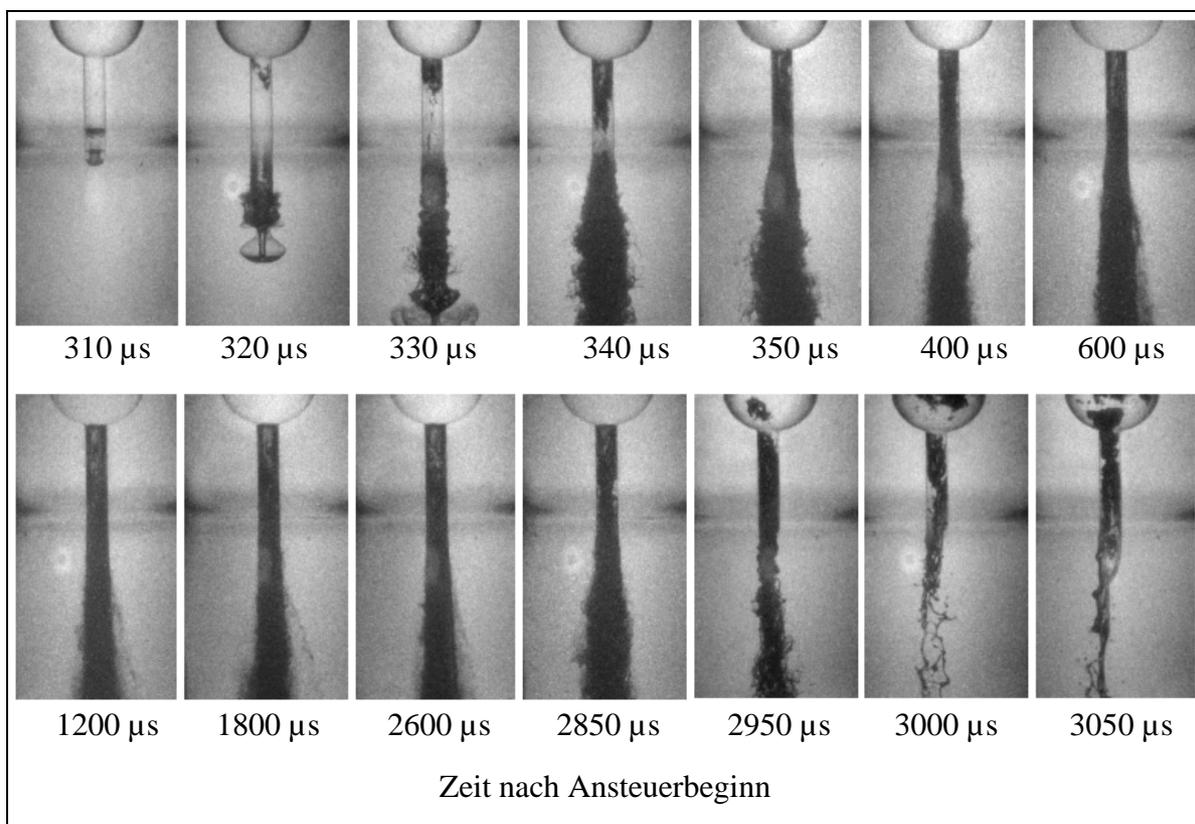
Verbunden mit dem in der Öffnungsphase kontinuierlich anwachsenden Sacklochdruck steigt das treibende Druckgefälle über dem Spritzloch an. Somit erhöht sich die Kavitationswahrscheinlichkeit der Innenströmung, gekoppelt an eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit im Spritzloch. Aufgrund des sehr schnellen Druckaufbaus ist zu erwarten, dass der Kraftstoffstrahl bei 600 bar Einspritzdruck eine sehr hohe Ausbreitungsdynamik besitzt. Aufgrund der hohen Zeitauflösung des hier eingesetzten Kamerasystems sind jedoch die verschiedenen Stadien der Einspritzung gut zu visualisieren.

Damit der Einfluss der Dichte von umgebender Gasphase auf den Strahlaufbruch vernachlässigt werden kann, finden die Messungen bei Umgebungsdruck statt, obschon im Düsennahbereich die Wechselwirkung des Strahls mit der umgebenden Gasphase nicht als ein dominierende Strahlzerfallsmechanismus angesehen werden kann.

Im Folgenden wird nun dargestellt, wie die Orientierung und der Höhenwinkel des Spritzlochs die Düseninnenströmung beeinflussen, in welcher Form der Kraftstoff das Spritzloch verlässt und welche Auswirkungen die Düseninnenströmung auf den dieselmotorischen Strahlzerfall besitzt.

### 5.2.1 Zentrale Spritzlochorientierung

Die Aufnahmen von Innenströmung und düsennahem Freistrahls einer Einlochdüse mit zentral angeordnetem Spritzloch ( $d_{SI} = 0,22 \text{ mm}$ ) sind in **Bild 5.7** zu sehen. Die Zeitabstände zwischen den einzelnen Bildern sind so gewählt, dass die Dynamik des Einspritzstrahls zu Spritzbeginn und Spritzende verdeutlicht wird. Im Bereich quasistationärer Druckbedingungen und somit voll geöffneter Nadel sind exemplarisch zwei Bilder bei  $1200 \mu\text{s}$  und  $1800 \mu\text{s}$  nach Ansteuerbeginn dargestellt.

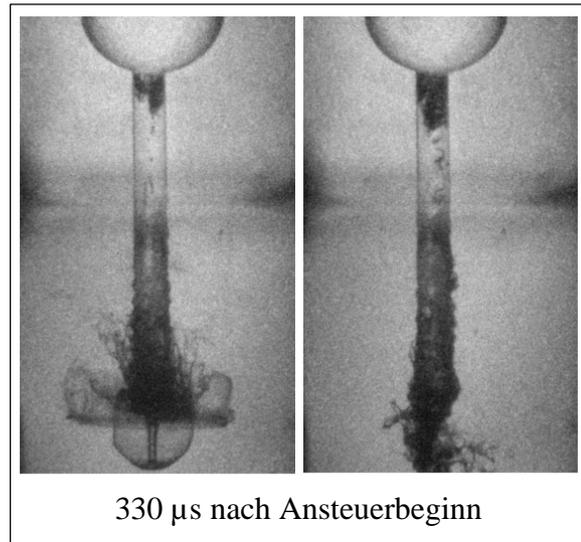


**Bild 5.7:** Zeitlicher Verlauf einer Einspritzung ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

Bei geschlossener Düse befinden sich im Spritz- und Sackloch Gasblasen, die vom Schließvorgang der vorangehenden Einspritzung stammen und innerhalb der ersten  $10 \mu\text{s}$  nach Anheben der Nadel ausgespült werden. Dabei formen sich zu Spritzbeginn unterschiedliche Strukturen der Strahlspitze, die sowohl mit der Implosion dieser Blasen, als auch mit dem Abbremsen der flüssigen Kraftstoffsäule durch die axial wirkende Luftwiderstandskraft erklärt werden können. Es bilden sich, wie in **Bild 5.8** ersichtlich, sowohl pilzförmige, als auch

stark zerklüftete Strukturen der Strahlspitze. Teilweise treten aus der Strahlspitze Vorstrahlen, sogenannte *Pre-Jets* aus, die mit der Jet-Bildung bei der Implosion der ausgespülten Gasblasen zu begründen sind (siehe Blasenimplosion Kapitel 3.3.5). Die *Pre-Jet* Bildung findet unabhängig von der Kavitation im Spritzloch statt.

Zu Spritzbeginn weist der Freistrahл unmittelbar nach dem Spritzlochaustritt eine glatte Oberfläche auf, was in den Durchlichtaufnahmen durch die fast transparente Flüssigkeitssäule an der Strahlwurzel zu erkennen ist.



**Bild 5.8:** Freistrahлformen zu Spritzbeginn

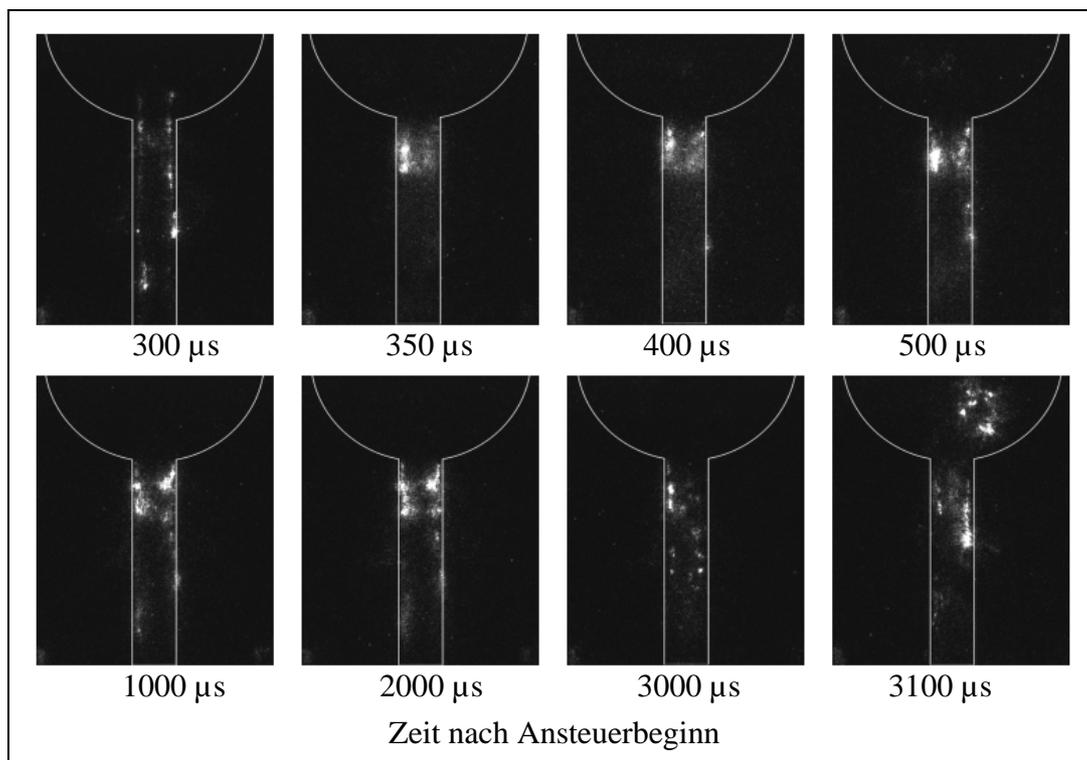
In Richtung Strahlspitze zerwellt die Kontur dieser Flüssigkeitssäule immer stärker, bis der Strahl schließlich zerfällt. Im Verlauf einer Einspritzung reduziert sich die Länge der Einlaufstrecke in Richtung Strahlwurzel, bis der Strahl bei maximalem Druckgefälle unmittelbar nach dem Spritzlochaustritt aufbricht.

Die Kavitationsgebiete im Spritzloch sind bei dem hier dargestellten Durchlichtverfahren als dunkler Bereich in der Spritzlochströmung erkennbar. Minimale Unregelmäßigkeiten in der Einlaufkantenform bzw. in der Zuströmung zum zentralen Spritzloch verursachen das unsymmetrisch Anwachsen der Kavitationsfilme in Richtung Spritzlochaustritt. Nach ca. 30  $\mu\text{s}$  haben die Kavitationsgebiete den Austritt erreicht. Unter quasistationären Druckbedingungen zwischen 800  $\mu\text{s}$  und 2500  $\mu\text{s}$  sind bis auf geringe zyklische Schwankungen keine Veränderungen von Freistrahл und Innenströmung detektierbar. Einzelne Kavitationsblasen, die sich in der Strömung mitbewegen, traten bei den Untersuchungen nur sehr selten auf.

Die integrale Information des hier eingesetzten Messverfahrens ermöglicht keinen optischen Zugang in den Kernbereich der Strömung. Es ist jedoch plausibel, dass die Kavitationsfilme eine Art Mantel, ähnlich eines Hohlzylinders, um die flüssige Kraftstoffmittenströmung bilden. Dabei darf man sich die Kavitationsgebiete nicht als eine zusammenhängende Fläche vorstellen, die keinerlei Lücken besitzt. Aus der wechselnden Intensität mit der das Licht von den Kavitationsgebieten selbst bei voll geöffneter Nadel abgeschattet wird, kann auf eine Art

Hohlzylinder mit variierender Wandstärke und teilweise kavitationsfreien Gebieten im Mantel geschlossen werden. Es bildet sich folglich eine stochastische Verteilung von mehr oder weniger stark zusammenhängenden Kavitationsfilmen um eine flüssige Kernströmung.

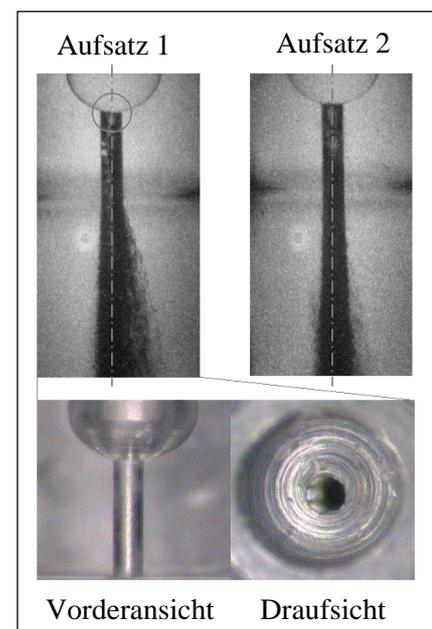
Einen Einblick in diese Kernströmung kann begrenzt mit dem in Kapitel 4.4 dargestellten Laserlichtschnittverfahren in einer Ebene erlangt werden. Der gebündelte Laserstrahl wird an den Phasengrenzflächen von flüssigem Kraftstoff und gasförmigen Kavitationsfilmen gestreut. Während beim Durchlichtverfahren bei voll geöffneter Nadel der Blick ins Innere der Strömung nicht möglich ist, kann durch die Visualisierung der Phasengrenzen, zwischen Flüssigkeitskern und Kavitationsfilmen unterschieden werden. Durch den sehr geringen Brechungsindexunterschied am Übergang vom Acrylglas zum Dieselkraftstoff existiert an dieser Grenzfläche kein Streulichtsignal, und die Düsengeometrie ist auf den unbearbeiteten Aufnahmen nicht sichtbar. Zur Orientierung ist die Kontur der Einlochdüse über die Bilder gelegt. In **Bild 5.9** ist das an den Kavitationsfilmen gestreute Licht durch die hellen Bereiche an der Spritzlochwand erkennbar.



**Bild 5.9:** Streulichtsignal der Innenströmung ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} \approx 20 \text{ ns}$ )

Zu Spritzbeginn befindet sich der Ort des stärksten Streulichtsignals im Bereich der Spritzlocheinlaufkante, was mit den Durchlichtaufnahmen korreliert. Bei voll geöffneter Nadel ist die Strömung in der Spritzlochmitte nahezu kavitationsfrei. Nur vereinzelt treten in der Spritzlochmitte Streulichtsignale auf. Diese können sowohl Bereichen, die von den Kavitationsfilmen abgelöst werden, als auch der Sekundärstreuung des Lichts zugeordnet werden. Grundsätzlich ist die Kavitation als dünner Film an der Spritzlochwand zu erkennen. Ein Anwachsen der Kavitationsfilmdicke in Richtung Spritzlochaustritt, wie es in planaren, zweidimensionalen Modellkanälen der Fall ist (siehe [65]), kann nicht bestätigt werden. Die auf dem letzten Bild ersichtliche Struktur im Sackloch stammt von einer Luftblase, die sich zum Spritzende im Sackloch bildet.

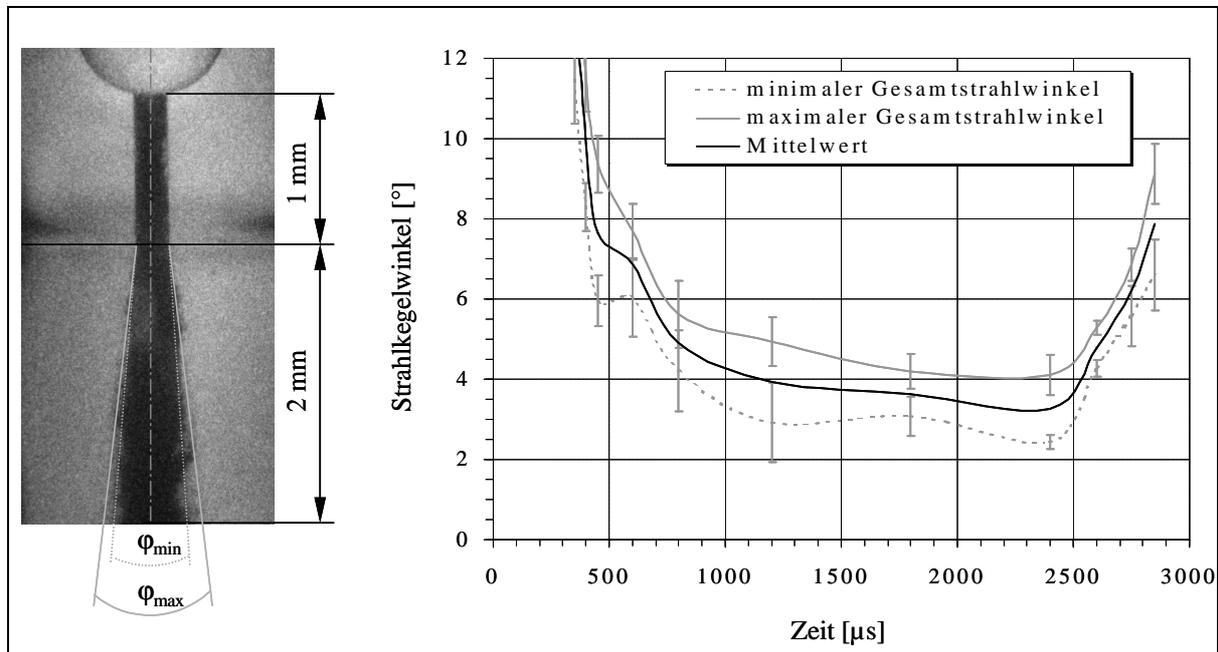
Von besonderem Interesse ist die Auswirkung der Düseninnenströmung auf den dieselmotorischen Strahlzerfall. **Bild 5.10** ist zu entnehmen, dass schon minimale Fertigungsungenauigkeiten, wie z.B. die Lageabweichung des zentralen Spritzlochs, Auswirkungen auf den Freistrahл haben. Das Spritzloch von Aufsatz 1 weist eine Desachsierung von ca.  $20\ \mu\text{m}$  gegenüber dem auf der Sacklochachse liegenden Spritzloch von Aufsatz 2 auf. Die Kavitationsfilme bilden sich anfänglich nur an dem in Beobachtungsrichtung rechten Teil der Spritzlocheinlaufkante. Es ist zu erkennen, dass der Freistrahл nach rechts stärker aufbricht und abgelenkt wird. Dass diese Ablenkung des Freistrahls mit den unsymmetrischen Einströmbedingungen korreliert, sei hier nur kurz erwähnt und wird an späterer Stelle dieser Arbeit bei schräg angeordneten Spritzlöchern detailliert behandelt.



**Bild 5.10:** Lageabweichung des Spritzlochs

Zur Quantifizierung der Strahlausbreitung im Düsennahbereich wird der Strahlkegelwinkel  $\varphi$  als Funktion der Zeit ermittelt. Pro Einzelbild wird ein minimaler  $\varphi_{\min}$  und ein maximaler Strahlkegelwinkel  $\varphi_{\max}$  nach **Bild 5.11** definiert. Jeder Messpunkt steht für das arithmetische Mittel aus fünf Einspritzungen, wobei die vier möglichen Aufnahmen pro Einspritzung im Zeitbereich von  $300\ \mu\text{s}$  bis  $3100\ \mu\text{s}$  statistisch verteilt werden. Die Streuung der jeweiligen

Messwerte von Einspritzung zu Einspritzung ist als Standardabweichung durch die vertikalen Fehlerbalken aufgetragen.



**Bild 5.11:** Düsennaher Strahlkegelwinkel bei  $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$  ( $p_K = 1 \text{ bar}$ )

Zu Beginn der Einspritzung wird die mit niedriger Geschwindigkeit eindringende Flüssigkeitssäule stark abgebremst. Langsamere Flüssigkeitsbereiche in der Strahlspitze werden von schneller nachströmenden zur Seite gedrückt, und der Strahl weitet sich auf. Ein verhältnismäßig großer Strahlkegelwinkel ist die Folge. Zu beachten ist jedoch, dass es sich bei Spritzbeginn um keinen vollständig entwickelten Strahl handelt, weshalb auf die Darstellung des rasch ansteigenden Strahlkegelwinkels im Bereich von  $300 \mu\text{s}$  bis ca.  $360 \mu\text{s}$  verzichtet wird.

Mit steigendem Strahlimpuls nimmt der Strahlkegelwinkel ab, bis bei voll geöffneter Nadel und somit maximalem treibendem Druckgefälle der Minimalwert des Strahlkegelwinkels von ca.  $4^\circ$  erreicht wird. Obwohl das zentrale Spritzloch eine scharfe Einlaufkante besitzt und die Kavitation, wie vorangehend dargestellt, bis zum Spritzlochaustritt nachgewiesen werden kann, findet ein verhältnismäßig geringer Strahlaufruch im Düsennahbereich statt. *Hydraulic Flip* scheidet als Erklärung des geringen Strahlwinkels aus, da der Einspritzstrahl weder die glatte Oberfläche aufweist, die bei diesem Phänomen normalerweise beobachtet wird (vergleiche [81]), noch eine vollständige Separierung der Kavitationsfilme von der Spritzloch-

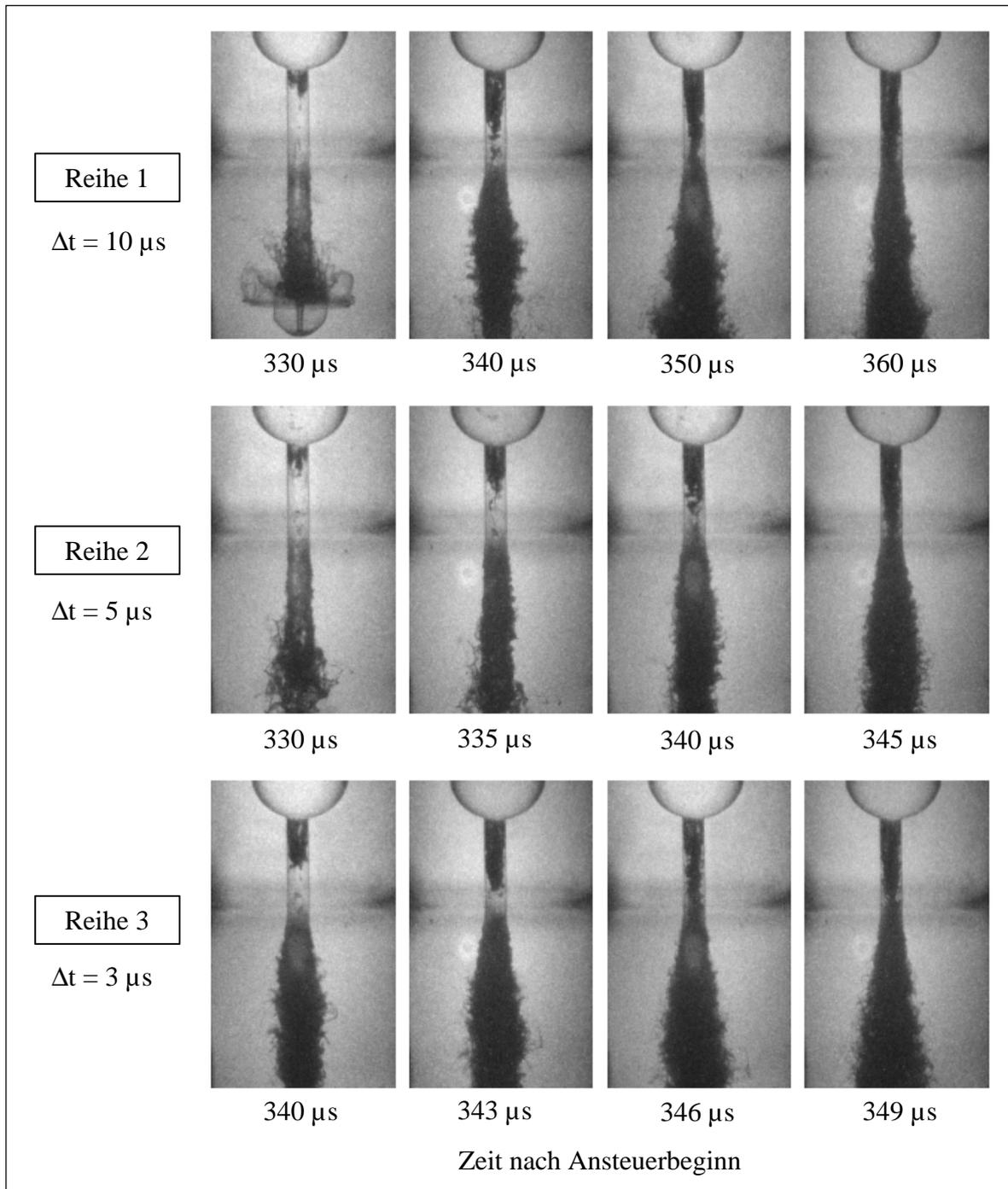
wandung feststellbar ist. Wie später dargestellte Ergebnisse zeigen werden, liegt der Strahlkegelwinkel bei schräger Spritzlochorientierung um den Faktor drei bis vier höher, als bei zentraler Spritzlochorientierung. Demzufolge muss der symmetrischen Einströmung in das zentral angeordnete Spritzloch eine dominierende Bedeutung für den Strahlaufbruch zugeschrieben werden und infolge dessen der aktive Einfluss der Kavitation auf den Strahlzerfall gering sein. Bei voll geöffneter Nadel gibt es keine reproduzierbare, kavitationsbedingte Störung im Freistrahle und es ist somit kein aktiver Einfluss der Kavitation auf das Spray feststellbar.

Zum Vergleich mit anderen Arbeiten, die eine kavitationsbedingte Störung im Freistrahle feststellen, sobald die Kavitationsgebiete den Spritzlochaustritt erreichen (siehe [51], [87]), wurden die in **Bild 5.12** gezeigten Messungen durchgeführt.

Die vier Bilder der drei Reihen stammen jeweils von einer Einspritzung. Durch Variation des Bildabstands  $\Delta t$  kann der Verlauf der Kavitation mit sehr hoher Zeitauflösung visualisiert werden. Bei allen drei Reihen ist das unsymmetrische Anwachsen der Kavitationsfilme zu erkennen, was sowohl mit geringen Störungen in der Zuströmung, als auch mit Unregelmäßigkeiten in der Einlaufkantenform des Spritzlochs zu begründen ist. Die Kavitationsgebiete bilden sich bei dieser Düse ab ca. 330  $\mu\text{s}$  nach Ansteuerbeginn an der Einlasskante. Innerhalb der nächsten 5  $\mu\text{s}$  lösen sich diese Gebiete teilweise wieder von der Einlaufkante ab und fließen in der Strömung bis zum Spritzlochaustritt. Erst ab ca. 340  $\mu\text{s}$  bildet sich ein stabilerer Kavitationsfilm, der ca. 0,5 mm lang ist und somit die Hälfte des Spritzlochs ausfüllt. Der Freistrahle weist beim Erreichen dieses Kavitationsfilms bei ca. 345  $\mu\text{s}$  schlagartig einen größeren Strahlkegelwinkel auf. Dieser Winkel nimmt jedoch schon ca. 15  $\mu\text{s}$  später wieder ab und konvergiert gegen den Minimalwert von 4°. Ob das Anwachsen des Strahlkegelwinkels in diesem zeitlich eng begrenzten Bereich einem aktiven Kavitationseinfluss zugeschrieben werden kann, bleibt unklar. Jedoch dürfte die Relevanz dieses Phänomens für die Dieselmotorische Verbrennung gering sein. Die von oben genannten Autoren festgestellten, kavitationsbedingten Störungen im Freistrahletrandbereich, verbunden mit dem Auslösen von Ligamenten aus der Strahlkontur, konnte nicht bestätigt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Düseninnenströmung bei zentraler Spritzlochorientierung sehr sensibel auf Zuströmbedingungen und Fertigungsgenauigkeiten reagiert. Die unsymmetrisch von der Spritzlocheinlaufkante ausgehenden Kavitationsfilme erreichen nach

ca.  $50 \mu\text{s}$  den Spritzlochaustritt. Ein aktiver Einfluss der Kavitation, im Sinne der Implosion einzelner Kavitationsgebiete verbunden mit einer Störung im Freistrah, kann nicht festgestellt werden.

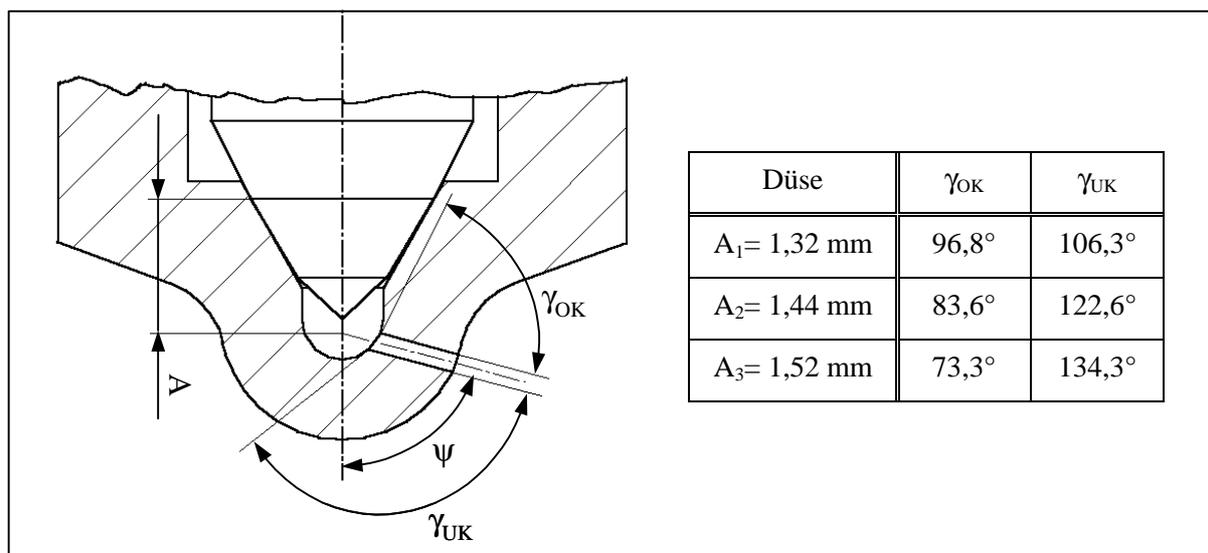


**Bild 5.12:** Vergleich unterschiedlicher Einspritzungen zu Spritzbeginn und der Wirkung von Kavitation auf den Strahlzerfall ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

## 5.2.2 Schräge Spritzlochorientierung

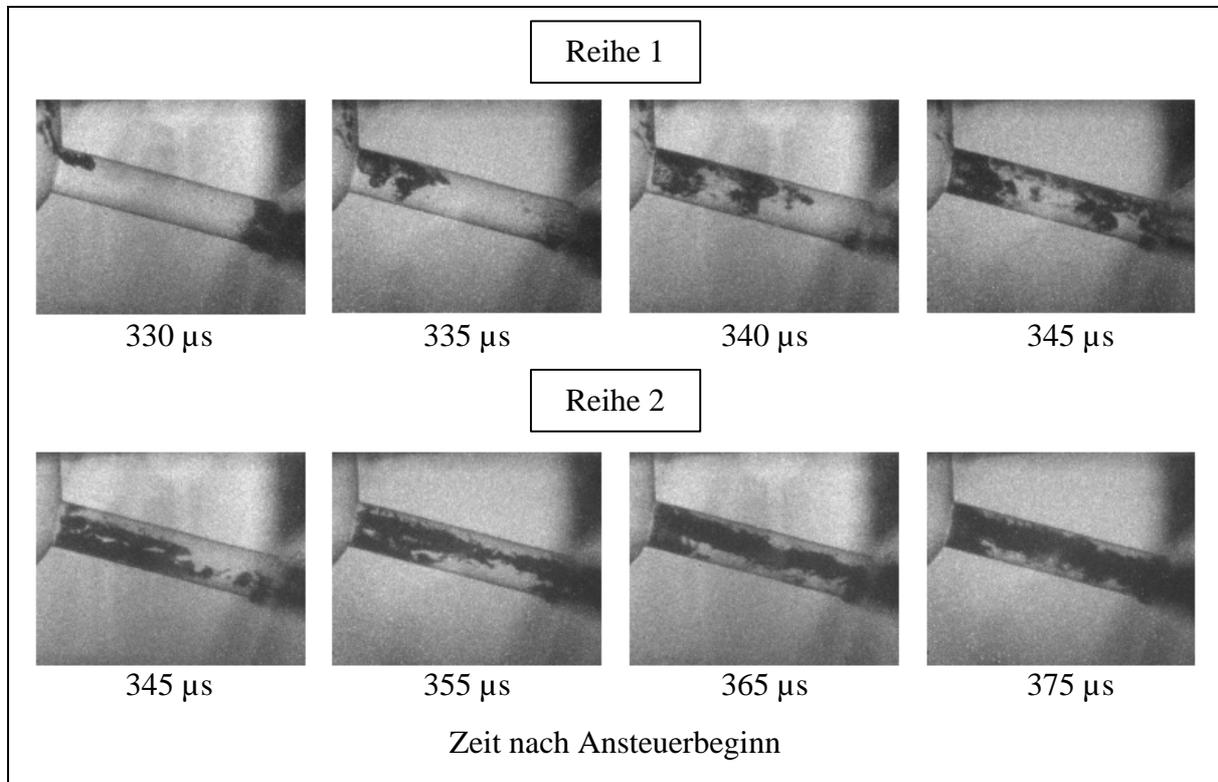
Die schräge Spritzlochorientierung ermöglicht eine realitätsnahe Darstellung der Einströmbedingungen in ein Spritzloch, wodurch ein direkter Bezug zu realen Einspritzdüsen hergestellt werden kann. Durch die Variation der Spritzlochorientierung soll der bereits dargestellte Einfluss der Zuströmung in das Spritzloch auf das Kavitationsverhalten quantifiziert werden.

Die transparenten Düsen besitzen jeweils ein Spritzloch mit 0,22 mm Durchmesser und 1 mm Länge, welches unter dem Winkel  $\psi = 75^\circ$  gegenüber der Düsenachse angeordnet ist. Aufgrund der Positionierung des Spritzlochs im halbkugelförmigen Bereich des Sacklochs ergeben sich über dem Einlaufkantenumfang unsymmetrische Zuströmungsbedingungen. Verbunden mit der Variation des A-Maßes ändert sich die Strömungsumlenkung vom Sackloch in das Spritzloch. Betrachtet man die in **Bild 5.13** eingetragenen Winkel  $\gamma_{OK}$  und  $\gamma_{UK}$  in der vertikalen Schnittebene der untersuchten Düsen wird dies deutlich. An der Oberseite des Spritzlochs befindet sich der spitze Winkel  $\gamma_{OK}$ , dessen Wert mit zunehmendem A-Maß abnimmt. Gegenläufig verhält sich der stumpfe Winkel  $\gamma_{UK}$  an der Spritzlochunterseite. Über dem Einlaufkantenumfang fällt somit der Umlenkungswinkel der Strömung vom Maximalwert  $\gamma_{UK}$  an der Spritzlochunterseite auf den minimalen Wert  $\gamma_{OK}$  ab.



**Bild 5.13:** Einströmbedingungen in ein schräg angeordnetes Spritzloch bei unterschiedlichen A-Maßen

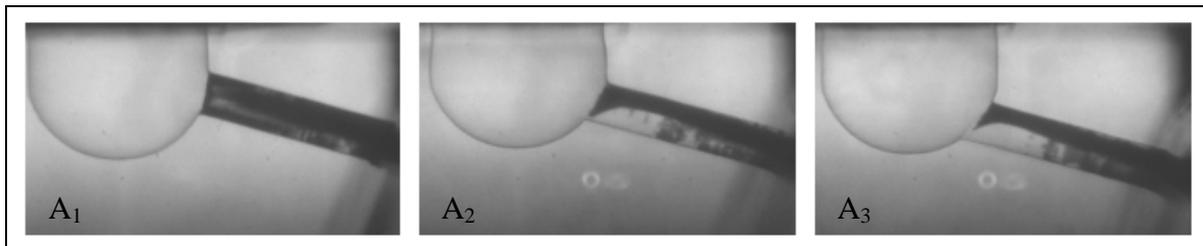
Die stärkste Strömungsumlenkung befindet sich demzufolge bei allen Düsenvarianten an der Oberkante des Spritzlochs. Wie die Reihe 1 in **Bild 5.14** zeigt, geht von dieser Kante der Kavitationsbeginn aus.



**Bild 5.14:** Spritzbeginn bei Düse  $A_1$  ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_K = 1 \text{ bar}$ ,  $t_B = 60 \text{ ns}$ )

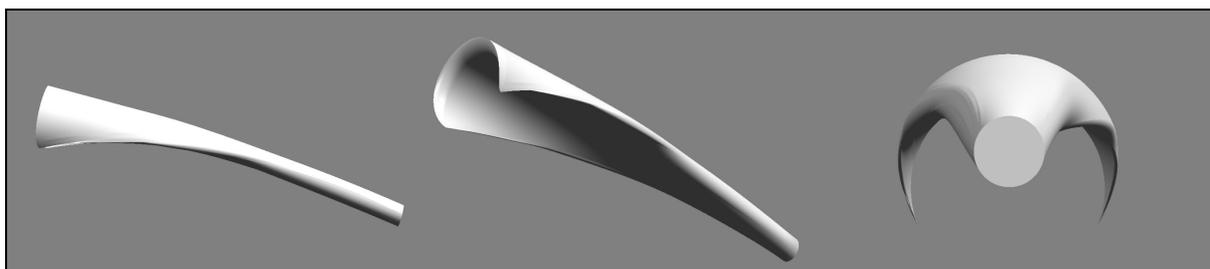
In Reihe 1 sind die Dampfgebiete aus dem Nadelsitz zu erkennen, die als Initiator der Lochkavitation dienen. Das Kavitationsgebiet wächst mit steigendem Sacklochdruck an, wobei die Strömung mit zunehmendem Nadelhub über der gesamten Locheinlaufkante kavitiert. Von der Oberseite der Einlaufkante ausgehend, formt sich ein zusammenhängender Kavitations-schlauch in der Spritzlochmitte (Reihe 2). Dieser wandert mit steigendem Druckgefälle in Richtung Spritzlochoberseite, während die aus dem restlichen Teil der Einlaufkante stammenden Dampfgebiete an der Wand des Spritzlochs bis zum Spritzlochaustritt strömen. In der quasistationären Phase der Einspritzung kavitiert die Düse  $A_1$  über der gesamten Einlaufkante. Im Vergleich zur zentralen Spritzlochorientierung kann neben den Kavitationsfilmen an der Spritzlochwandung auch bei voll geöffneter Nadel ein zusammenhängender Kavitations-schlauch von der Oberseite der Einlaufkante bis zum Spritzlochaustritt detektiert werden.

Mit steigendem A-Maß ( $A_1 \rightarrow A_3$ ) und somit wachsendem  $\gamma_{UK}$  reduziert sich die Strömungsumlenkung an der Spritzlochunterkante. Die Strömung aus dem Sacklochgrund wird zunehmend sanfter umgelenkt. Damit verbunden reduziert sich die Kavitation über dem Einlaufkantenumfang und der Kavitationsschlauch wird in Richtung Spritzlochoberseite abgelenkt. **Bild 5.15** stellt dieses Verhalten für die Düse  $A_2$  und  $A_3$  im Vergleich zu Düse  $A_1$  dar. Die gezeigten Aufnahmen sind eine Mittelung aus 40 Einzelbildern in der quasistationären Strömungsphase.



**Bild 5.15:** Einfluss der Spritzlochorientierung auf das Kavitationsverhalten bei voll geöffneter Düsennadel ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_K = 1 \text{ bar}$ ,  $t_B = 20 \text{ ns}$ )

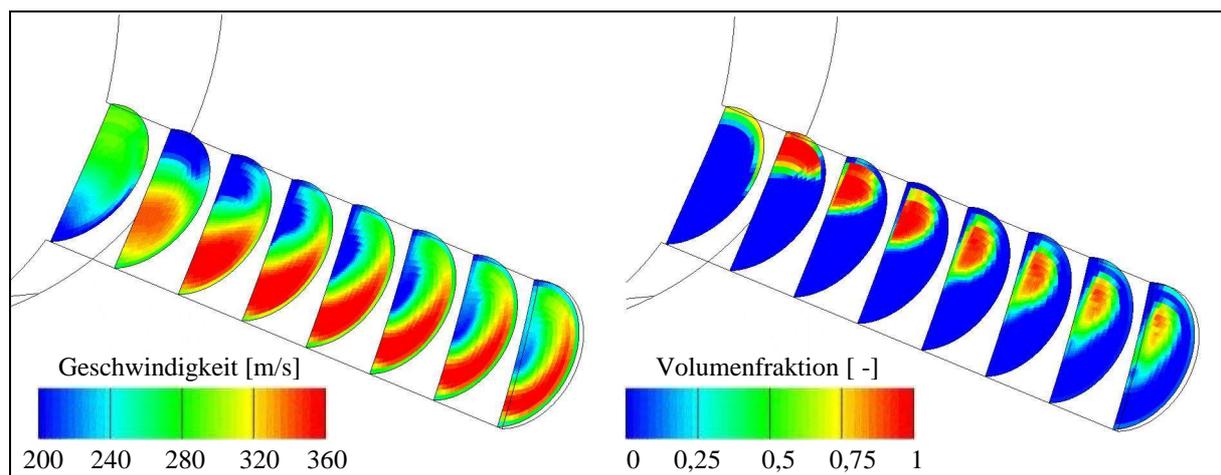
Bei den Düsen  $A_2$  und  $A_3$  kavitiert die Strömung nicht mehr über den gesamten Einlaufkantenumfang. Es bildet sich ein kompakter, zusammenhängender Kavitationsschlauch von der Oberseite der Einlaufkante bis zum Spritzlochaustritt. Der Kavitationsschlauch verläuft bis etwa zur halben Spritzlochlänge an der Spritzlochoberseite und separiert sich danach wieder von der Wand. Die in den Bildern  $A_2$  und  $A_3$  neben dem Hauptkavitationsschlauch in der zweiten Hälfte des Spritzlochs zu erkennenden Strukturen sind auf bearbeitungsbedingte Fertigungsriefen zurückzuführen, in denen sich Dampfnester bilden. In **Bild 5.16** ist schematisch die Gestalt des Hauptkavitationsschlauchs in verschiedenen Ansichten skizziert. Dabei handelt es sich um eine Annäherung an die Realität, da die Information über die räumliche Aus-



**Bild 5.16:** Gestalt des Hauptkavitationsschlauchs

dehnung des Kavitationsgebiets aus den Durchlichtaufnahmen nicht erhalten werden kann. Das hier dargestellte Kavitationsprofil wird jedoch durch die folgenden Ergebnisse bestätigt.

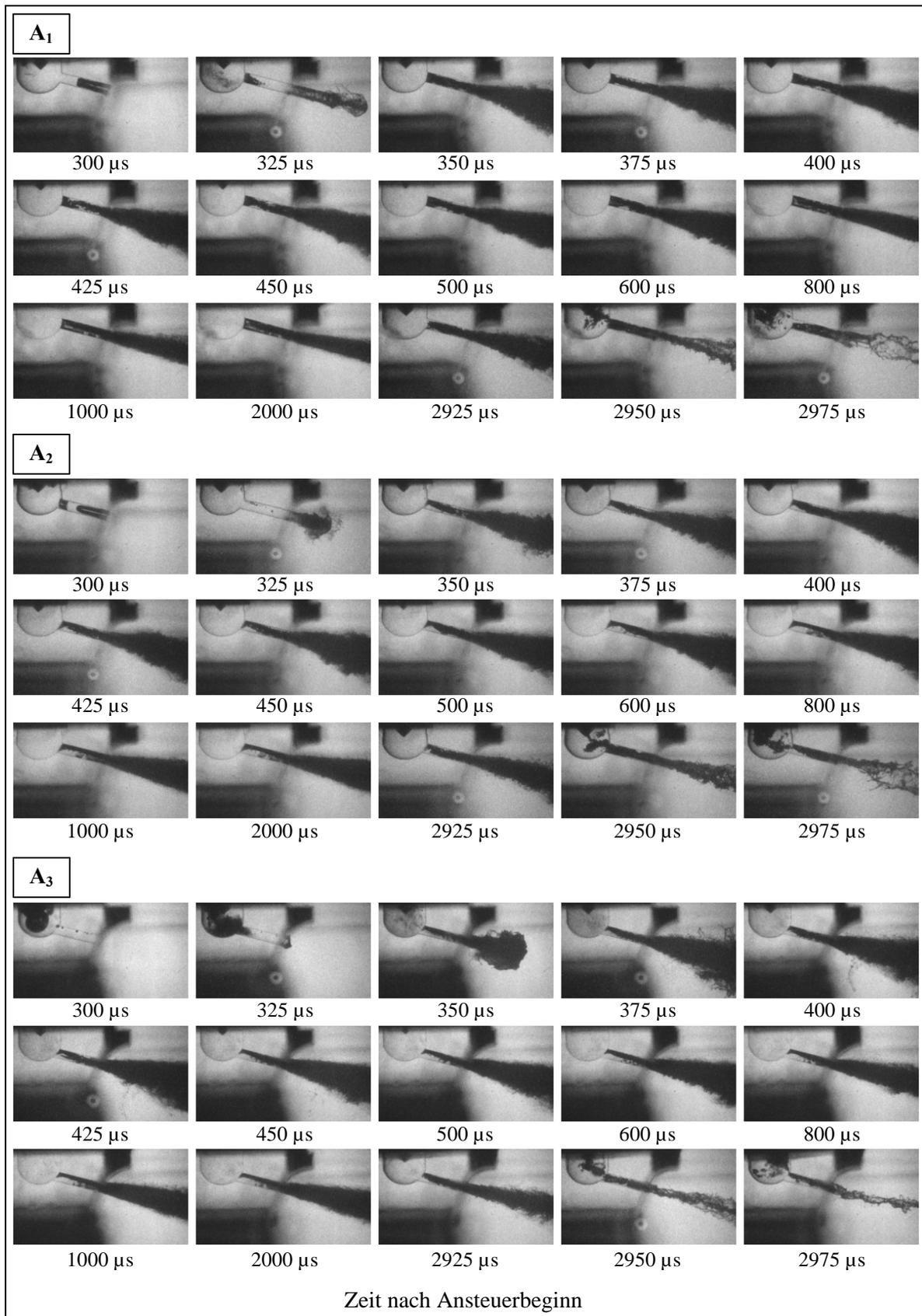
Resultierend aus den unsymmetrischen Zuströmbedingungen ergibt sich ein ungleichmäßiges Geschwindigkeits- und Druckprofil über dem Spritzlochquerschnitt. Der flüssige Kraftstoff strömt im Bereich der Spritzlochunterseite mit höherer Geschwindigkeit als im Dampfgebiet des Kavitationsbereichs. In **Bild 5.17** ist dies mit der 3D-Simulation an unterschiedlichen Strömungsquerschnitten im Spritzloch anschaulich dargestellt. Die 3D-Simulation erfolgt unter Berücksichtigung der Kavitation in der Flüssigkeitsströmung. D.h., die Bewegungsgleichungen für die Flüssig- als auch für die Dampfphase werden gelöst und die Relativbewegung zwischen den Phasen zugelassen (siehe [103]). Zum Einsatz kommt der kommerzielle, zwei-phasige CFD-Code im Programm FIRE.



**Bild 5.17:** Geschwindigkeitsprofil und Volumenfraktion im Spritzloch von Düse  $A_2$   
( $p_e=600$  bar,  $p_g=1$  bar)

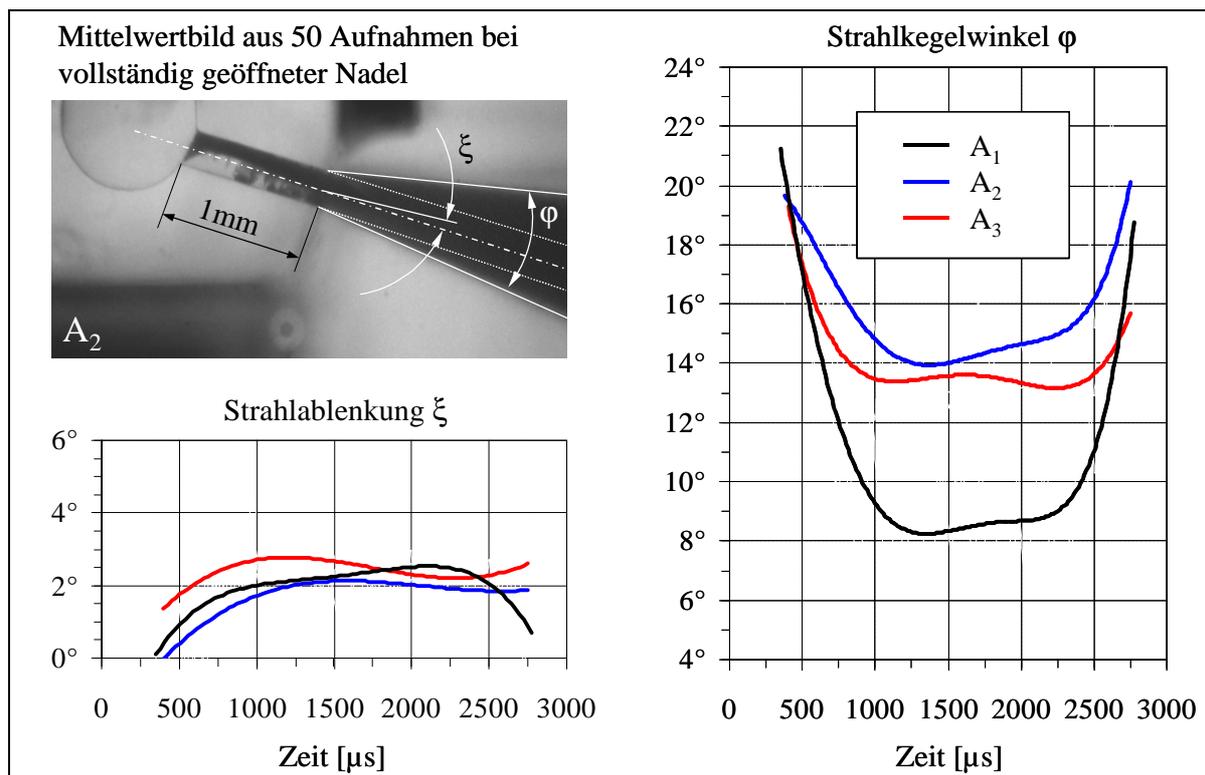
Auf der linken Seite ist das unsymmetrische Geschwindigkeitsprofil zu erkennen. Die maximale Geschwindigkeit an der Spritzlochunterseite ist rot markiert. Auf der rechten Seite ist die Volumenfraktion dargestellt, wobei der rot markierte Wert 1 die Dampfphase kennzeichnet. Der Verlauf des Kavitationsgebiets ist mit dem von Düse  $A_2$  vergleichbar.

Es stellt sich nun die Frage, welche Auswirkungen das unsymmetrische Strömungsprofil und die mit der Spritzlochorientierung variierende Kavitationsstruktur auf den dieselmotorischen Strahlerfall besitzen. **Bild 5.18** zeigt die Innenströmung und den Freistrahler der untersuchten



**Bild 5.18:** Verlauf der Düseninnenströmung und des Freistrahls bei schräger Spritzlochorientierung mit unterschiedlichem A-Maß ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

Düsen. Zur Quantifizierung des Einflusses wird für die verschiedenen Düsenvarianten analog zu den zentralen Spritzlochuntersuchungen der Strahlkegelwinkel  $\varphi$  als Funktion der Zeit bestimmt. Zusätzlich erfolgt eine Auswertung der Strahlablenkung  $\xi$ . Der Winkel  $\xi$  bezeichnet die Lage der Winkelhalbierenden des Strahlkegelwinkels zu der Spritzlochlängsachse. In **Bild 5.19** sind die arithmetischen Mittelwerte der Winkel  $\varphi$  und  $\xi$  als Funktion der Zeit für 600 bar Einspritzdruck dargestellt.



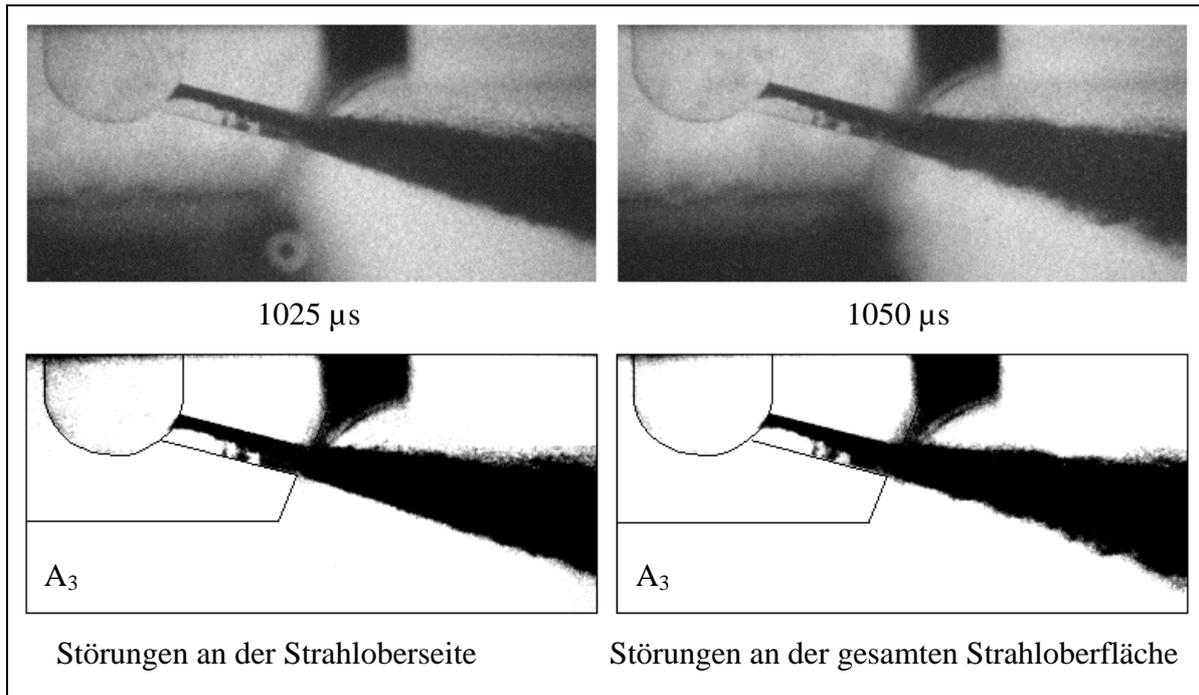
**Bild 5.19:** Düsenaher Strahlkegelwinkel  $\varphi$  und Lageabweichung  $\xi$  zu verschiedenen Zeitpunkten der Einspritzung bei  $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$  ( $p_K = 1 \text{ bar}$ )

Der tendenzielle Verlauf des Strahlkegelwinkels ist für alle Düsen gleich und stimmt mit der zentralen Spritzlochorientierung überein. Während zu Spritzbeginn die verschiedenen transparenten Düsen nur geringe Unterschiede aufweisen, reduziert sich im quasistationären Bereich der Einspritzung der Strahlkegelwinkel bei Düse A<sub>1</sub> am stärksten. Die Düse A<sub>1</sub> besitzt von allen transparenten Düsen mit schrägem Spritzloch die geringste Differenz der Umlenkwinkel  $\gamma_{\text{OK}}$  und  $\gamma_{\text{UK}}$ . Daher findet über dem Umfang der Einlaufkante im Vergleich zu Düse A<sub>2</sub> und A<sub>3</sub> die symmetrischste Strömungsumlenkung statt. Das Kavitationsverhalten von Düse A<sub>1</sub> ähnelt, abgesehen vom Kavitationsschlauch an der Spritzlochoberseite, dem des zentralen

Spritzlochs. Jedoch verteilen sich die Kavitationsfilme nicht mehr symmetrisch an der Spritzlochwand und der Strahlkegelwinkel ist um den Faktor zwei höher. Im Verlauf der düsen nahen Strahlkegelwinkel sind bei Düse  $A_2$  und  $A_3$  keine signifikanten Unterschiede feststellbar. Dies stimmt mit den ähnlichen Kavitationsstrukturen in der Düseninnenströmung beider Düsen überein.

Alle Einspritzdüsen weisen im Düsennahbereich eine Strahlablenkung von ca.  $2^\circ$  auf. Dabei ist auffällig, dass die Strahlablenkung mit den Zuströmbedingungen in das Spritzloch und somit der Lage des Kavitationsschlauchs korreliert. Dies wurde vorangehend schon bei der Lageabweichung des zentralen Spritzlochs verdeutlicht. Solche Effekte sind bekannt, konnten bisher jedoch nur für niedrige Druckbereiche an vergrößerten, zentralen Spritzlöchern nachgewiesen werden (siehe z.B. [84]). Zu begründen ist die Strahlablenkung mit dem unsymmetrischen Strömungsfeld im Spritzloch, welches maßgeblich von den Einstrombedingungen beeinflusst wird. Des Weiteren wird die Flüssigkeitsströmung im Spritzloch durch die Kavitationsgebiete eingeschnürt. Zusammengefasst resultiert folglich ein Einfluss sowohl auf den Strahlkegelwinkel, als auch auf die Strahlablenkung im Düsennahbereich durch die unsymmetrische Zuströmung in das Spritzloch.

Auf der Strahloberseite in Beobachtungsrichtung können bei allen Düsen vermehrt Störungen nachgewiesen werden. Am Strahlrand bilden sich Wellen und zerklüftete Strukturen, aus denen sich einzelne Tröpfchen herauslösen, während die Strahlunterseite eine glatte Randkontur aufweist. Jedoch sind diese Störungen stochastisch verteilt, so dass teilweise auch über der gesamten Oberfläche des Freistrahls zerstäubende Strukturen nachgewiesen werden können. Somit ist keine eindeutige, reproduzierbare Abhängigkeit der Oberflächenstörungen mit der Lage des Kavitationsschlauchs am Spritzlochaustritt erkennbar. Aufgrund des begrenzten optischen Zugangs in den Kernbereich der Strahlwurzel ist unklar, inwieweit die Störungen der Strahloberseite dennoch einem aktiven Einfluss der Kavitation zugeschrieben werden können. Es ist jedoch plausibel, dass aus der Interaktion der Flüssigkeitsströmung und des Kavitationsschlauchs Störungen an der Oberfläche des Freistrahls entstehen können. Hierbei ist anzunehmen, dass der am Spritzlochaustritt vorliegende Kavitationsfilm in einzelne Strukturen zerfällt und somit lokal die Turbulenz im Strahl erhöht. In **Bild 5.20** sind die feststellbaren Störungen anschaulich dargestellt. Zur Visualisierung der Strahlkontur wurden die Bilder digital nachbearbeitet und den Originalaufnahmen gegenübergestellt.



**Bild 5.20:** Statistisch auftretende Störung an der Oberfläche der düsennahen Strahlstruktur  
( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

Die Untersuchungsergebnisse verdeutlichen die Abhängigkeit der Düseninnenströmung und des Strahlzerfalls von den Einströmbedingungen in das Spritzloch. Durch die dargestellte Variation des A-Maßes verändern sich zunächst die Einströmbedingungen in das Spritzloch und als Folge davon das Kavitationsverhalten in der Düse. Eine Veränderung des Strahlaufbruchverhaltens kann daher nicht allein dem veränderten Kavitationsverhalten zugeschrieben werden, sondern ist die Folge veränderter Einströmbedingungen.

Bei allen Düsen mit schräger Spritzlochanordnung existiert am Spritzlochaustritt eine flüssige Kraftstoffsäule (*intact core*), deren Lage mit den veränderlichen Einströmbedingungen variiert. Im Gegensatz zu einer zentralen Spritzlochorientierung umhüllen die Kavitationsgebiete nicht mehr den flüssigen Strahlkern, sondern es liegt eine unsymmetrische Phasenverteilung von flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff am Spritzlochaustritt vor.

Inwieweit die Düseninnenströmung neben den gezeigten Zuströmbedingungen von der lokalen Einströmung in das Spritzloch und somit der Einlaufkantenform abhängt, wird im folgenden Kapitel behandelt.

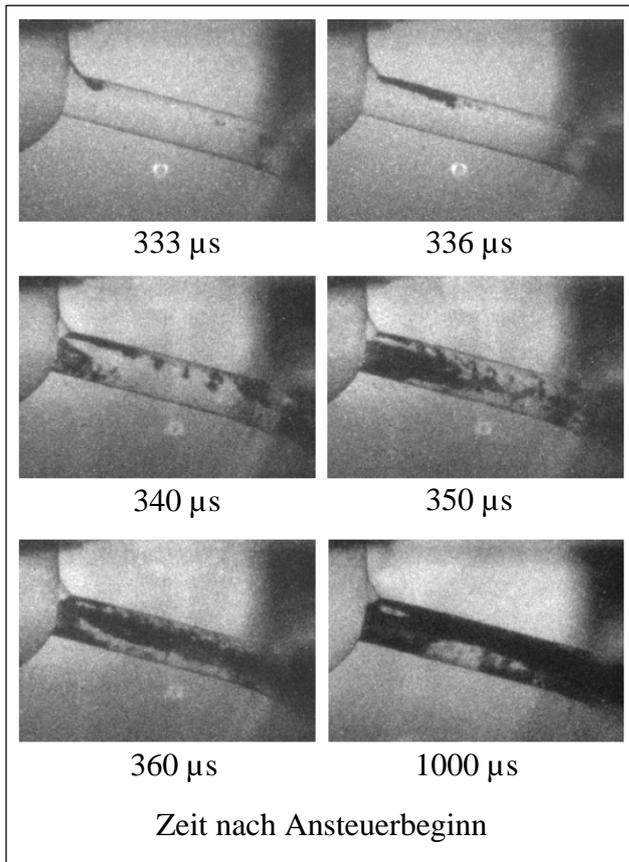
### 5.2.3 Spritzlocheinlaufkantenform

Bei realen Einspritzdüsen werden die Spritzlocheinlaufkanten hydroerosiv (HE) verrundet, um die Durchflusstoleranz einzuengen und eine Alterung der Düse über die Laufzeit vorwegzunehmen. Damit verbunden, reduzieren sich die Strömungsverluste bei der Einströmung in das Spritzloch. Ohrn et al. [104] konnten durch die Verrundung der Einlaufkante eine Steigerung des Durchflusskoeffizienten  $c_d$  um bis zu 30 % nachweisen. Das Einlaufkantenradius/Lochdurchmesser Verhältnis ( $R/D$ ) wurde dafür bis auf den Wert 0,5 gesteigert.

Gefertigt wird die Spritzlocheinlaufkantenverrundung üblicherweise durch ein mit Schleifpartikeln versetztes Trägermedium, das die Einspritzdüse so lange durchströmt, bis eine vorgegebene Durchflussmenge erreicht ist. Als Maß für die Verrundung ist der HE Rundungsgrad gebräuchlich. Dieser bezeichnet die prozentuale Steigerung des stationären Volumenstroms bei einem definierten Vordruck im Vergleich zur unverrundeten Düse. Allerdings gibt dieses Maß keine Auskunft über die tatsächliche Geometrie der Verrundung. Das  $R/D$ -Verhältnis ist aber neben dem Lochlänge/Lochdurchmesser Verhältnis ( $L/D$ ), der Reynoldszahl und der Kavitationszahl einer der vier Parameter, die die Innenströmung maßgeblich beeinflussen [105].

Mit der in Kapitel 4.2 dargestellten Fassung der Einlaufkante wird für eine definierte Geometrie der Einfluss der Einlaufkantenform auf das Kavitationsverhalten untersucht. Die  $45^\circ$  Fase an der Einlaufkante befindet sich aufgrund des begrenzten Zugangs in das 1 mm kleine Sackloch nur im oberen Bereich des Locheintritts. Gefertigt wurde die Fase mit einem zylindrischen Mikrofräser von 0,2 mm Durchmesser.

Bei den untersuchten Einspritzdüsen wird mit der Fassung der Einlaufkante die Strömungsumlenkung im oberen Bereich des Spritzlocheintritts reduziert. Durch die sanftere Strömungsumlenkung verlagern sich die Kavitationsgebiete strömungsabwärts an die Übergangsstelle von Fase und Spritzloch. Von dieser Kante geht bei den untersuchten Düsen ein zusammenhängender Kavitationsschlauch aus, der mit steigendem Sacklochdruck den Spritzlochaustritt erreicht. Der Umlenkungswinkel der Strömung an der Spritzlochunterkante  $\gamma_{UK}$  bleibt für das jeweils betrachtete A-Maß unbeeinflusst und zeigt im Vergleich zu den Düsen mit scharfkantigem Spritzlocheinlauf das identische Kavitationsverhalten. Für die Düse  $A_1$  zeigt **Bild 5.21** das Anwachsen des Kavitationsschlauchs an der Übergangsstelle von Fase und Spritzloch.

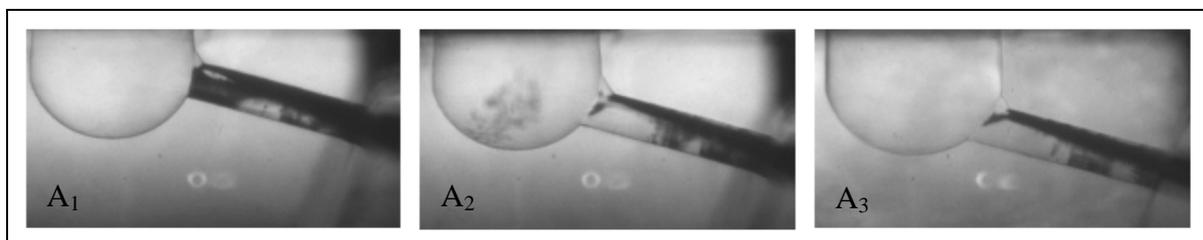


**Bild 5.21:** Spritzbeginn der Düse  $A_1$  mit gefaster Einlaufkante ( $p_{\text{Rail}}=600$  bar,  $p_K=1$  bar,  $t_B=20$  ns)

nehmen, dass auch an der Flanke der Einlaufkantenfase Kavitation entsteht, diese aber keine Auswirkung auf das Hauptkavitationsgebiet besitzt. Bei den dargestellten Bildern handelt es sich um die Mittelung aus 40 Einzelbildern bei maximalem Nadelhub.

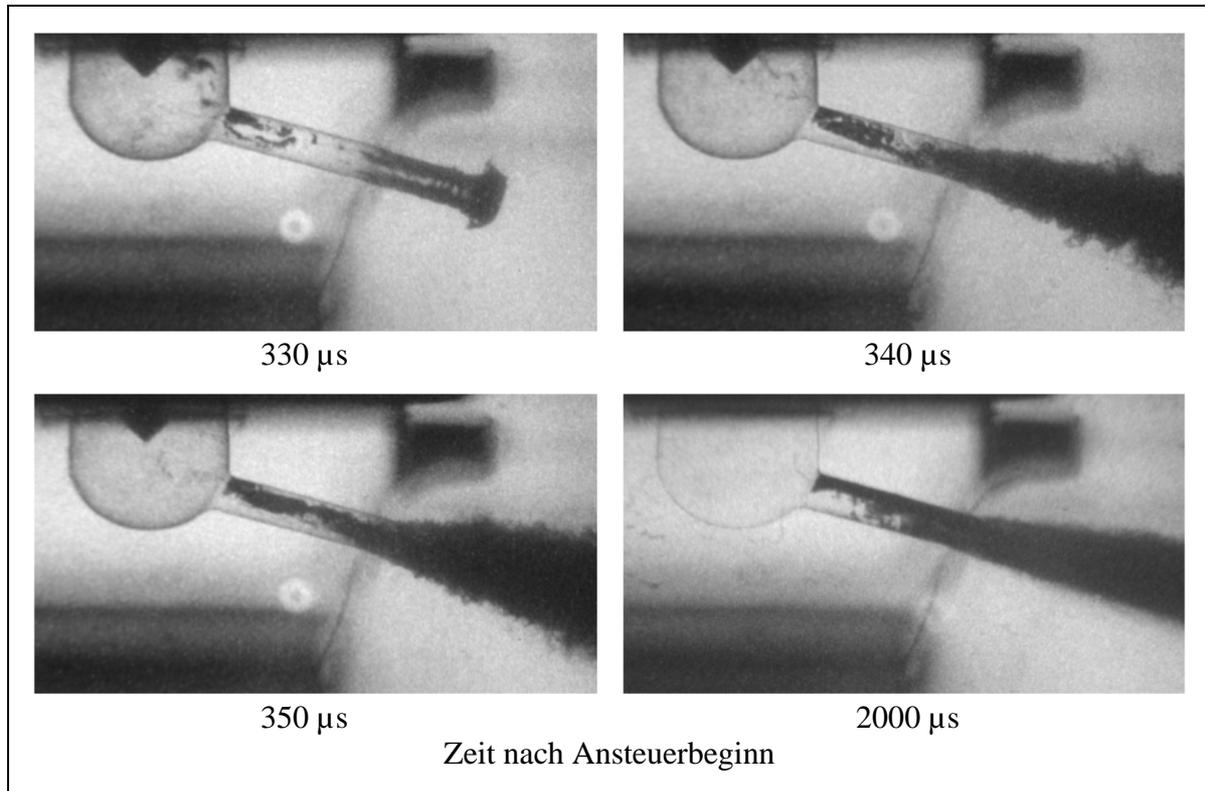
Zunächst bildet sich nur an dieser Stelle ein Kavitationsgebiet aus. Mit steigendem Sacklochdruck entstehen, vergleichbar mit der scharfkantigen Düse  $A_1$ , auch an der restlichen Einlaufkante Dampfgebiete. Allerdings strömen die im unteren Teil der Einlaufkante gebildeten Kavitationsfilme nicht mehr an der Spritzlochwand bis zum Spritzlochaustritt, sondern verbinden sich aufgrund des Strömungsprofils nach etwa einem Drittel der Spritzlochlänge mit dem kompakten Kavitations-schlauch an der oberen Spritzlochwand.

In der quasistationären Strömungsphase unterscheiden sich die Kavitationsformen der gefasten Düsen  $A_2$  und  $A_3$  kaum von der Düse mit scharfkantigem Spritzlocheinlauf. **Bild 5.22** ist zu entnehmen,



**Bild 5.22:** Einfluss der Einlaufkantenform auf das Kavitationsverhalten bei voll geöffneter Düsennadel und unterschiedlichem A-Maß ( $p_{\text{Rail}}=600$  bar,  $p_K=1$  bar,  $t_B=20$  ns)

Der Haupteinfluss der Einlaufkantenfase auf die Düseninnenströmung ist folglich in der Verlagerung des Kavitationsorts in Richtung Spritzlochaustritt zu sehen. Dies kann ebenfalls durch die Verrundung der Einlaufkante bestätigt werden (**Bild 5. 23**), da die Kavitationsgebiete erst am Ende des Eintrittsradius in das Spritzloch entstehen.



**Bild 5.23:** Einfluss der Einlaufkantenverrundung auf das Kavitationsverhalten bei Düse A<sub>2</sub>  
( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 40 \text{ ns}$ )

Die gefasteten Düsen beginnen ca. 10-15  $\mu\text{s}$  später zu kavitieren als die scharfkantigen Varianten, was auf einen größeren Nadelhub und somit höheren Sacklochdruck beim Kavitationsbeginn hinweist. Jedoch ist zu beachten, dass mit den veränderten Einströmbedingungen auch der Massenstrom durch die Düsen zunimmt und sich somit der Druckaufbau im Sackloch geringfügig verlangsamt. Dieser Einfluss ist allerdings bei den hier betrachteten Einlochdüse so gering, dass er vernachlässigt werden kann.

Die schon von Bergwerk [17] im stationären Versuch nachgewiesene Abhängigkeit des Kavitationsbeginns vom Vorlaufdruck je nach Gestaltung der Einlaufkante, kann somit für realitätsnahe Einspritzbedingungen bestätigt werden. Verbunden mit der strömungsgünstigeren

Gestaltung der Spritzlocheinlaufkante erhöht sich das zur Entstehung der Kavitation nötige Druckgefälle.

Nähern sich die Spritzlochform und die Einströmungsbedingung in das Spritzloch der einer idealen Drossel an, wie es für aktuelle Einspritzdüsen im Pkw Bereich mit einer konischen Spritzlochform und starker Verrundung der Einlaufkante der Fall ist, entsteht in der Düseninnenströmung im Extremfall keine Kavitation mehr. Verbunden mit der strömungsgünstigeren Gestaltung des Spritzlocheintritts erhöht sich neben der Durchflussmenge mit steigender Strömungsgeschwindigkeit auch der Strahlimpuls. Die Kraftstoffstrahlen treten weiter in den Brennraum ein. Daraus resultiert eine stärkere Interaktion des Kraftstoffstrahls mit der Kolbenmuldenwand, was abhängig vom Lastpunkt, den Motor nachhaltig beeinflusst. Zur Erfüllung zukünftiger Emissionsgrenzwerte müssen daher unter Berücksichtigung der Brennraumgeometrie und des eingesetzten Brennverfahrens die charakteristischen Größen einer Einspritzdüse sorgfältig aufeinander abgestimmt werden. Dazu gehören die Spritzlochzahl, der Spritzlochdurchmesser, die Lochlänge, der HE Rundungsgrad, die Konizität, der Höhenwinkel, das A-Maß und das Sacklochvolumen. Da die einzelnen Größen voneinander abhängig sind und weitere Randbedingungen, wie z.B. die mechanische und thermische Belastung berücksichtigt werden müssen, kann eine Einspritzdüse niemals optimal für alle Lastbereiche des Motors ausgelegt werden.

Das Freistrahilverhalten im Düsennahbereich bei den gefasteten Einlochdüsen zeigt im Vergleich zu den scharfkantigen Varianten grundsätzlich ähnliche Erscheinungsformen. Mit den in den vorigen Kapiteln dargestellten Ergebnissen wird folglich deutlich, dass der Zuströmung in das Spritzloch abhängig vom A-Maß und dem Öffnungswinkel  $\psi$  größere Bedeutung für die Düseninnenströmung und dem Strahlzerfall im Düsennahbereich zukommt, als der Einlaufkantenform. Eine realistische Erfassung der Düseninnenströmung ist also nur in Realgeometrie mit der Berücksichtigung aller strömungsbestimmenden Faktoren im Sackloch möglich. Dazu zählt neben der Zuströmung in das Sackloch aus dem Nadelsitzbereich und der realistischen Sacklochgröße auch die reale Spritzlochzahl.

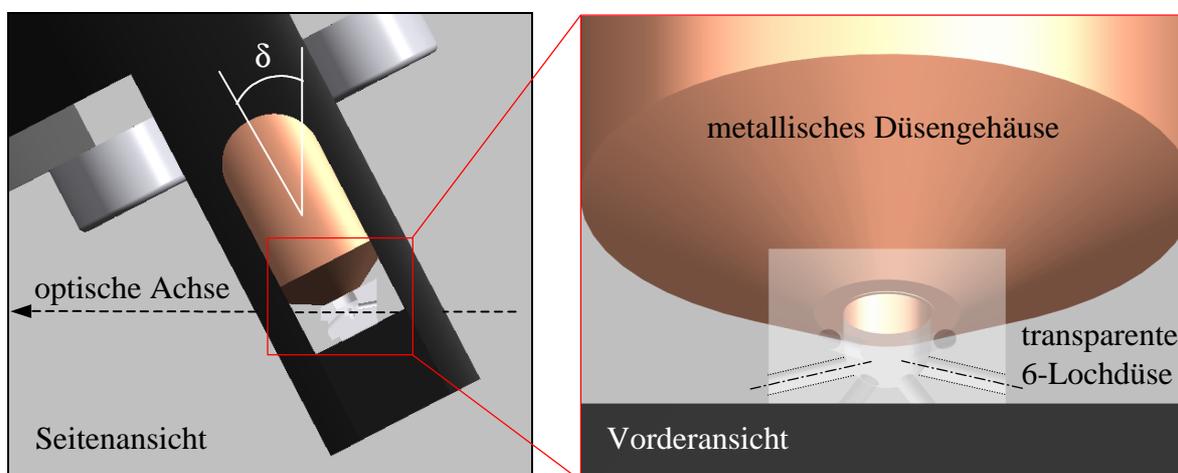
### 5.2.4 Spritzlochanzahl

Untersuchungen an transparenten Einspritzdüsen mit einem einzelnen Spritzloch schließen die strömungsdynamische Interaktion zwischen den Löchern aus. Aufgrund des begrenzten optischen Zugangs und der hohen mechanischen Belastungen erfolgten die Untersuchungen an Mehrlochdüsen in der Vergangenheit ausschließlich an Großmodellen (siehe Tabelle 3.2).

Arcoumanis et al. [71] weisen auf die Bildung von Kavitationsschläuchen zwischen benachbarten Spritzlöchern im Sackloch hin. Dieses Phänomen konnte bisher nur indirekt durch den optischen Zugang zu einem einzelnen Spritzloch einer realen Mehrlochdüse bestätigt werden [95]. Die Entstehung eines Kavitationsgebiets im Sackloch, also in einem Bereich der Einspritzdüse indem man üblicherweise von einem hohen Einspritzdruck ausgeht, wird von den Autoren mit der Bildung von Strömungswirbeln zwischen benachbarten Spritzlöchern begründet. Im Wirbelkern entsteht aufgrund des Geschwindigkeitsprofils ein Unterdruck, der zur Dampfbildung im Kraftstoff führen kann [72].

Alle diese Arbeiten wurden unter stationären Druckbedingungen durchgeführt. Zur wirklichkeitsgetreuen Untersuchung der Düseninnenströmung müssen in der dieselmotorischen Einspritzung zusätzliche Einflüsse berücksichtigt werden. Dazu gehören die mit der Nadelbewegung veränderliche Zuströmung in das Sackloch und der zeitlich variierende Sacklochdruck.

Die im Folgenden betrachtete transparente 6-Lochdüse mit  $220\ \mu\text{m}$  Spritzlochdurchmesser entspricht, bis auf die Anzahl der Spritzlöcher, der Geometrie der Düse  $A_2$ . Durch die Einbau-

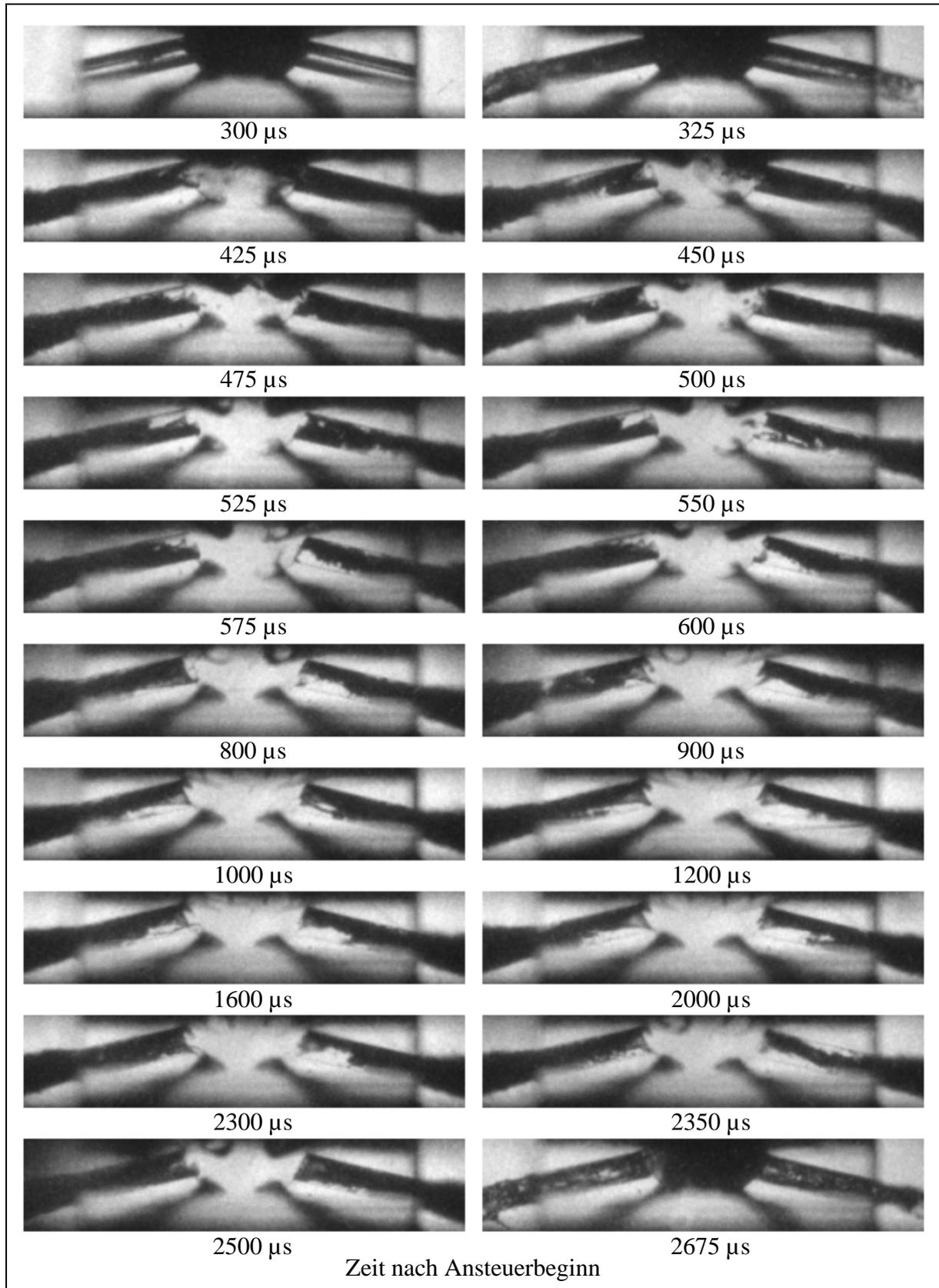


**Bild 5.24:** Beobachtungsbereich der transparenten 6-Lochdüse

lage des Injektors, die um den Winkel  $\delta$  von der Vertikalen abweicht (**Bild 5.24**), ergibt sich ein ungestörter optischer Zugang von der Unterseite in die Innenströmung der beiden senkrecht zur optischen Achse liegenden Spritzlöcher. Das Sackloch und der Spritzlocheinlauf der übrigen vier Spritzlöcher ist ebenfalls optisch zugänglich. Durch die Einbaulage ist eine dreidimensionale Interpretation der Düseninnenströmung möglich. Allerdings muss aufgrund des begrenzten Beobachtungsraums nach den Spritzlochaustritten auf die messtechnische Erfassung des Freistrahls verzichtet werden.

In **Bild 5.25** ist der Verlauf der Innenströmung der 6-Lochdüse dargestellt. Vor Beginn der Einspritzung befinden sich auch im Sack- und Spritzloch dieser Düse Luftblasen. Hierdurch wird das Licht an der Grenzfläche von Acrylglas zu Luft gebrochen und erreicht nicht die Detektionsoptik. Das Sackloch und die Spritzlöcher sind demzufolge als dunkle Bereiche in der Düse erkennbar. Hebt sich die Düsennadel an, strömt der Kraftstoff in das Sackloch ein und drückt die Luftblasen aus den Spritzlöchern. Schon 0,1 ms nach Spritzbeginn ist das Sackloch transparent und es befinden sich keine Luft- bzw. Dampfgebiete mehr im Sackloch.

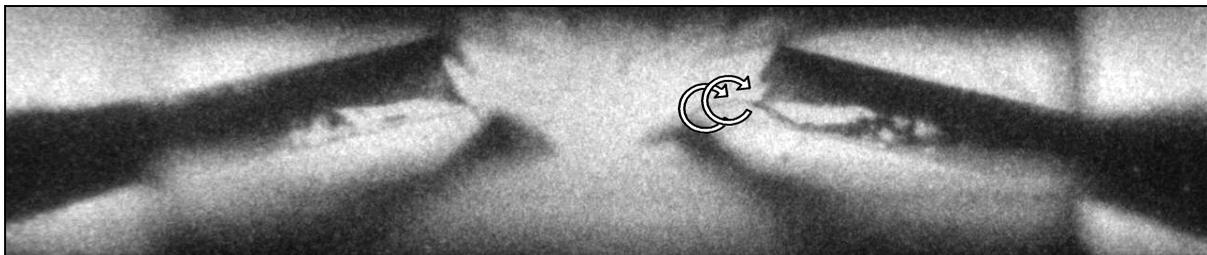
Die Spritzlochkavitation setzt unmittelbar nach Spritzbeginn ein. Bei 600 bar Einspritzdruck ist im Mittel 20  $\mu\text{s}$  nach Spritzbeginn ein zusammenhängender Kavitationsschlauch in den Spritzlöchern erkennbar, der von der Locheinlaufkante bis zum Austritt reicht. Die Gestalt der Kavitationsgebiete entspricht dabei dem Kavitationsprofil der schrägen Einloch Einspritzdüsen (**Bild 5.15**). Allerdings ist die Lage der zusammenhängenden Kavitationsgebiete in der Öffnungs- und Schließphase der Düse starken Fluktuationen unterworfen. Der zusammenhängende Kavitationsschlauch dreht sich bei nicht vollständig geöffneter Düsennadel um die Spritzlochlängsachse. Somit kavitiert die Strömung nicht mehr ausschließlich an der geometrisch schärfsten Strömungsumlenkung, die sich im oberen Bereich der Spritzlochkante befindet, sondern die Kavitation wird maßgeblich von der Strömungsrichtung beeinflusst. In den Bildern zwischen 450-1000  $\mu\text{s}$  und 2350-2675  $\mu\text{s}$  wird dies besonders am linken Spritzloch in Beobachtungsrichtung deutlich. Das sichelförmige Kavitationsprofil am Spritzlocheintritt dreht sich um die Spritzlochlängsachse und demzufolge auch der gesamte Kavitationsschlauch. Dies deutet folglich auf wechselnde Zuströmbedingungen in die Spritzlöcher während einer Einspritzung hin. Die Fluktuationen können sowohl durch die Interaktion der einzelnen Spritzlöcher untereinander, als auch durch die Zuströmbedingungen aus dem Nadelsitz verursacht werden und sind somit abhängig vom Strömungsprofil im Sackloch.



**Bild 5.25:** Zeitlicher Verlauf der Innenströmung einer transparenten 6-Lochdüse bei einer Ansteuerung des Injektors von 2 ms ( $p_{\text{Rail}} = 600$  bar,  $p_{\text{K}} = 1$  bar,  $t_{\text{B}} = 20$  ns)

In der quasistationären Phase der Einspritzung, also bei voll geöffneter Nadel, legt sich der Kavitationsschlauch vergleichbar den Einlochdüsen an die Spritzlochoberseite an.

Neben der eigentlichen Spritzlochkavitation sind im Sackloch Kavitationsgebiete feststellbar, deren Ursprung nicht wie bei den vorangehend untersuchten Einlochdüsen im Nadelsitzbereich liegen, sondern in der Sacklochströmung selbst. Diese während der gesamten Einspritzung auftretenden, hochdynamischen Kavitationsschläuche entstehen ausschließlich zwischen benachbarten Spritzlöchern. Ihre Existenz kann mit der Anwesenheit von Strömungswirbeln im Sackloch begründet werden. Verbunden mit den auf die Flüssigkeit wirkenden Scherkräfte im Zentrum der Strömungswirbel kavitiert der Kraftstoff. Es entsteht ein zusammenhängender Kavitationsschlauch im Wirbelkern, der durch das Sackloch von einem zum nächsten Spritzloch reicht. Mit zunehmendem Nadelhub erhöht sich der Sacklochdruck, was zum vermehrten Auftreten dieser Form der Kavitation führt. Dies impliziert, dass das maximale Druckgefälle und somit das sich einstellende Geschwindigkeitsprofil stabilisierend auf die Wirbelbildung im Sackloch wirkt.

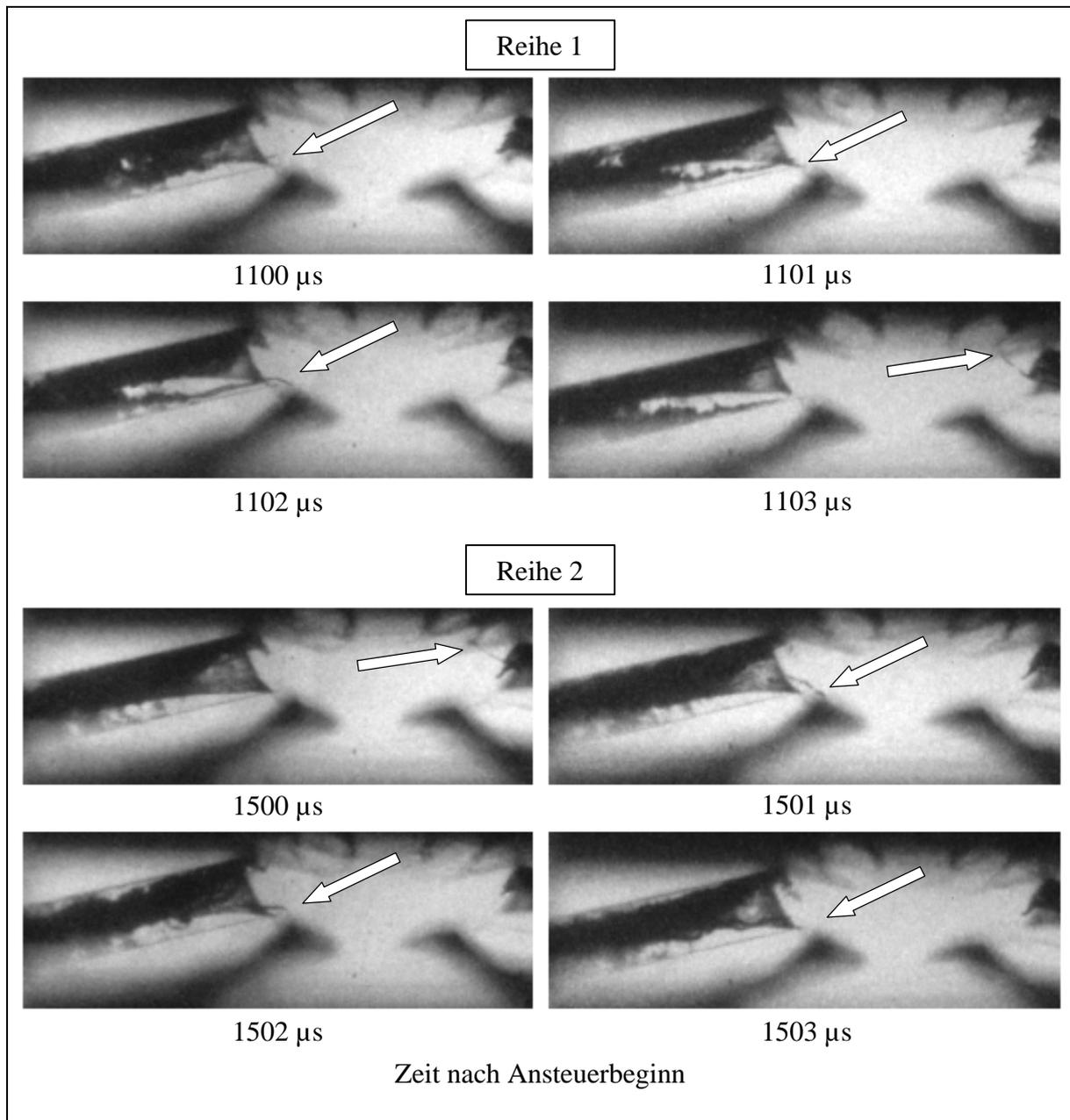


**Bild 5.26:** Sacklochkavitation im Zentrum eines Strömungswirbels zwischen benachbarten Spritzlöchern ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_K = 1 \text{ bar}$ ,  $t_B = 20 \text{ ns}$ )

Die von Arcoumanis et al. zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Phänomene können demzufolge auch für reale Größenverhältnisse bestätigt werden. Aufgrund des stochastischen Auftretens dieser Kavitationsart und der Lebensdauer von wenigen Mikrosekunden ist die messtechnische Erfassung dieses Phänomens äußerst zeitintensiv. In **Bild 5.27** sind zwei Aufnahmereihen einer Einspritzung dargestellt, in denen die Dynamik dieses Kavitationsphänomens anschaulich verdeutlicht wird.

Der Kavitationsschlauch bildet sich anfänglich in einem Spritzloch und wächst innerhalb einiger Nanosekunden über das Sackloch zum benachbarten Spritzloch. Die Wirbelkavitation

besitzt innerhalb des Sacklochs eine kompakte Struktur, die sich nach dem Eintritt an der Lochunterseite in Richtung Spritzlochaustritt aufweitet. Die Auswirkungen dieser Art der Kavitation auf die Spritzlochströmung sind beachtlich.

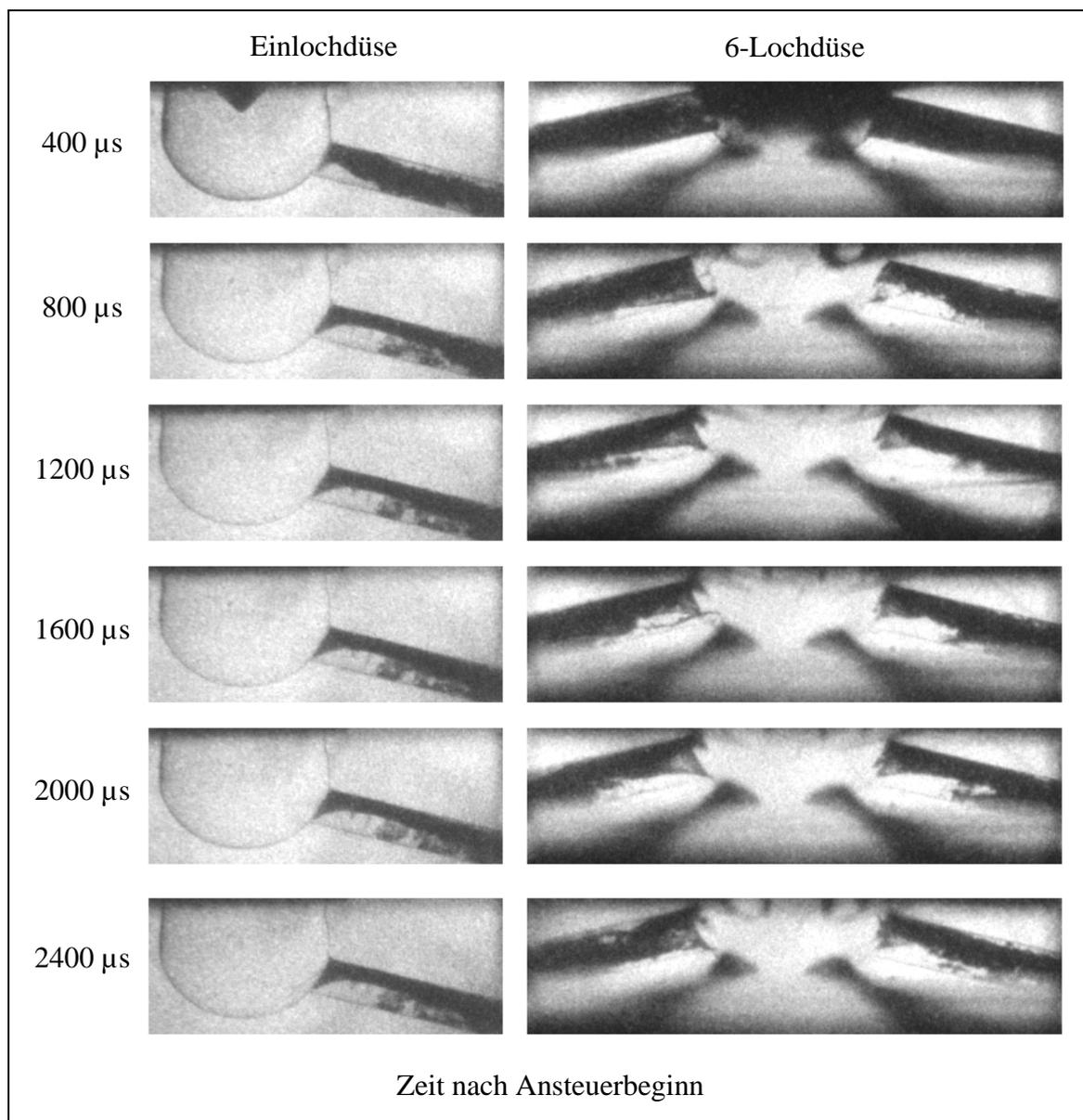


**Bild 5.27:** Dynamik der Kavitationsschläuche im Sackloch zwischen benachbarten Spritzlöchern ( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

In Reihe 1 (1101  $\mu\text{s}$ ) und Reihe 2 (1502  $\mu\text{s}$ ) ist zu erkennen, dass schon kurz nach der Entstehung der Wirbelkavitation, der sonst in der quasistationären Phase stabile Kavitationsschlauch

an der Spritzlochoberseite zusammenbricht. Das von der Spritzlochoberkante ausgehende Hauptkavitationsgebiet separiert sich nahe des Spritzlocheintritts von der Wand und wandert in Richtung Lochmitte. Gleichzeitig zerklüftet und zerfällt das zuvor zusammenhängende Kavitationsprofil. Am Spritzlochaustrittsquerschnitt entsteht demzufolge eine stark inhomogene, über die Zeit variierende Struktur von Dampf- und Flüssigkeitsgebieten.

Nach dem Verschwinden der Wirbelkavitation stellt sich in den betreffenden Spritzlöchern wieder das aus den Einlochdüsen bekannte Kavitationsprofil ein.



**Bild 5.28:** Vergleich von Einlochdüse und 6-Lochdüse bei einer Ansteuerdauer von 2 ms  
( $p_{\text{Rail}} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_{\text{K}} = 1 \text{ bar}$ ,  $t_{\text{B}} = 20 \text{ ns}$ )

Die in **Bild 5.28** gegenübergestellten Aufnahmen der Einlochdüse und der 6-Lochdüse können direkt miteinander verglichen werden, wenn man sich die Mehrlochdüse gegenüber der Einlochdüse um den Winkel  $\delta$  gedreht vorstellt. Der bereits erwähnte schnellere Druckaufbau im Sackloch der Einlochdüsen gegenüber der 6-Lochdüse wirkt sich nur auf den zeitlichen Verlauf der Düseninnenströmung aus. Das Kavitationsprofil bei vollständig geöffneter Nadel ist bei beiden Düsen vergleichbar, da in dieser Phase der Einspritzung der Sacklochdruck bei der Düsenvarianten dem Einspritzdruck entspricht. Daher können Einlochdüsen mit realer Spritzlochorientierung nur zur Untersuchung der grundlegenden Kavitationsformen in der Spritzlochströmung herangezogen werden. Allerdings kann in diesen Modellen die reale Sacklochströmung und damit die Wirbelkavitation mit der Beeinflussung der Spritzlochströmung nicht untersucht werden.

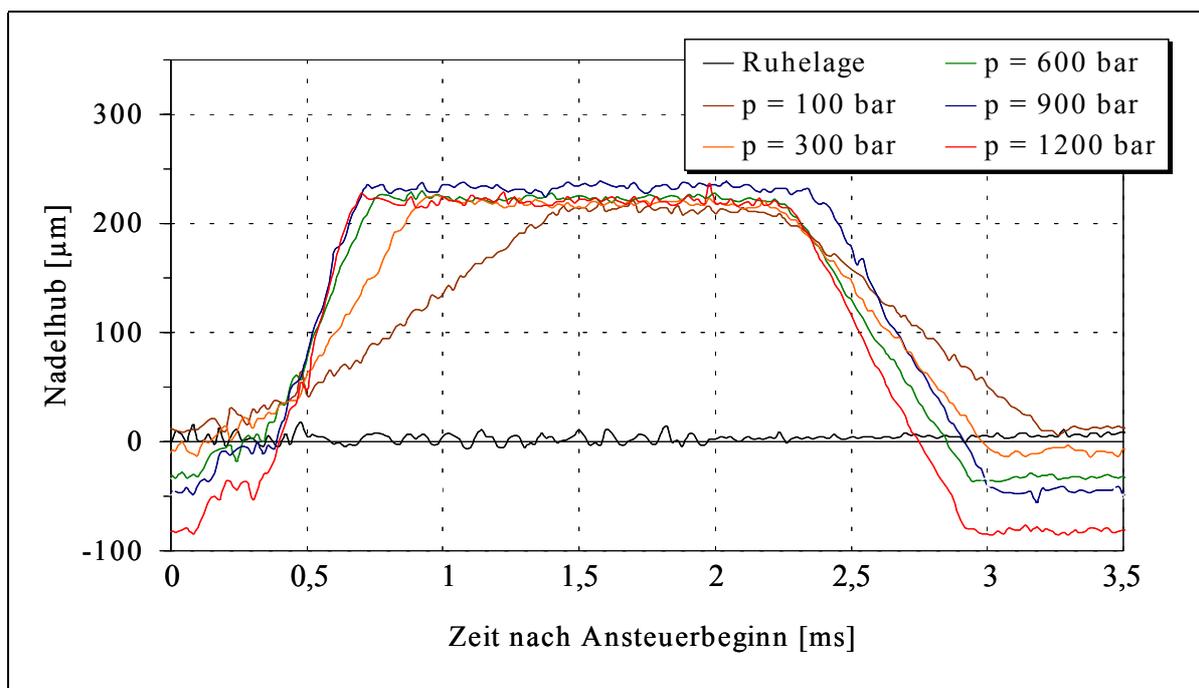
Mit den hier dargestellten Ergebnissen wird deutlich, wie die Düseninnenströmung von transienten, intermittierend auftretenden Kavitationsformen beeinflusst wird. Die Düseninnenströmung ist also maßgeblich vom Strömungsprofil im Sackloch abhängig, welches bei voll geöffneter Nadel von starken Schwankungen durch die Interaktion einzelner Spritzlöcher gekennzeichnet ist. Die gezeigten Kavitationsphänomene im Sackloch können bei einer Einspritzdüse Loch- zu Lochstreuungen des Einspritzstrahls verursachen. Dabei ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass das Auftreten der Kavitationswirbel mit der Desachsierung der Nadel korreliert (siehe [72]). Über den gesamten Zeitbereich einer Einspritzung betrachtet, ist jedoch die zuvor bei den schrägen Spritzlöchern beschriebene Kavitationsstruktur die dominierende Form der Düseninnenströmung.

## 5.3 Einfluss von Systemparametern auf die Düseninnenströmung und den Strahlerfall

Die in diesem Kapitel dargestellten Untersuchungen wurden fast ausschließlich an der Düse  $A_2$  durchgeführt. Aufgrund des identischen A-Maßes kann ein direkter Bezug zur Struktur der Hauptkavitation in der Mehrlochdüse hergestellt werden. Zusätzlich besteht bei dieser transparenten Einlochdüse gegenüber der 6-Lochdüse die Möglichkeit zur simultanen Beobachtung von Innenströmung und Freistrah. An geeigneter Stelle dieses Kapitels wird jedoch ebenfalls auf den Einfluss der Systemparameter auf die Innenströmung der Mehrlochdüse eingegangen.

### 5.3.1 Einspritzdruck

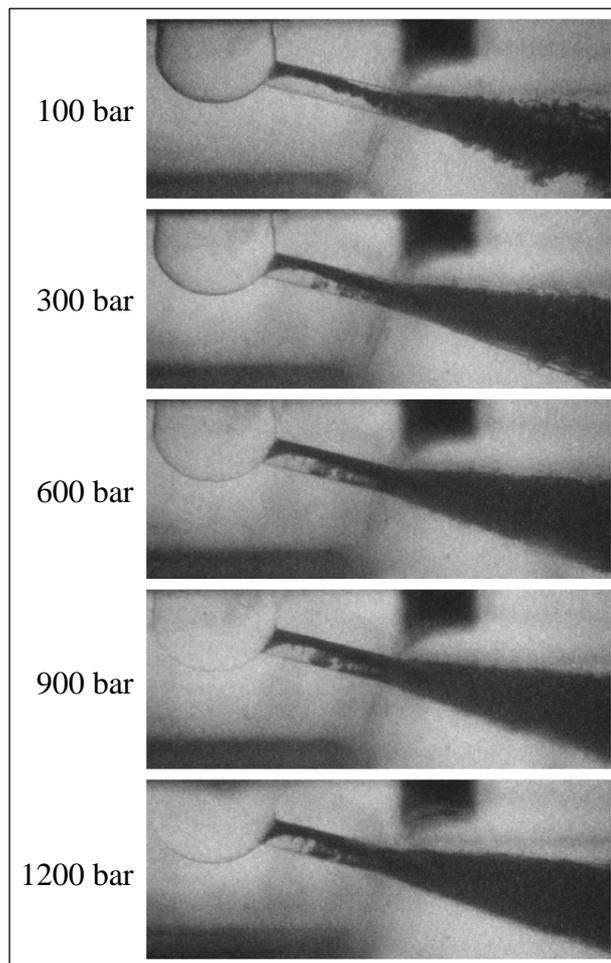
Mit steigendem Einspritzdruck erhöht sich die Öffnungs- und Schließgeschwindigkeit der Düsenadel. **Bild 5.29** zeigt die Nadelhubverläufe für die untersuchten Einspritzdrücke. Der Injektor wird wie im vorangehenden Kapitel 2 ms angesteuert. Ab 1,5 ms nach Ansteuerbeginn ist die Nadel bei allen untersuchten Einspritzdrücken voll geöffnet.



**Bild 5.29:** Nadelhubverlauf bei unterschiedlichen Einspritzdrücken

**Bild 5.30** und **Tabelle 5.1** kann der Einfluss des Einspritzdrucks auf die Düsinnenströmung und den Strahlzerfall entnommen werden. Die Aufnahmen in **Bild 5.30** repräsentieren die Strömungs- und Zerfallseigenschaften bei voll geöffneter Nadel, so dass der mit dem Einspritzdruck variierende Druckaufbau im Sackloch nicht berücksichtigt werden muss. Die Werte in **Tabelle 5.1** sind das arithmetische Mittel aus zwölf Aufnahmen beim jeweiligen Einspritzdruck, wobei die bisherige Definition für die Strahlwinkel  $\varphi$  und  $\xi$  beibehalten wurde (siehe **Bild 5.19**).

Mit steigendem Einspritzdruck wird der Umlenkungsgrad der Strömung am Einlaufkantenumfang aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit in der Innenströmung zunehmend kavitationsentscheidend. Während bei 100 bar die Spritzlochströmung nur im oberen Bereich der Einlaufkante kavitiert, sind ab 900 bar über dem gesamten Einlaufkantenumfang Dampfgebiete detektierbar. Es bildet sich für alle untersuchten Einspritzdrücke ein zusammenhängender Hauptkavitationsschlauch von der Spritzlocheinlaufkante bis zum Spritzlochaustritt. Die Lage dieses zusammenhängenden



**Bild 5.30:** Düsinnenströmung und Freistrahler bei maximalem Nadelhub (1700  $\mu$ s nach Ansteuerbeginn)

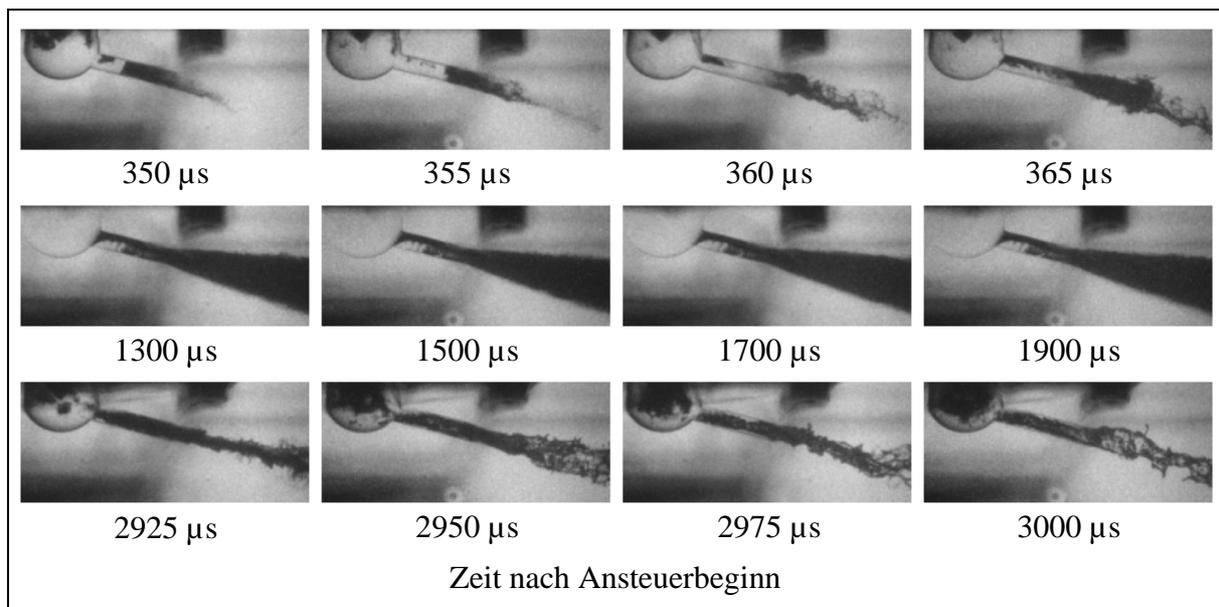
Druck	100 bar	300 bar	600 bar	900 bar	1200 bar
Strahlkegelwinkel $\varphi$	11,9°	14°	14,1°	14,7°	15°
Strahlablenkung $\xi$	1,5°	1,8°	1,9°	2,2°	2,4°

**Tabelle 5.1:** Veränderung der Strahlwinkel  $\varphi$  und  $\xi$  bei vollständig geöffneter Düse mit steigendem Einspritzdruck

Kavitationsgebiets ist dabei abhängig vom Einspritzdruck. Bei 100 bar Einspritzdruck separiert sich der Kavitationsschlauch schon kurz nach der Einlaufkante von der oberen Spritzlochwand und orientiert sich in die Spritzlochmitte. Hierbei weist das Kavitationsprofil in Richtung Lochaustritt eine Verstärkte Wellenbildung auf. Mit zunehmendem Einspritzdruck wird der Kavitationsschlauch von der flüssigen Lochströmung zunehmend verdrängt, so dass sich das Kavitationsgebiet erst unmittelbar vor dem Spritzlochaustritt von der oberen Wand ablöst.

Die neben dem Hauptkavitationsschlauch auftretenden Dampfgebiete im Spritzloch, die sich an fertigungsbedingten, mikroskopisch kleinen Riefen an der Spritzlochwand bilden, wachsen mit steigendem Einspritzdruck an. Während bei 100 bar keines dieser Dampfgebiete detektiert werden kann, befinden sich bei 1200 bar an der gesamten zweiten Hälfte der Spritzlochwand Kavitationsstrukturen dieser Art. Die Ursache für dieses Phänomen ist mit der wachsenden Strömungsgeschwindigkeit bei steigendem Druckgefälle zu begründen und deutet auf einen erhöhten Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit mit steigendem Einspritzdruck hin.

Des Weiteren können mit steigendem Einspritzdruck zu Spritzbeginn verstärkt Kavitationsgebiete aus dem Nadelsitzbereich im Sackloch festgestellt werden. Dies ist mit dem Anwachsen der Strömungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Nadel und Düsenkörper, verbunden mit der verstärkten Kavitation in der Sitzdrosselphase der Einspritzung zu begründen. Die aus



**Bild 5.31:** Zeitlicher Verlauf von Innenströmung und Freistrahл der Düse  $A_2$   
( $p_{\text{Rail}} = 1200 \text{ bar}$ ,  $p_K = 1 \text{ bar}$ ,  $t_B = 20 \text{ ns}$ )

dem Sitz stammenden Kavitationsgebiete dienen mit wachsendem Einspritzdruck zunehmend als Initiator der Lochkavitation. Ebenso ist in der Schließphase der Düsenadel das Sackloch zunehmend dampfgefüllt. **Bild 5.31** zeigt dies anschaulich anhand einer Einspritzung mit 1200 bar Einspritzdruck.

Bei der 6-Lochdüse treten mit wachsendem Einspritzdruck die Wirbelkavitationsfäden zwischen benachbarten Spritzlöchern vermehrt auf, verbunden mit den im vorangehenden Kapitel beschriebenen Auswirkungen auf die Kavitation im Spritzloch. Demnach ist diese Art der Kavitation nicht nur vom geometrieinduzierten Geschwindigkeitsprofil im Sackloch abhängig, sondern maßgeblich von dessen Betrag. Es findet folglich mit steigendem Einspritzdruck eine verstärkte Turbulenzgenerierung in der Düseninnenströmung durch die aus dem Sackloch in die Spritzlöcher eintretenden Kavitationswirbel statt.

Im Freistrahilverhalten von Düse  $A_2$  ist im Düsennahbereich ein Anwachsen des Strahlkegelwinkels  $\varphi$  und der Strahlablenkung  $\xi$  feststellbar. Ein reproduzierbarer aktiver Einfluss der Kavitation auf den Strahlzerfall ist auch bei diesen Messungen nicht feststellbar. Demnach ist der mit Einspritzdruck leicht ansteigende Strahlkegelwinkel der Steigerung der Turbulenz in der Düseninnenströmung und die Strahlablenkung dem Geschwindigkeitsprofil im Spritzloch zuzuschreiben.

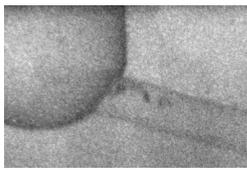
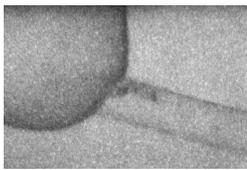
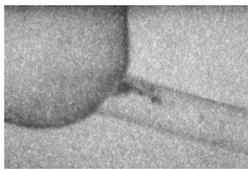
### 5.3.2 Gegendruck

Wie bereits in Kapitel 3.3.2 dargestellt, kann der Übergang von kavitationsfreier zu kavitierender Strömung mit einer dimensionslosen Kennzahl, der Kavitationszahl beschrieben werden. Die gängigste Definition der Kavitationszahl entspricht  $K_2$  und stellt für die jeweils betrachtete Düsengeometrie einen charakteristischen Wert dar.

$$K_2 = \frac{1}{1 - \left(\frac{c_d}{c_c}\right)^2} = \frac{p_1 - p_2}{p_2} \Rightarrow K_{charak.} = \frac{p_{Rail} - p_K}{p_K} \quad (5.1)$$

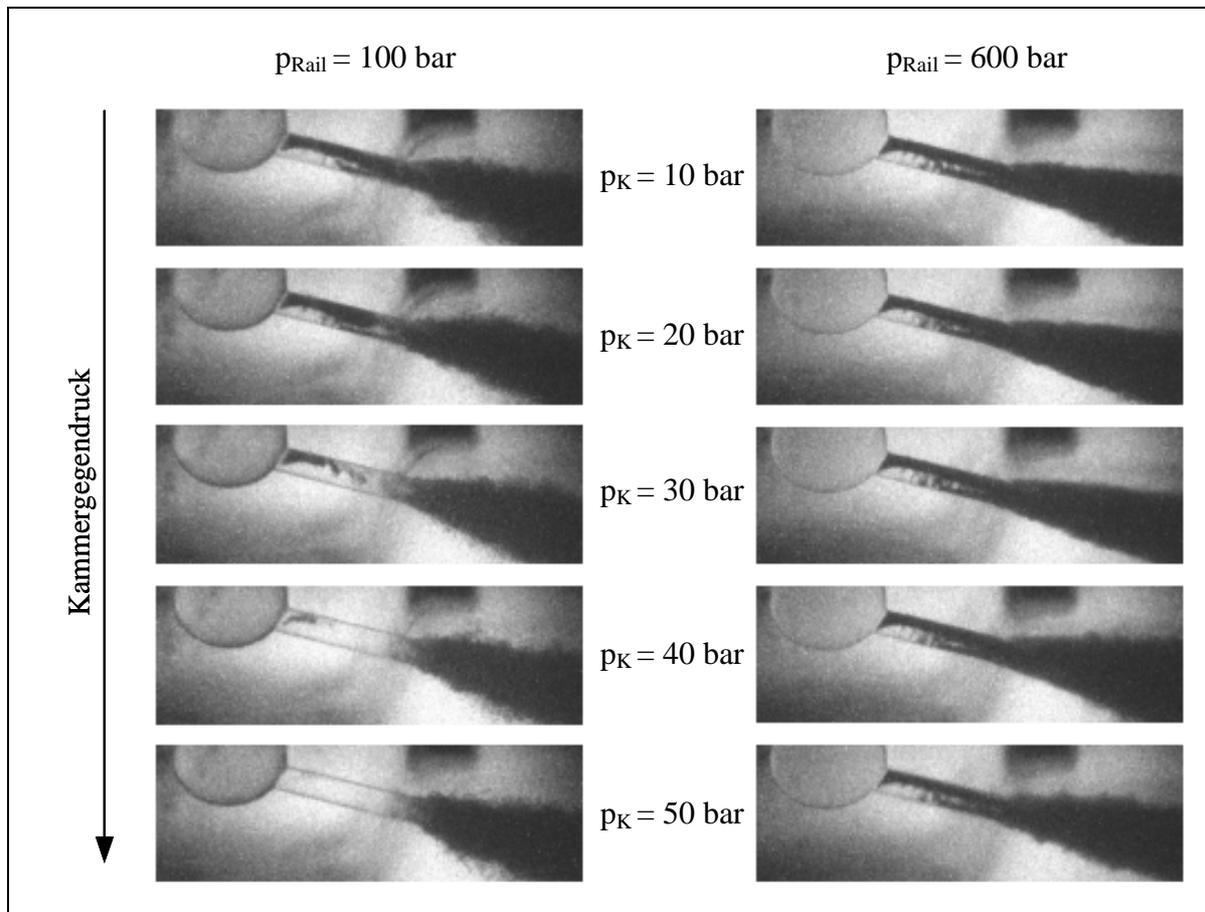
Fällt der Wert unterhalb von  $K_{charak.}$  ist die Strömung kavitationsfrei. Mit steigendem Einspritzdruck erhöht sich folglich die Kavitationswahrscheinlichkeit in der Düseninnenströmung.

Zur Ermittlung von  $K_{charak.}$  bei der Düse  $A_2$  wird für unterschiedliche Einspritzdrücke der Kammerdruck solange erhöht, bis keine Kavitation mehr in der Spritzlochströmung detektiert werden kann. In **Tabelle 5.2** sind für verschiedene Einspritz- und Gegendrücke Aufnahmen der Düseninnenströmung dargestellt, bei denen gerade noch Kavitationsgebiete im Spritzloch nachweisbar sind.

			
Einspritzdruck	90 bar	100 bar	110 bar
Kammerdruck	41,2 bar	45,3 bar	49,4 bar
$K_{charak.} = \frac{p_{Rail} - p_K}{p_K}$	1,18	1,21	1,22

**Tabelle 5.2:** Kavitationszahl  $K_{charak.}$  für Düse  $A_2$

Demzufolge hat die charakteristische Kavitationszahl der Düse  $A_2$  einen Wert von ca. 1,2. Bei konstantem Einspritzdruck steigt  $K_{charak.}$  mit sinkendem Kammerdruck an und es bilden sich verstärkt Kavitationsgebiete im Spritzloch. Ab ca.  $K_{charak.} \geq 3,5$  erreicht der zusammenhängende Hauptkavitationsschlauch den Spritzlochaustritt.



**Bild 5.32:** Einfluss des Gegendrucks auf die Kavitation für unterschiedliche Einspritzdrücke

Bei einer Einspritzung mit 600 bar ist die Differenz von Einspritzdruck zu maximal möglichem Kammerdruck so groß, dass kein Einfluss auf die Düseninnenströmung festgestellt werden kann. Das Anwachsen des Strahlkegelwinkels in **Bild 5.32** ist auf die mit dem Gegendruck steigende Kammerdichte zurückzuführen, die einen Zuwachs der Interaktion von Kraftstoffstrahl mit umgebender Gasatmosphäre zur Folge hat.

Dass die Kavitationszahl  $K_{charak.}$  von den Einströmbedingungen in das Spritzloch beeinflusst wird, kann durch den Vergleich nominell identischer transparenter Düsen mit dem A-Maß  $A_2$

gezeigt werden. Die Werte von  $K_{charak}$  schwanken zwischen den verschiedenen Düsenaufsätzen um  $\pm 0,2$ . Dafür sind die variierenden Einströmbedingungen in das Spritzloch verantwortlich, welche das Kavitationsverhalten entscheidend beeinflussen. Diese Unterschiede in der Spritzlocheinströmung resultieren dabei aus den Fertigungstoleranzen bei der Bohrung des Spritzlochs. Positionierungsungenauigkeiten des Spritzlochs am Sackloch wirken sich dabei direkt auf die Umlenkungswinkel der Strömung an der Locheinlaufkante aus (siehe Kapitel 5.2.2). In den Untersuchungen von Badock [23] finden sich ähnliche Abhängigkeiten der Kavitationszahl von Fertigungstoleranzen.

Durch eine strömungsgünstige Gestaltung der Spritzlöcher, z.B. durch starke Verrundung der Einlaufkante und konische Form des Spritzlochs, erhöht sich  $K_{charak}$ . Dies hat zur Folge, dass die Spritzlochströmung selbst bei heute üblichen Einspritzdrücken kavitationsfrei sein könnte.

## 6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, durch optische Untersuchungen an transparenten Dieseleinspritzdüsen in Realgeometrie und unter dieselmotorischen Randbedingungen das Verständnis der Düseninnenströmung und vor allem der Kavitation auf den dieselmotorischen Strahlzerfall und Arbeitsprozess zu erweitern.

Die bisher veröffentlichten optischen Untersuchungen von Strömungsphänomenen in transparenten optischen Versuchsträgern und Einspritzdüsen wurden im Grundlagenkapitel diskutiert und eigenen nicht optischen Messungen gegenübergestellt. Es wird geklärt, an welchen Stellen der Düseninnenströmung Kavitation wahrscheinlich ist, und welche Auswirkungen der Düseninnenströmung auf den Strahlzerfall bisher bekannt sind.

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedenen Konzepte entwickelt, mit denen der optische Zugang in die kavitationsgefährdeten Bereiche einer Dieseleinspritzdüse möglich sind. Zu diesem Zweck werden der Nadeldichtsitz, das Sackloch und die Spritzlöcher einer realen Einspritzdüse unter Berücksichtigung der Realgeometrie aus Acrylglas nachgebildet. Zum Einsatz kommen Komponenten von Serieneinspritzsystemen, die keinen Einschränkungen hinsichtlich Dynamik und Einspritzdruck unterliegen. Die optischen Untersuchungen zur simultanen Beobachtung von Innenströmung und Freistrahl werden mit einer Hochgeschwindigkeitsfernfeldmikroskopietechnik durchgeführt, die entweder ein Schattenrissverfahren oder einen Laserlichtschnitt mit der Detektion des  $90^\circ$ -gestreuten Miesignals verwendet.

Die Kavitation im Nadeldichtsitzbereich ist systembedingt bei nadelhubgesteuerten Common Rail Einspritzsystemen im Vergleich zu druckgesteuerten, drehzahlabhängigen Einspritzsystemen (VP, PDE, PLD) nicht zu vermeiden, da der hohe Einspritzdruck permanent am Nadelsitz anliegt. Die Hauptdrosselstelle der Düseninnenströmung befindet sich während der Öffnungs- und Schließphase der Düsenadel im Nadeldichtsitzbereich. Bei der Auslegung der Nadel/Sitz-Paarung ist folglich neben den Auslegungsparametern, wie mechanische und thermische Belastung, oder dem Mengendurchsatz, die Kavitation zu berücksichtigen. Ansonsten kann es im Nadelsitzbereich zu Kavitationserosion kommen, welche die Funktionsweise der Einspritzdüse und somit die Dauerhaltbarkeit maßgeblich beeinflusst. Die Kavitationsgebiete haben im Nadeldichtsitzbereich die Form eines zusammenhängenden Schaums,

aus dem einzelne Bereiche ins Sackloch eingespült werden und als Initiator der Spritzlochkavitation dienen.

Aufgrund der Sitzdrosselung bedingt durch den Nadelhub ergibt sich im Sackloch einer Einspritzdüse ein über die Dauer der Einspritzung variierender Sacklochdruck, der neben dem Strömungsprofil im Sackloch, das Kavitationsverhalten in der Spritzlochströmung beeinflusst. Die Kavitation wird durch das treibende Druckgefälle am Spritzloch, dessen Gestalt und durch die Orientierung des Spritzlochs am Sackloch bestimmt. Aus den Untersuchungen an Einlochdüsen mit zentral, bzw. schräg angeordnetem Spritzloch wird die Dominanz der Zuströmbedingungen auf das Kavitationsverhalten im Spritzloch und den Freistrahle deutlich. Die Kavitation kann bei allen untersuchten Einlochdüsen als zusammenhängender Film von der Einlaufkante des Spritzlochs bis zum Spritzlochaustritt nachgewiesen werden. Jedoch ist dessen Gestalt und Lage stark abhängig von der Anordnung und der Einlaufkantenform der sonst identischen Spritzlöcher (Spritzlochdurchmesser 0,2 mm, Spritzlochlänge 1 mm). Bei zentraler Spritzlochorientierung ergibt sich an der Spritzlochwand ein die flüssige Mittenströmung umhüllender Kavitationsfilm. Dieser geht vom gesamten Umfang der Einlaufkante aus, während sich die Kavitation bei der schrägen Spritzlochorientierung nur an einem Teil der Einlaufkante bildet und als zusammenhängender Hauptkavitationsschlauch bis zum Spritzlochaustritt reicht. Es wurde festgestellt, dass die Ausprägung der Kavitation im direkten Zusammenhang mit der über dem Einlaufkantenumfang veränderlichen lokalen Strömungsumlenkung korreliert. Des Weiteren konnten mit den Untersuchungen an einer optisch zugänglichen 6-Lochdüse Kavitationsphänomene nachgewiesen werden, die in Strömungswirbeln zwischen benachbarten Spritzlöchern im Sackloch entstehen. Verbunden mit diesen Strömungsphänomenen sind starke Fluktuationen in der Spritzlochströmung, die sich durch das spontane Zusammenbrechen und wieder Anwachsen der Spritzlochkavitationsfilme äußern.

Reproduzierbare Störungen im Freistrahle, die auf einen aktiven Einfluss der Kavitation auf den Strahlzerfall hinweisen würden, konnten nicht festgestellt werden. Auch bei der Einspritzung mit 1200 bar Einspritzdruck, war neben der verstärkten Sitzkavitation, kein aktiver Kavitationseinfluss festzustellen.

Jedoch wird das Strahlausbreitungsverhalten (Lage, Struktur) wesentlich von dem Strömungsprofil im Spritzloch bestimmt. Es konnte gezeigt werden, dass minimale Abweichungen der Spritzlochorientierung, verbunden mit den sich verändernden Einströmbedingungen

in das Spritzloch, Auswirkungen auf die Freistrahllage im Düsennahbereich besitzen. Insofern kann unter Berücksichtigung der Düseninnenströmung, das Ausbreitungsverhalten der Einspritzstrahlen den jeweiligen brennverfahrensspezifischen Anforderungen angepasst werden.

Die hier durchgeführten Untersuchungen liefern Auslegungskriterien, wie durch Geometrie- und Systemparameter die Düseninnenströmung beeinflusst und somit die Strahlausbreitung gesteuert werden kann.

# Anhang

## A1 Eingesetzter Kraftstoff

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird ausschließlich handelsüblicher Dieseldieselkraftstoff eingesetzt. Die Ergebnisse einer internen Analyse (ZWT-Bericht Nr. 32640) des eingesetzten Kraftstoffs, zeigt **Tabelle A.1**.

Größe	Dieseldieselkraftstoff
Dichte bei 15 °C [kg/m <sup>3</sup> ]	834,3
kinematische Viskosität bei 40 °C [mm <sup>2</sup> /s]	2,69
Cetanzahl [-]	58,8
Brechungsindex bei 20 °C [-]	1,458

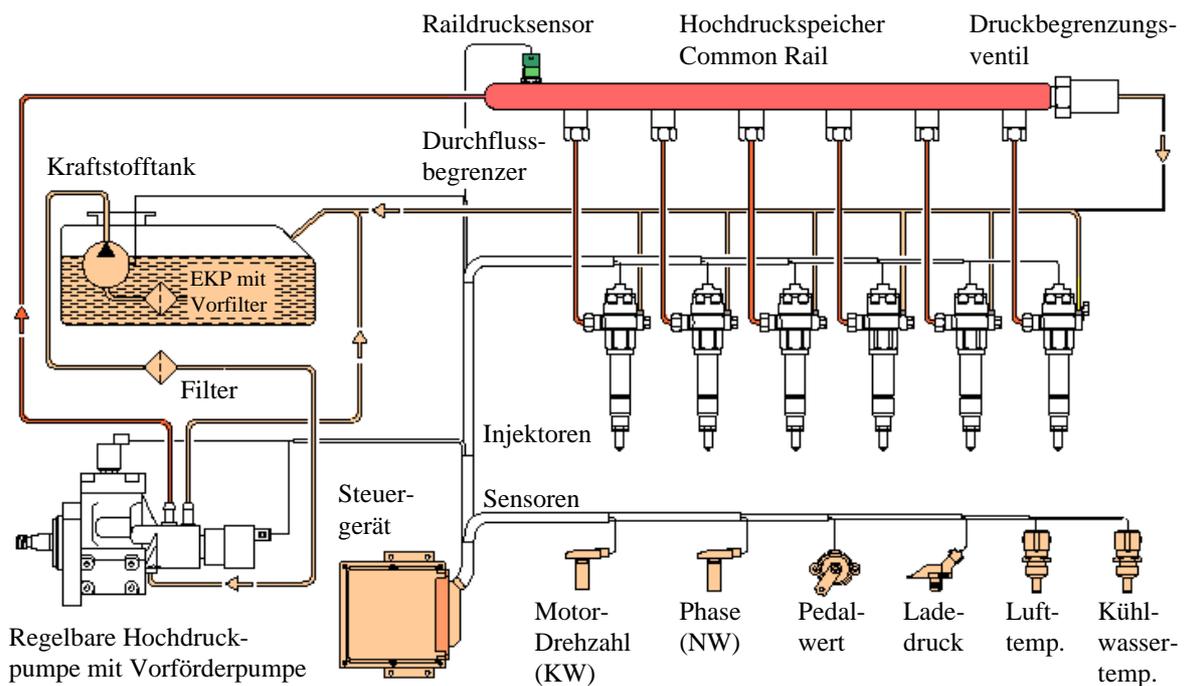
**Tabelle A.1:** Eigenschaften des verwendeten Kraftstoffs

## A2 Common Rail Speichereinspritzsystem

Das Common Rail System unterscheidet sich von den nockengetriebenen Einspritzsystemen durch die Entkopplung von Druckerzeugung und Einspritzung. Die emissionsgünstige Unterteilung der Einspritzung in Vor-, Haupt- und Nacheinspritzung mit definierten Spritzmengen ist weitgehend frei wählbar, ohne dass die zeitlichen Grenzen durch die Druckerzeugung wie bei nockengetriebenen Systemen vorhanden sind. Nach heutigem Verständnis ist ein Einspritzverlauf anzustreben, der sich durch eine geringe verdampfte Kraftstoffmenge bis zur Entflammung, stetige Zunahme der eingespritzten Kraftstoffmenge während der Haupteinspritzung und eine rasch zu Null werdende Einspritzrate zum Spritzende auszeichnet [106].

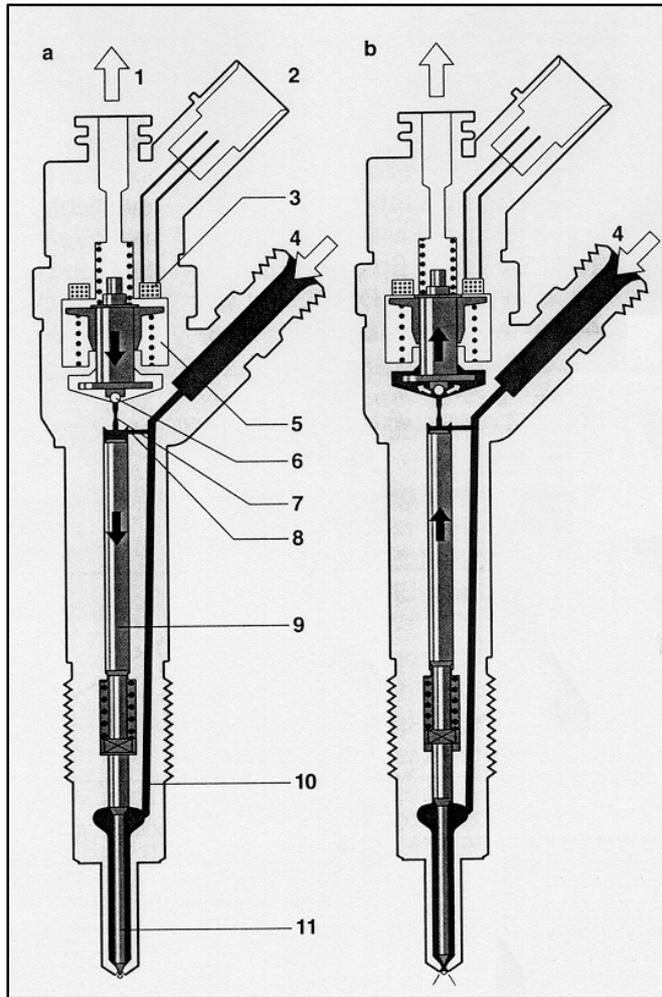
Eine vor der Haupteinspritzung eingebrachte minimale Kraftstoffmenge hat die Aufgabe den Brennraum vorzuheizen und dadurch die Zündverzugszeit der Haupteinspritzung herabzusetzen. Reduzierte Geräuschemissionen und eine Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Emissionen sind die Folge. Mit einer von der Haupteinspritzung abgesetzten Nacheinspritzung können die  $\text{NO}_x$ -Emissionen weiter verringert werden, da das während der Nacheinspritzung gebildete CO als Reduktionsmittel in der Abgasnachbehandlung dient.

Bei CR-Systemen sind der Einspritzverlaufsformung kaum Grenzen gesetzt. Durch eine zukünftige Druckmodulation kann neben dem idealen Einspritzzeitpunkt auch der Einspritzdruck dem jeweiligen Lastpunkt angepasst werden. **Bild A.1** zeigt den prinzipiellen Aufbau eines konventionellen CR-Systems.



**Bild A.1:** Aufbau eines CR-Systems [107]

Eine Hochdruckpumpe fördert permanent Kraftstoff in einen für alle Zylinder gemeinsamen Hochdruckspeicher (Common Rail). Der unter sehr hohem Druck stehende Kraftstoff (z.Zt. bis 1600 bar) gelangt über kurze Einspritzleitungen zu den Injektoren. Über ein Steuergerät,



**Bild A.2:** Aufbau CR-Injektor [108]

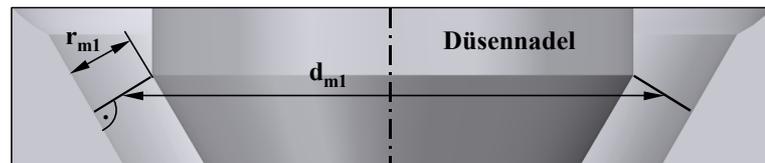
das mit den in **Bild A.1** dargestellten Sensoren den Motorbetrieb und den Fahrerwunsch erfasst, werden die 2/2-Wegeventile in den Injektoren angesteuert. Das Funktionsprinzip eines Magnetventil gesteuerten CR-Injektors wird an **Bild A.2** erklärt. Im geschlossenen Zustand (a) überwiegt die hydraulische Kraft auf den Ventilsteuerkolben (9) unterstützt durch die Düsenfederkraft, die auf die Druckstufe der Düsenadel (11) wirkende Kraft. Die Düsenfeder verhindert ein frühzeitiges Öffnen der Düsenadel bei der Beaufschlagung mit Brennraumdruck und hält den Injektor bei fehlendem Systemdruck geschlossen. Über den Anker des Magnetventils (3) im Ventilsteerraum (5) wird eine Kugel (6) in den Sitz oberhalb der Ablaufdrossel (7) gedrückt. Wird das Ventil angesteuert (b), hebt sich der Anker und die Kugel gibt die Ablaufdrossel frei. Vom Zulauf (4) fließt der Kraftstoff durch die Zulaufdrossel (8) in den Raum oberhalb des Ventilsteuerkolbens (9) und über den Zulaufkanal (10) in den Raum vor die Düsenadel (11). Bei Einspritzbeginn öffnet das Magnetventil und der Kraftstoff fließt aus dem Raum oberhalb des Ventilkolbens über die Ablaufdrossel in den Kraftstoffrücklauf (1). Da die Ablaufdrossel einen größeren Durchmesser als die Zulaufdrossel hat, kommt es zum Druckabfall im Raum oberhalb des Ventilsteuerkolbens und der Verbund aus Ventilkolben und Düsenadel hebt sich an. Der Weg zu den Spritzlöchern in der Einspritzdüse wird freigegeben.

mit den in **Bild A.1** dargestellten Sensoren den Motorbetrieb und den Fahrerwunsch erfasst, werden die 2/2-Wegeventile in den Injektoren angesteuert. Das Funktionsprinzip eines Magnetventil gesteuerten CR-Injektors wird an **Bild A.2** erklärt. Im geschlossenen Zustand (a) überwiegt die hydraulische Kraft auf den Ventilsteuerkolben (9) unterstützt durch die Düsenfederkraft, die auf die Druckstufe der Düsenadel (11) wirkende Kraft. Die Düsenfeder verhindert ein frühzeitiges Öffnen der Düsenadel bei der Beaufschlagung mit Brennraumdruck und hält den Injektor bei fehlendem Systemdruck geschlossen. Über den Anker des Magnetventils (3) im Ventilsteerraum (5) wird eine Kugel (6) in den Sitz oberhalb der Ablaufdrossel (7) gedrückt. Wird das Ventil angesteuert (b), hebt sich der Anker und die Kugel gibt die Ablaufdrossel frei. Vom Zulauf (4) fließt der Kraftstoff durch die Zulaufdrossel (8) in den Raum oberhalb des Ventilsteuerkolbens (9) und über den Zulaufkanal (10) in den Raum vor die Düsenadel (11). Bei Einspritzbeginn öffnet das Magnetventil und der Kraftstoff fließt aus dem Raum oberhalb des Ventilkolbens über die Ablaufdrossel in den Kraftstoffrücklauf (1). Da die Ablaufdrossel einen größeren Durchmesser als die Zulaufdrossel hat, kommt es zum Druckabfall im Raum oberhalb des Ventilsteuerkolbens und der Verbund aus Ventilkolben und Düsenadel hebt sich an. Der Weg zu den Spritzlöchern in der Einspritzdüse wird freigegeben.

### A3 Berechnung der Hauptdrosselstelle in einer Einspritzdüse

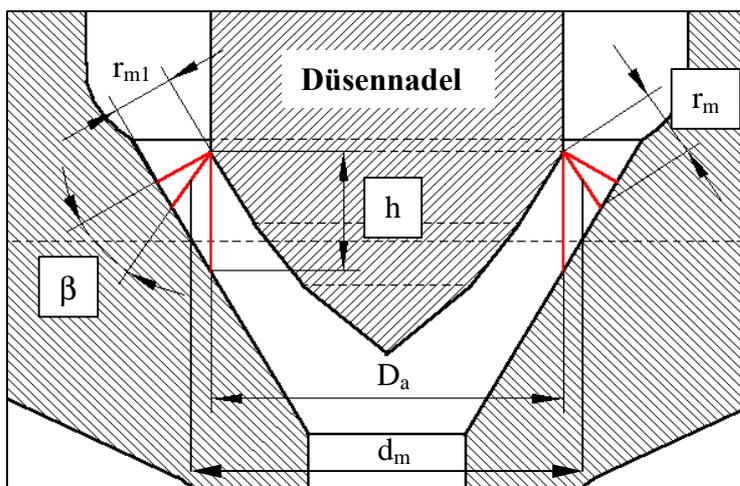
Die Berechnung der Hauptdrosselstelle in Abhängigkeit des Nadelhubes sind in Anlehnung an die Überlegungen von ([109] bis [112]) durchgeführt. Der durchströmte Öffnungsquerschnitt bei einer Einspritzdüse nimmt im Nadeldichtsbereich die Gestalt einer Kegelmantelfläche  $A_m$  an, die sich nach der Guldinschen Regel berechnen lässt.

$$A_m = \pi d_{m1} r_{m1} \quad (\text{A.1})$$



**Bild A.3:** Nadelsitzbereich einer Einspritzdüse

$A_m$  ist das Produkt aus der Streckenlänge  $r_{m1}$  und dem Durchmesser  $d_{m1}$  der gedachten Kreisbahn des Schwerpunkts der Strecke  $r_{m1}$  um die Mittelachse der Einspritzdüse. In der Öffnungs- und Schließphase der Düsennadel bestimmt der engste, freie Querschnitt zwischen Düsennadel und Nadelsitz die Drosselung der Strömung und somit den Druckverlust. Der engste Querschnitt ist nicht durch die Strecke  $r_{m1}$  gekennzeichnet, die senkrecht auf der Sitzfläche im Gehäuse steht, sondern es existiert ein Minimum des Produkts  $A_m = \pi d_{m1} r_{m1}$  mit einer Strecke  $r_m$ , größer als die Strecke  $r_{m1}$ . Die Strecke  $r_m$  weicht um den Winkel  $\beta$  von der Lotrechten auf der Sitzfläche ab. **Bild A.4** zeigt die Strecken, welche zur Berechnung des



**Bild A.4:** Geometrischer Strömungsquerschnitt

engsten Strömungsquerschnitts benötigt werden. Die Strecke  $h$  ist der Nadelhub,  $r_{m1}$  die senkrecht auf der Sitzfläche der Nadel stehende Mantellinie und  $r_m$  ist die um den Winkel  $\beta$  von  $r_{m1}$  abweichende Mantellinie des engsten Querschnitts.  $d_m$  ist der Abstand der Schwerpunkte der Strecken  $r_m$ .

Die Berechnung des engsten Querschnitts wird anhand **Bild A.5** beschrieben. Es gelten die Geometrischen Beziehungen:

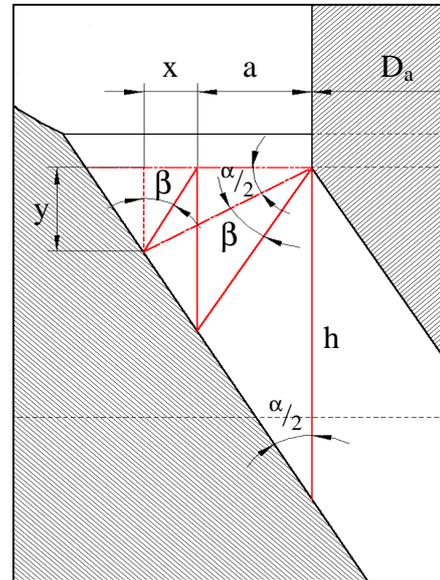
$$d_m = D_a + a \quad \text{(I)}$$

$$r_{m1} = h \sin \frac{\alpha}{2} \quad \text{(II)}$$

$$\Rightarrow x + a = h \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2} \quad \text{(III)}$$

$$y = h \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad \text{(IV)}$$

$$\Rightarrow x = \tan \beta h \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad \text{(V)}$$



**Bild A.5:** Geometriegrößen im Nadeldichtsitz

**III** und **V** in **I** ergibt

$$d_m = D_a + a = D_a + h \left( \sin \frac{a}{2} \cos \frac{a}{2} - \tan \beta \sin^2 \frac{a}{2} \right) \quad \text{(VI)}$$

mit 
$$r_m = \frac{h \sin \frac{a}{2}}{\cos \beta} \quad \text{(VII)}$$

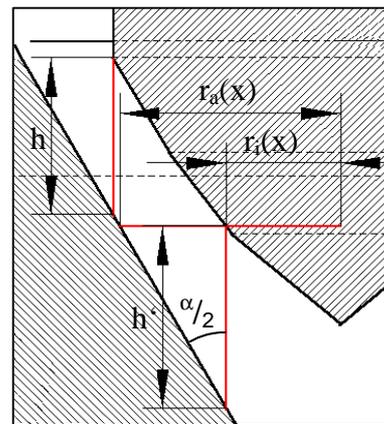
berechnet sich der engste Querschnitt nach Guldinscher Regel mit **(A.1)** zu:

$$A_m = \pi d_m r_m = \frac{\pi D_a h \sin \frac{\alpha}{2}}{\cos \beta} \left( 1 + \frac{h}{D_a} \left( \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2} - \tan \beta \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) \right) \quad \text{(A.2)}$$

Der Winkel  $\beta$  kann iterativ bzw. differentiell bestimmt werden. Für die Variable  $h$  ist der Nadelhub nur an der Stelle des tatsächlichen Dichtsitzes einzusetzen. Um den Querschnittsverlauf entlang der Nadelkontur zu berechnen ist bei vergrößertem Nadelspitzenwinkel dem Hub der Offset der Nadel  $h'$  nach **Bild A.6** im geschlossenen Zustand hinzuzurechnen. Dieser berechnet sich an jeder Stelle  $x$  der Nadel mit  $r_a(x)$  als dem Radius des Kegelsitzes und  $r_i(x)$  als Radius der Nadel zu:

$$h' = \frac{r_a(x) - r_i(x)}{\tan \frac{\alpha}{2}} \quad (\text{A.3})$$

Diese Berechnungsmethode ist solange gültig, bis die Stelle  $x$  erreicht wird, an der keine Höhe  $h'$  mehr existiert, das heißt, die in **Bild A.6** eingezeichnete Linie  $h'$  auf dem untersten Punkt der Sitzfläche steht. Dies ist der Fall, wenn  $r_i(x)$  gleich dem Sacklochdurchmesser ist.



**Bild A.6:** Nadeloffset

# Literaturverzeichnis

- [1] **Potz D., Christ W., Dittus B.,** *Diesel Nozzle – the Determining Interface Between Injection System and Combustion Chamber*, THIESEL 2000
  
- [2] **Öing H., Koyanagi K., Maly R. R., Renner G., Stotz M.,** *Einfluss von Einspritzverlauf und Düsenauslegung auf das Brennverhalten bei Pkw Common Rail Einspritzung*, IV Tagung Motorische Verbrennung, Haus der Technik Essen, S. 185-194, 1999
  
- [3] **Fath A.,** *Charakterisierung des Strahlaufbruch Prozesses bei der instationären Druckzerstäubung*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1997
  
- [4] **Schwarz V., König G.,** *Influence of the injector control on spray propagation, mixture formation and combustion of heavy duty diesel engines*, IMechE, S492/S3/99, 1999
  
- [5] **Hasegawa T., Matsui K., Iwasaki T., Kobayashi T., Matsumoto Y.,** *Injection Characteristics and Spray Features of the Variable Orifice Nozzle (VON) for Direct Injection Diesel Engines*, SAE-980807, 1998
  
- [6] **Patterson M. A., Kong S.-C., Hampson G. J., Reitz R. D.,** *Modelling the Effects of Fuel Injection Characteristics on Diesel Engine Soot and NOx Emissions*, SAE-940523, 1994
  
- [7] **Ueki S., Miura A.,** *Effect of difference of high pressure fuel injection systems on exhaust emissions from HDDI diesel engine*, JSAE-9936850, 1999
  
- [8] **Schwarz V., König G., Blessing M., Busch R.,** *Einfluss von Einspritzverlaufssteuerung und Form des Einspritzdruckverlaufs auf Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffbildung bei Heavy-Duty Dieselmotoren*, Haus der Technik, V Tagung, 13. & 14.03.2001

- [9] **Ohnesorge W.**, *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*, Zeitschrift f. angew. Math. und Mech., Bd. 16, S. 355-358, 1936
- [10] **Lefebvre A. H.**, *Atomization and Sprays*, Hemisphere Publ. Corp., ISBN 0-89116-603-3, 1989
- [11] **Reitz R. D., Bracco F. V.**, *Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets*, Encyclopaedia of Fluid Mechanics, S. 233-249, 1986
- [12] **Poola R., Powell C. F., Yue Y., Gupta S., McPherson A., Wang J.**, *Development of a Quantitative Measurement of a Diesel Spray Core Using Synchrotron X-Rays*, ICLASS, CA, USA, 2000
- [13] **Fath A., Münch K.-U., Leipertz A.**, *Spray Break-Up Process of Diesel Fuel Investigated Close to the Nozzle*, ICLASS, Korea, 1997
- [14] **Reitz R. D., Diwakar R.**, *Structure of High-Pressure Fuel Spray*, SAE-870598, 1987
- [15] **Yule A. J., Salters D. G.**, *On the Distance Required to Atomize Diesel Sprays Injected from Orifice-Type Nozzles*, IMechE, 209, S. 217-226, 1995
- [16] **Eifler W.**, *Untersuchungen zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahls im Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematographie*, Dissertation, Universität Kaiserslautern, 1990
- [17] **Bergwerk W.**, *Flow pattern in diesel nozzle spray holes*, Proc. IMechE, Vol. 173, Nr. 25, S. 655-660, 1959
- [18] **Reitz R. D., Bracco F. V.**, *Mechanism of Atomization of a Liquid Jet*, Phys. Fluids 25 (10), S. 1730-1742, 1982

- [19] **Chaves H., Knapp M., Kubitzek A., Obermeier F., Schneider T.,** *Experimental Study of Cavitation in the Nozzle of Diesel Injectors Using Transparent Nozzles*, SAE-950290, 1995
- [20] **Heimgärtner C.,** *Experimentelle Untersuchung des Primärzerfalls bei der dieselmotorischen Einspritzung*, Abschlussbericht FVV-Vorhaben Nr. 685, 2000
- [21] **Fath A., Fettes C., Leipertz A.,** *Investigation of the Diesel Spray Break-Up Close to the Nozzle at Different Injection Conditions*, COMODIA, 1998
- [22] **Heimgärtner C., Leipertz A.,** *Investigation of Primary Diesel Spray Breakup Close to the Nozzle of a Common Rail High Pressure Injection System*, ICLASS, USA, 2000
- [23] **Badock C.,** *Untersuchung zum Einfluss der Kavitation auf den primären Strahlzerfall bei der dieselmotorischen Einspritzung*, Dissertation, TU Darmstadt, 1999
- [24] **Badock C., Wirth R., Kampmann S., Tropea C.,** *Fundamental Study of the Influence of Cavitation on the Internal Flow and Atomization of Diesel Sprays*, ILASS-Europe, 1997
- [25] **Bunnell R. A., Heister S. D., Yen C., Collicott S.,** *Numerical Modeling of Cavitating Slot Flows*, ILASS-America, S. 316-320, 1998
- [26] **Dumont N., Simonin O., Habchi C.,** *Cavitating Flow in Diesel Injectors and Atomization: a Bibliographical Review*, ICLASS, USA, 2000
- [27] **Wu K.-J., Reitz R. D., Bracco F. V.,** *Measurements of drop size at the spray edge near the nozzle in atomising liquid jets*, Phys. Fluids 29 (4), S. 941-951, 1986

- 
- [28] **Tillner W., Fritsch H.**, *Vermeidung von Kavitationsschäden*, expert-Verlag, ISBN 3-8169-0420-3, 1990
- [29] **Trevena D.H.**, *Cavitation & Tension in Liquids*, Adam & Hilger Verlag, 1987
- [30] **Knapp R. T., Daily J. W., Hammitt F. G.**, *Cavitation*, McGraw-Hill, New York, 1970
- [31] **Isay W.H.**, *Kavitation*, Buch, Schifffahrts-Verlag „Hansa“ C. Schroedter & Co. Hamburg, 1981
- [32] **Rood E. P.**, *Review Mechanisms of Cavitation Inception*, Journal Fluids Engineering 113, S. 163-175, 1991
- [33] **Plesset M. S.**, *Tensile strength of liquids*, California Institute of Technology, Rep. 85-47, 1969
- [34] **Robertson J. M., Wislicenus G. F.**, *Cavitation state of knowledge*, Buch, ISBN-0-317-29952-2, 1969
- [35] **Young F. R.**, *Cavitation*, McGraw-Hill Book, 1989
- [36] **Lauterborn W., Ohl C.-D.**, *Cavitation bubble dynamics*, Ultrasonics Sonochemistry 4, S.65-75, 1997
- [37] **Lauterborn W.**, *Kavitation durch Laserlicht*, Acustica, Vol. 31, No. 2, 1974
- [38] **Thoma D.**, *Die Kavitation bei Wasserturbinen*, Hydraulische Probleme, VDI-Verlag, S. 65-74, 1924
- [39] **Thoma D.**, *Die experimentelle Forschung im Wasserkraftfach*, Z-VDI, Bd. 69, Nr. 11, S. 329-334, 1925

- [40] **Spurk J. H.**, *Dimensionsanalyse in der Strömungslehre*, Springer Verlag, ISBN-3-540-54959-5, 1992
- [41] **Nurick W. H.**, *Orifice cavitation and its effect on spray mixing*, Journal of Fluids Engineering Vol.98, 1976
- [42] **Schmidt D. P., Corradini M. L.**, *One-dimensional analysis of cavitating orifices*, ILASS San Francisco, 1996
- [43] **Schmitt T.**, *Untersuchung zur stationären und instationären Strömung durch Drosselquerschnitte in Kraftstoffeinspritzsystemen von Dieselmotoren*, Forschungsbericht Nr. 2-226/2, IMH München, 1966
- [44] **Merker G. P., Baumgarten C.**, *Fluid- und Wärmetransport Strömungslehre*, Teubner Verlag, ISBN 3-519-06385-9, 2000
- [45] **Schmidt D. P., Su T.-F., Goney K.H., Farrell P. V., Corradini M.L.**, *Detection of cavitation in fuel Injektor nozzles*, 8th International Symposium on Transport Phenomena in Combustion, San Francisco, 1995
- [46] **Knox-Kelecy A. L., Farrell P. V.**, *Internal Flow in a Scale Model of a Diesel Fuel Injector Nozzle*, SAE-922308, 1992
- [47] **Hiroyasu H., Arai M., Shimizu M.**, *Break-Up Length of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle*, ICLASS, 1991
- [48] **Reitz R. D.**, *Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet*, Diss., Princeton Universität, 1978
- [49] **Ohrn T. R., Senser D. W., Lefebvre A. H.**, *Geometric Effects on Spray Cone Angle for Plain-Orifice Atomizers*, Atomization and Sprays, Vol. 1, Nr. 2, 1991
- [50] **Gelalles A. G.**, *Coeffizient of Discharge of Fuel Injection Nozzles for Compression-Ignition Engines*, NACA Technical Memo 373, 1931

- [51] **Bode J.**, *Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitsfreistrahlen*, Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen, 1991
- [52] **Ruiz F.**, *A Few Useful Relations For Cavitating Orifices*, Proc. ICLASS, 1991
- [53] **Grein H.**, *Kavitation - eine Übersicht*, Sulzer-Forschungsheft, 1974
- [54] **Radek U.**, *Kavitationserzeugte Druckimpulse und Materialzerstörung*, Acustica Vol. 26, S. 270-283, 1972
- [55] **Göschel B.**, *Untersuchungen von Verschleißerscheinungen an Einspritzdüsen*, FVV Bericht, R245, 1974
- [56] **Prescher K., Schaffitz W.**, *Verschleiß von Kraftstoff-Einspritzdüsen für Dieselmotoren infolge Kraftstoffkavitation*, MTZ 40, 1979
- [57] **Eickmann G.**, *Maßstabeffekte bei der beginnenden Kavitation*, Dissertation, TU München, 1991
- [58] **Daily J.W., Johnson V.E.**, *Turbulence and Boundary Layer Effects on Cavitation Inception from Gas Nuclei*, Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, 1956
- [59] **Heckle M.**, *Zweiphasenströmung Gas/Flüssigkeit durch Drosselorgane*, Bericht, VDI-Forschungsheft, Reihe 3, Nr.35, 1970
- [60] **Lichtarowicz A., Pearce I. D.**, *Cavitation and aevation effects in long orifices*, C161/74 IMechE, S. 129-144, 1974
- [61] **Lichtarowicz A., Duggins R. K., Markland E.**, *Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices*, JMES, Vol. 7, No. 2, 1965

- [62] **AVL**, *Cavitation in Model Nozzles*, Spray research consortium, Graz, 23.07.1998
- [63] **Schmidt D. P., Rutland C. J., Corradini M. L., Roosen P. Genge O.**, *Cavitation in Two-Dimensional Asymmetric Nozzles*, SAE-990518, 1999
- [64] **Roosen P., Genge O.**, *Optische Untersuchung von Kavitationsfluktuationen in einer planaren, nicht-achsensymmetrischen Düse*, Spray'98, 1998
- [65] **Roosen P., Kluitmann S.**, *Entwicklung und Einsatz eines Laser-Doppelpulsverfahrens zur optischen Untersuchung der Dynamik von Kavitationserscheinungen in einer schnell durchströmten, planaren Düse*, Workshop FZR-204, Forschungszentrum Rossendorf, 1997
- [66] **Roosen P., Behmann M., Unruh O.**, *Optische Untersuchung von Kavitationserscheinungen in einer schnell durchströmten, quasi-zweidimensionalen Düse*, 3. Workshop über Sprays, Erfassung von Sprühvorgängen und Techniken der Fluidzerstäubung, 1997
- [67] **Roosen P., Unruh O., Behmann M.**, *Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles*, ISATA June 1997, Florenz (I), 1997
- [68] **Kluitmann S., Roosen P., Knoche K.-F.**, *Untersuchung und Modellierung des transienten Verhaltens von Kavitationserscheinungen bei ein- und mehrkomponentigen Kraftstoffen in schnell durchströmten Düsen*, Bericht, 1994
- [69] **Dan T., Yamamoto T., Senda J., Fujimoto H.**, *Effect of Nozzle Configuration for Characteristics of Non-Reacting Diesel Fuel Spray*, SAE-970355, 1997
- [70] **Fujimoto H.**, *Fuel flow measurements in a 2-magnified model nozzle*, Bericht, Doshisha Universität, Kyoto, 1999

- [71] **Afzal H., Arcoumanis C., Gavaises M., Kampanis N.,** *Internal Flow in Diesel Injector Nozzles - Modelling and Experiments*, IMechE, S492/S2/99, 1999
- [72] **Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M., Kampanis N., Horrocks R.,** *Investigation of Cavitation in Vertical Multi-Hole Injector*, SAE-990524, 1999
- [73] **Arcoumanis C., Gavaises M., Nouri J., Abdul-Wahab E., Horrocks R. W.,** *Analysis of the Flow in the Nozzle of a Vertical Multi Hole Diesel Engine Injektor*, SAE-980811, 1998
- [74] **Date K., Nobechi H., Kano H., Kato M., Oya T.,** *Experimental Analysis on Fuel Flow Characteristics in the Nozzle for Direct Injection Engines*, SAE-931002, 1993
- [75] **Kato M., Kano H., Date K., Oya T., Niizuma K.,** *Flow Analysis in Nozzle Hole in Consideration of Cavitation*, SAE-970052, 1997
- [76] **Kim J.-H., Nishida K., Yoshizaki T., Hiroyasu H.,** *Characterisation of Flows in the Sac Chamber and the Discharge Hole of D.I. Diesel Injection Nozzle by Using a Transparent Model Nozzle*, SAE-972942, 1997
- [77] **Melcher K., Kamaroff I.,** *Experimentelle Untersuchung der Strömung durch Dieseleinspritzdüsen im stationär betriebenen Großmodell*, Bosch Technische Berichte, 1976
- [78] **Soteriou C., Andrews R., Smith M.,** *Further Studies of Cavitation and Atomization in Diesel Injection*, SAE-991486, 1999
- [79] **Soteriou C., Smith M., Andrews R., Torres N., Sankhalpara S.,** *Some characteristics of variable orifice nozzle geometries for diesel injection*, IMechE, S492/S13/99, 1999

- [80] **Soteriou C., Smith M., Andrews R.,** *Diesel injection - laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices*, IMechE, C529/018/98, 1998
- [81] **Soteriou C., Andrews R., Smith M.,** *Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydraulic Flip on Atomization*, SAE-950080, 1995
- [82] **Soteriou C., Smith M., Andrews R.J.,** *Cavitation, hydraulic flip and atomization in direct injection diesel sprays*, IMechE, C465/051/93, 1993
- [83] **Johnson G. J.,** *Develop a hydraulic model to simulate fuel flow in the tip of a diesel engine fuel injector*, General Motors Engg., 1964
- [84] **Arai M., Shimizu M., Gakumasawa H., Hiroyasu H.,** *Attitude of a High Speed Liquid Jet Controlled by Internal Cavitation in a Nozzle*, ICLASS, 1994
- [85] **Arai M., Shimizu M., Hiroyasu H.,** *Break-Up Length and Spray Formation Mechanism of High Speed Liquid Jet*, ICLASS, 1988
- [86] **Chaves H., Obermeier F.,** *Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of transparent diesel injection nozzle*, ILASS-Europe, 1998
- [87] **Bode J., Chaves H., Obermeier F., Schneider T.,** *Influence of Cavitation in a Turbulent Nozzle Flow on Atomization and Spray Formation of a Liquid Jet*, Proceedings Sprays and Aerosols, 1991
- [88] **Nishida K., Ceccio S., Assanis D., Tamaki N., Hiroyasu H.,** *Characterization of cavitation flow in a simple hole nozzle*, ICLASS, 1997

- [89] **Tamaki N., Shimizu M., Nishida K., Hiroyasu H.,** *Effects of cavitation and internal flow on atomization of a liquid jet*, Atomization and Sprays, Vol. 8, 1998
- [90] **Tamaki N., Nishida K., Hiroyasu H., Shimizu M.,** *Effects of the internal flow in a nozzle hole on the breakup processes of a liquid jet*, ICLASS-97, Seoul, Korea, 1997
- [91] **Tamaki N., Nishida K., Hiroyasu H., Shimizu M.,** *Effects of the internal flow in a nozzle hole on the breakup processes of a liquid jet*, ILASS, 1996
- [92] **Zhen H., Yiming S., Shiga S., Nakamura H., Karasawa T.,** *The orifice flow pattern, pressure characteristics, and their effects on the atomization of fuel containing dissolved gas*, Atomization and Sprays, Vol. 4, 1994
- [93] **Badock C., Wirth R., Fath A., Leipertz A.,** *Application of Laser Light Sheet Technique for the Investigation of Cavitation Phenomena in Real Size Diesel Injection Nozzles*, ILASS-Europe, 1998
- [94] **Walther J., Schaller J. K., Wirth R., Tropea C.,** *Investigation of Internal Flow in Transparent Diesel Injection Nozzles using Fluorescent Particle Image Velocimetry (FPIV)*, ICLASS, 2000
- [95] **Arcoumanis C., Badami M., Flora H., Gavaises M.,** *Cavitation in Real-Size Multi-Hole Diesel Injector Nozzles*, SAE-001249, 2000
- [96] **Meier G. E. A., Chaves H., Bode J.,** *The Influence of Cavitation on the Spray Formation of Diesel Injection Nozzles*, IMechE, C399/13, 1989
- [97] **Renner G., Maly R. R.,** *Moderne Verbrennungsdiagnostik für die dieselmotorische Verbrennung*, Dieselmotorentchnik 98, Band 553, expert-Verlag, S. 174-188, 1998

- [98] **Naumann H., Schröder G.**, *Bauelemente der Optik*, Hanser Verlag München, ISBN 3-446-17036-7, 1992
- [99] **PCO Computer Optics GmbH**, *Einführung in die CCD-Technologie*, <http://www.pco.de>
- [100] **Born M., Wolf E.**, *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford, 1991
- [101] **Schröder G.**, *Technische Optik*, Vogel Verlag, ISBN 3-8023-0067-X, 1987
- [102] **Hügel H.**, *Strahlwerkzeug Laser*, Teubner Studienbücher Maschinenbau, ISBN 3-519-06134-1, 1992
- [103] **Grogger H. A., Alajbegovic A.**, *Calculation of the Cavitating Flow in Venturi Geometries using Two Fluid Model*, FEDSM98-5295, 1998
- [104] **Ohrn T. R., Senser D. W., Lefebvre A. H.**, *Geometrical Effects on Discharge Coefficients for Plain-Orifice Atomizers*, *Atomization and Sprays*, Vol. 1, S. 137-153, 1991
- [105] **Ruiz F., Chigier N.**, *Parametric experiments on liquid jet atomization spray angle*, *Atomization and Sprays*, Vol. 1, S. 23-45, 1991
- [106] **Gwinner D.**, *Sonderprobleme von Verbrennungskraftmaschinen Teil B*, Vorlesungsskript Universität Karlsruhe (TH), 1996
- [107] **Robert Bosch GmbH**, *Produktübersicht Einspritztechnik Diesel: Speichereinspritzung Common Rail*, <http://www.bosch.de/k/de/products/>
- [108] **Robert Bosch GmbH**, *Diesel-Speichereinspritzsystem Common Rail*, Technische Unterrichtung, Ausgabe 97/98, Bestell Nr. 1987722054

- [109] **Hardenberg H.**, *Betrachtungen zur Geometrie von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren*, MTZ-48, 1987
- [110] **Hardenberg H.**, *Die Nadelhubabhängigkeit der Durchflußbeiwerte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren*, MTZ-46, 1985
- [111] **Hardenberg H.**, *Die geometrischen Strömungsquerschnitte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren*, MTZ-45, 1984
- [112] **Hardenberg H.**, *Die Berechnung des freien Öffnungsquerschnitts von Kegelventilen*, MTZ-30, 1969

# Lebenslauf

## PERSÖNLICHE DATEN

---

- Name: Roger Busch
- Geburtsdatum: 23.09.1972
- Geburtsort: Mannheim
- Familienstand: ledig

## SCHULAUSBILDUNG

---

- 1979-1983  
Grundschule Heddesheim
- 1983-1992  
Carl-Benz-Gymnasium Ladenburg

## STUDIUM

---

- 10/1992-02/1998  
Universität Karlsruhe (TH), Studiengang Allgemeiner Maschinenbau
- 05/1997-10/1997  
Diplomarbeit bei der Daimler Benz AG in Stuttgart, Abt. FT1/TV

## TÄTIGKEIT

---

- 03/1998-02/2001  
Doktorand bei der DAMILERCHRYSLER AG in Stuttgart, Abt. FT1/MN
- seit 03/2001  
Mitarbeiter der Robert Bosch GmbH

Stuttgart, im März 2001