

# Simulation des Sprayverhaltens und der Gemischbildung im direkteinspritzenden Ottomotor

Vom Fachbereich Maschinenbau  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Alexander Wolf

geboren am 16. März 1973 in Berlin-Schmargendorf

2000

Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Gietzelt  
Tag der Prüfung: 20. November 2000

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während und neben meiner Tätigkeit im Ressort Forschung und Technologie der DaimlerChrysler AG.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker für seine Bereitschaft, die wissenschaftliche Betreuung für diese Arbeit zu übernehmen und seine wohlwollende Unterstützung.

Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Manfred Gietzelt danke ich herzlich für sein Interesse an der Arbeit und die freundliche Übernahme des Korreferats.

Frau Dr.-Ing. Petra Stapf danke ich für die konstruktiven Gespräche. Ihre wertvollen Anregungen haben wesentlich zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen. Für die vielfältige Unterstützung bei der Durchführung von Untersuchungen, Auswertungen und für die anregenden Diskussionen danke ich den Herren Dr.-Ing. Frank Otto, Dr.-Ing. Heinz Öing, Dipl.-Ing. Rüdiger Steiner, Dipl.-Ing. Lothar Herrmann, Dipl.-Ing. Mark Prinz, Dipl.-Ing. Christian Krüger und Dipl.-Ing. Thomas Mayer.

Allen Kollegen und Mitarbeitern des Ressorts Forschung und Technologie der DaimlerChrysler AG und des Instituts für Technische Verbrennung der Universität Hannover, die mich in vielfältiger Weise unterstützt haben, gilt mein herzlicher Dank.

Alexander Wolf

Stuttgart, im Juli 2000



## Kurzfassung

Die Entwicklung verbrauchsarmer Konzepte für Verbrennungsmotoren ist gemeinsames Forschungs- und Entwicklungsziel der Automobilindustrie. Die Benzin-Direkteinspritzung gilt dabei als wirksamste Einzelmaßnahme, da sie bei geeigneter Abstimmung des Brennverfahrens im Teillastbereich den kraftstoffsparenden Betrieb mit Ladungsschichtung gestattet. Die Ergebnisse der zur Unterstützung der Brennverfahrensentwicklung eingesetzten Simulationsprogramme sind abhängig von der Qualität der Annahmen, die den Modellen zugrunde liegen. Die Anfangs- und Randbedingungen, die rechnerisch oder im Experiment bestimmt werden, spielen ebenfalls eine entscheidende Rolle.

Die vorliegende Untersuchung befasste sich zunächst mit der Simulation der Einspritzsystemhydraulik für verschiedene Injektorkonzepte in einer dem Motorbetrieb entsprechenden Konfiguration. Dabei wurden Injektoren mit nach innen und nach außen öffnender Düse sowie Magnet- bzw. Piezoantrieb betrachtet. Die Simulation zeigte eindeutig vom Injektorkonzept abhängige Eigenschaften des Einspritzverhaltens. Bei weiteren Berechnungen wurden Abweichungen der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit des Strahls in den Brennraum von mehr als  $\pm 10\%$  von einem angenommenen trapezförmigen Ersatzverlauf festgestellt.

In einem zweiten Schritt wurde ein objektorientiertes Konzept für ein Strahlmodell nach einem Euler/Lagrange-Ansatz entwickelt. Die Implementierung ist modular aufgebaut und erlaubt eine leichte Kopplung von Teilmodellen. Bei Annahme einer aus der Hydrauliksimulation bestimmten variablen Eintrittsgeschwindigkeit wurde eine sehr gute Übereinstimmung der berechneten Eindringtiefe des Strahls mit dem Experiment erzielt.

Zum besseren Verständnis der Vorgänge in komplexen realen Sprays wurde das instationäre Verdampfungsverhalten von Tropfengruppen bei den für den Schichtladebetrieb zutreffenden Randbedingungen untersucht. Wesentlicher Bestandteil war dabei die Anwendung der „Chimera“-Gittertechnik zur Berechnung von Vorgängen bei der Gemischbildung in Verbrennungskraftmaschinen. Als entscheidende Größen für den Verdampfungsprozess wurden dabei die Spraydichte, die Tropfengröße und die Brennraumtemperatur identifiziert. Das Chimera-Verfahren hat sich zur Simulation und Untersuchung von Tropfengruppen, die Teilbereiche von Einspritzstrahlen darstellen, bewährt. Nach einer ausführlichen Parametervariation können Korrekturfaktoren für die Verdampfungsmodelle in aktuellen Spraysimulationen abgeleitet werden, die lokale Randbedingungen der Tropfen im dichten Spray bei ihrer Verdampfung berücksichtigen.



# Abstract

Development of new concepts for combustion engines with lower fuel consumption is a common goal of the automotive industry. Gasoline Direct Injection (GDI) appears to be the most effective means to reduce fuel consumption, as its stratified charge combustion strategy allows a very efficient part-load operation. However, application of this strategy to real engines is difficult. Computer simulation is used to aid the development process. Good knowledge of initial and boundary conditions are essential for the simulation to produce useful results.

In this work, the hydraulic behaviour of the injection system for GDI-engines was simulated for different concepts of the injector itself. The injectors have outward and inward opening needles. The needle is driven either by a solenoid coil or a piezo stack. Simulation shows that the opening direction and the needle actuator have influence on the injection behaviour. Significant differences of more than  $\pm 10\%$  in the mean injection velocity have been calculated.

In a next step, an object-oriented concept for a spray model following an Eulerian-Lagrangian theory has been developed. The implementation is modular and can be coupled easily with various physical models for testing. Setting the calculated fluid velocity as initial condition in this spray model shows a much better agreement with experimental results than taking a linear approach for the velocity of the fluid.

For a better understanding of processes in a complex, real spray the evaporation behaviour of groups of interacting droplets has been examined by using a multi-grid Chimera code. The droplet distance, size and the combustion chamber temperature prove to be the most important parameters to the evaporation of close arrays of droplets. After a parameter study one can identify the factors that should be implemented in today's spray models to take account for the effect of the local environment of droplets in a dense spray on their evaporation.

Schlagworte: Benzin-Direkteinspritzung, Einspritzsystem, Mehrgitter-Verfahren

Keywords: Gasoline Direct Injection, Injection System, Multi-Grid Code



# Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	III
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Problemstellung und Zielsetzung</b>	<b>3</b>
2.1 Prinzip der Benzin-Direkteinspritzung . . . . .	3
2.2 Brennverfahren für die Benzin-Direkteinspritzung . . . . .	5
2.3 Prozess der Gemischbildung . . . . .	7
2.4 Zielsetzung . . . . .	8
<b>3 Spraysimulation</b>	<b>10</b>
3.1 Simulation der Einspritzsystemhydraulik . . . . .	10
3.1.1 Untersuchte Injektorvarianten . . . . .	10
3.1.2 Beurteilung des Einspritzverhaltens . . . . .	13
3.1.3 Anfangsbedingungen für Spraymodelle . . . . .	16
3.2 Theorie der Spraymodellierung . . . . .	18
3.2.1 Theoretische Beschreibung der Tropfenverdunstung . . . . .	18
3.2.2 Modellierung von Zweiphasenströmungen . . . . .	22
3.3 Modellierung des Einspritzstrahls . . . . .	24
3.3.1 Erhaltungsgleichungen des Spraymodells . . . . .	24
3.3.2 Objektorientierter Systementwurf und Implementierung . . . . .	32
3.3.3 Vergleich mit Experiment . . . . .	36

<b>4</b>	<b>Untersuchung von Tropfenkollektiven</b>	<b>38</b>
4.1	Grundlagen . . . . .	38
4.1.1	Mehrgitterverfahren – Chimera-Technik . . . . .	39
4.1.2	Thermodynamische Randbedingungen im Motor . . . . .	44
4.2	Simulationsmodell . . . . .	47
4.2.1	Annahmen für das Modell . . . . .	47
4.2.2	Erhaltungsgleichungen . . . . .	49
4.2.3	Verifikation des Rechenmodells . . . . .	51
4.2.4	Untersuchung der Gitterabhängigkeit . . . . .	52
4.3	Durchgeführte Untersuchungen und Diskussion . . . . .	53
4.3.1	Interaktion im Tropfenkollektiv . . . . .	53
4.3.2	Variation der Parameter . . . . .	67
4.3.3	Einfluss auf die Verdampfung dichter Sprays . . . . .	73
4.3.4	Einfluss auf die Gemischbildung . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>79</b>
<b>A</b>	<b>Simulation der Einspritzsystemhydraulik</b>	<b>83</b>
A.1	Das Simulationsprogramm ISIS . . . . .	83
A.2	Modellierung des Einspritzsystems . . . . .	83
A.3	Modellverifikation . . . . .	88
<b>B</b>	<b>Turbulenzlängen in motorischen Strömungen</b>	<b>89</b>
<b>C</b>	<b>Druckkorrekturverfahren</b>	<b>91</b>
<b>D</b>	<b>Methode zur Auswertung von DNS-Daten</b>	<b>94</b>
<b>E</b>	<b>Berechnung einer lokalen Luftzahl</b>	<b>96</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

# Nomenklatur

Symbol	Einheit	Bedeutung
$A$	$\text{m}^2$	Fläche
$A_D$	$\text{m}^2$	projizierte Tropfenfläche
$A_S$	$\text{m}^2$	Tropfenoberfläche
$b_m$	–	Brennstoffmassentransferparameter
$c_W, c_D, c_R$	–	Widerstandsbeiwerte
$c_p$	$\frac{\text{ergs}}{\text{g}\cdot\text{K}}$	Wärmekapazität
$\mathcal{D}$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	Diffusionskoeffizient
$d$	m	Durchmesser
$\bar{d}$	m	mittlerer Tropfenabstand
$E$	$\frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$	Elastizitätsmodul
$F$	N	Kraft
$\Delta H_v$	$\frac{\text{ergs}}{\text{g}}$	Verdampfungsenthalpie
$h$	m	Nadelhub
$i, j, k$	–	Gitter-Index
$K_v$	$\frac{\text{mm}^2}{\text{s}}$	Verdampfungsrate
$l$	m	Länge
$n$	–	Tropfenanzahl
$M$	$\frac{\text{kg}}{\text{mol}}$	Molmasse
$m$	kg	Masse
$\dot{m}$	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Massenstrom
$p$	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	Druck
$p_c$	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	kritischer Druck
$\dot{Q}$	$\frac{\text{erg}}{\text{s}}$	Wärmestrom
$R$	$\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	Gaskonstante
$r$	m	Radius
$\bar{r}$	m	mittlerer Radius
$T$	K	Temperatur
$T_b$	K	Siedetemperatur
$T_c$	K	kritische Temperatur
$T_S$	K	Tropfenoberflächentemperatur
$T_\infty$	K	Temperatur der weiteren Umgebung

Symbol	Einheit	Bedeutung
$t$	s	Zeit
$\bar{u}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	mittlere Geschwindigkeit
$\vec{v}, u, v, w$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeiten
$V$	$\text{m}^3$	Volumen
$\dot{V}$	$\frac{\text{m}^3}{\text{s}}$	Volumenstrom
$X$	–	Molenbruch
$Y$	–	Massenbruch
$x, y, z$	m	kartesische Koordinaten
$\alpha$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$	Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Stoffübertragungskoeffizient
$\epsilon$	–	Verdichtungsverhältnis
$\zeta$	–	Einströmreibbeiwert
$\kappa$	–	Polytropenexponent
$\lambda$	–	Rohrreibungsfaktor
$\lambda$	$\frac{\text{W}}{\text{K}\cdot\text{m}}$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	–	Faktor der Einschnürung
$\mu$	$\frac{\text{N}\cdot\text{s}}{\text{m}^2}$	dynamische Viskosität
$\nu$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Viskosität
$\rho$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
$\tau_{ij}$	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	Spannungstensor
$\vec{n}$	–	Normalenvektor
$\vec{t}$	–	Tangentenvektor
$\dot{\omega}$	$\frac{\text{mol}}{\text{m}^3\cdot\text{s}}$	molare Produktionsrate

### Umrechnung von Einheiten

$$1 \text{ atm} = 1.01325 \cdot 10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$$

$$1 \text{ cal} = 4.187 \text{ J}$$

$$1 \text{ dyn} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ N}$$

$$1 \text{ erg} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ J}$$

### Indizes

D Tropfen (*Droplet*)

fl flüssig

vap dampfförmig

# 1 Einleitung

Die Forderung unserer Gesellschaft nach umweltverträglicher Mobilität rückt zwei Ziele in den Mittelpunkt des Interesses: eine allgemeine Absenkung der Schadstoffemission sowie einen verantwortungsvollen Umgang mit der begrenzten Ressource Kraftstoff. Die Automobil-Industrie hat sich aus ökologischen Gesichtspunkten verpflichtet, die streckenbezogenen CO<sub>2</sub>-Emissionen ihrer Fahrzeuge auf Basis der Werte von 1990 bis zum Jahr 2005 um 25% abzusenken.

Der Verbrennungsmotor als Antriebsaggregat für Fahrzeuge wird in den nächsten Jahren nicht vollständig zu ersetzen sein, obwohl die Automobilindustrie seit längerer Zeit die Entwicklung anderer Antriebsarten, wie z.B. der Brennstoffzelle, mit hohem Aufwand vorantreibt. Ziel der Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten ist es daher, neben der Entwicklung wirksamer Systeme zur Abgasnachbehandlung, verbrauchsarme Konzepte für Verbrennungsmotoren zu realisieren.

Zur Verbrauchssenkung von Ottomotoren werden aktuell verschiedene Maßnahmen untersucht. Dazu zählen zum Beispiel das Downsizing mit Hochaufladung oder eine variable Steuerung der Ladungswechselorgane (variable Ventilsteuerung). Als wirksamste Einzelmaßnahme gilt die Benzin-Direkteinspritzung. Sie zeichnet sich durch eine hohe Leistungsausbeute in der Vollast und durch einen reduzierten Kraftstoffverbrauch in der Teillast aus. In ihrer ursprünglichen Form wurde sie ausschließlich zur Leistungssteigerung von Flug- und Rennmotoren unter Beibehaltung des vom Vergaserbetrieb bekannten Brennverfahrens eingesetzt.

Durch eine geeignete Auslegung von Brennraum, Einspritzsystem, Zündkerzenlage und Zündzeitpunkt kann der direkteinspritzende Ottomotor in der Teillast qualitätsgeregelt betrieben werden. Im Teillastbereich wird dann eine Ladungsschichtung durch eine späte Einspritzung des Kraftstoffs in der Kompressionsphase erreicht, so dass der Kraftstoffverbrauch sinkt. Bei Vollast erfolgt die Einspritzung wie beim Motor mit Saugrohreinspritzung in den Ansaugtakt.

Die Realisierung des kombinierten Schicht- und Homogenbetriebs ist mit Blick auf kommende Abgasrichtlinien schwierig. Die aktuellen und zukünftigen gesetzlichen Vorgaben erfordern eine Optimierung des motorischen Verbrennungsprozesses im gesamten Betriebsbereich. Die bisher eingesetzten Einspritzsysteme boten nicht die nötige Flexibilität, um den hohen Anforderungen an die Einspritzsteuerung und Gemischaufbereitung zu genügen. Erst durch die Entwicklung von Common-Rail-Einspritzanlagen für Benzinmotoren wurde die Basis für einen erfolgreichen Einsatz der Benzin-Direkteinspritzung zur Erfüllung der beschriebenen Anforderungen geschaffen.

Beim direkteinspritzenden Ottomotor entstehen durch den wechselnden Einspritzzeitpunkt und die über dem Betriebsbereich des Motors veränderliche Ladungsbewegung variable Umgebungsbedingungen, die eine rein empirische Applikation und Optimierung am Motor verhindern. Das Verständnis über die ablaufenden Mechanismen bei der Gemischbildung ist damit Grundvoraussetzung für die Auslegung eines geeigneten Brennverfahrens.

Bei der Entwicklung von Brennverfahren gehen heute die experimentelle Untersuchung am Prüfstand und die rechnerische Simulation einzelner Vorgänge und des Gesamtsystems Hand in Hand. Die Unterstützung der Systementwicklung durch die Computersimulation erfordert eine möglichst genaue Kenntnis der Rand- und Anfangsbedingungen.

Common-Rail-Systeme stellen durch den hohen Einspritzdruck und daraus resultierende Druckschwankungen besondere Anforderungen an die Auslegung des Einspritzsystems. In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene Injektorkonzepte für Common-Rail-Einspritzsysteme in realitätsnaher Konfiguration modelliert und untersucht. Die unterschiedlichen Eigenschaften der Einspritzsysteme werden im Hinblick auf das simulierte Einspritzverhalten verglichen und beurteilt. Aus den gewonnenen Ergebnissen werden integrale Anfangsbedingungen für die Simulation von Kraftstoffsprays abgeleitet.

Die Ergebnisse der Simulation motorischer Prozesse hängen stark von der Qualität der eingesetzten Modelle ab. In einem zweiten Schritt wird daher ein objektorientiertes Konzept für ein Strahlmodell nach einem Lagrange/Euler-Ansatz entwickelt. Die Implementierung ist modular aufgebaut und gestattet damit eine einfache Kopplung verschiedener Modelle. Die Erprobung neuer Korrelationen wird damit im Vergleich zu konventionellen Programmen wesentlich erleichtert.

In aktuellen Strahlmodellen wird die Verdampfung des Kraftstoffsprays meist durch die Verdampfung von Einzeltropfen simuliert. Die Wechselwirkung zwischen den Tropfen im Spray wird dabei durch empirische Korrekturfaktoren berücksichtigt. In dieser Arbeit wird die Auswirkung der Änderung von Randbedingungen wie Spraydichte und Einspritzzeitpunkt auf das Verdampfungsverhalten mit Hilfe einer direkten numerischen Simulation von Tropfengruppen untersucht und bewertet. Die dabei entwickelten Methoden gestatten es, in Abhängigkeit von Sprayparametern und Umgebungsbedingungen Korrekturfaktoren zu berechnen, die die Interaktion der Tropfen im Spray berücksichtigen.

## 2 Problemstellung und Zielsetzung

### 2.1 Prinzip der Benzin-Direkteinspritzung

Die Benzin-Direkteinspritzung (*BDE*) wurde in den letzten Jahren zum Schwerpunkt für die Weiterentwicklung des Ottomotors auf der Suche nach Maßnahmen zur deutlichen Verbrauchseinsparung. Zur Leistungssteigerung bei Flug- und Rennmotoren wurde die Direkteinspritzung schon 1937 – ohne wesentliche Änderung des vom Vergasermotor bekannten Brennverfahrens – in Deutschland in Serie eingesetzt [22]. Der erste Serieneinsatz in einem Viertakt-Fahrzeugmotor erfolgte 1954 im Mercedes-Benz 300 SL.

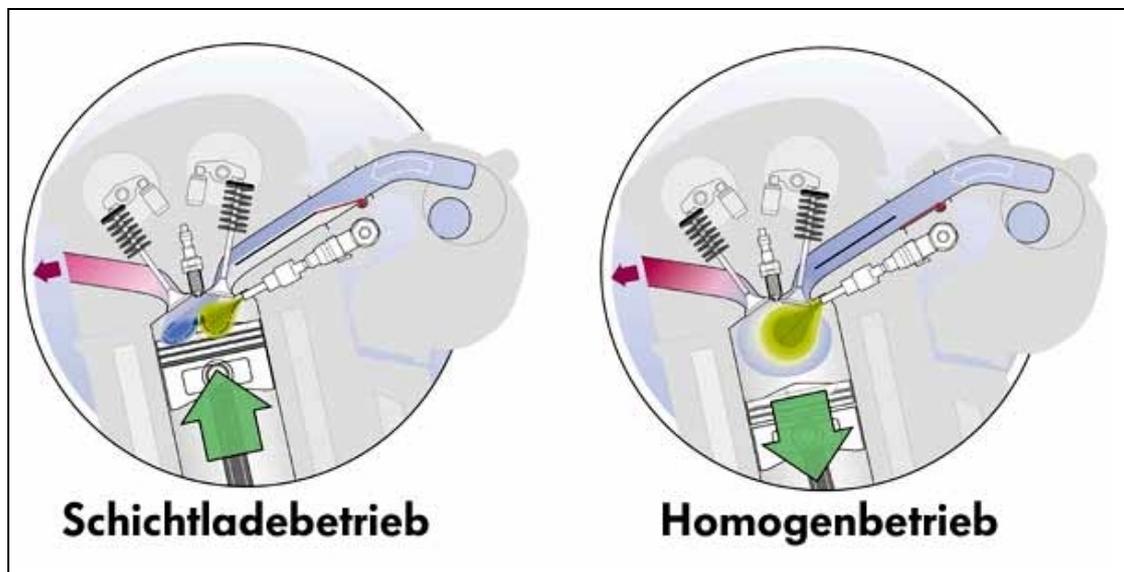


Abbildung 1: Betriebsarten für Otto-Direkteinspritzung [85]

Die Direkteinspritzung erlaubt durch homogene oder geschichtete Gemischbildung (Bild 1) zwei unterschiedliche Betriebsarten, die bezüglich Verbrauch und Emission ausgeprägte Stärken und Schwächen aufweisen [44]. Im niedrigen Lastbereich wird der Motor mit einer kleinen geschichteten Kraftstoffmenge und sehr hohem Luftüberschuss betrieben. Die Schichtung wird durch eine späte Einspritzung kurz vor der Zündung erreicht, wodurch man idealerweise nahe der Zündkerze ein zündfähiges Gemisch erhält, das von einer isolierenden Schicht von Luft und Restgas umgeben ist.

In Bild 2 ist ein – nicht maßstabsgetreues –  $pV$ -Diagramm für einen gedrosselten Ottomotor dargestellt. Die Ladungswechselarbeit entspricht der mit „Verlustarbeit“

bezeichneten Fläche. Der wesentliche Verbrauchsvorteil im ungedrosselten Betrieb liegt darin, dass das Ansaugen bei Umgebungsdruck erfolgt, wodurch die von der Ladungswechselkurve eingeschlossene Fläche und damit die Verlustarbeit sehr klein wird. Außerdem beginnt die Kompression bei einem Druck nahe Umgebungsdruck, so dass ein höherer Kompressionsdruck erreicht wird. Die Nutzarbeit wird damit größer. Im ungedrosselten Betrieb werden Pumpverluste vermieden. Gleichzeitig erhöht sich der thermodynamische Wirkungsgrad, da der Wärmeübergang an die Zylinderwand durch die isolierende Luftschicht vermindert wird.

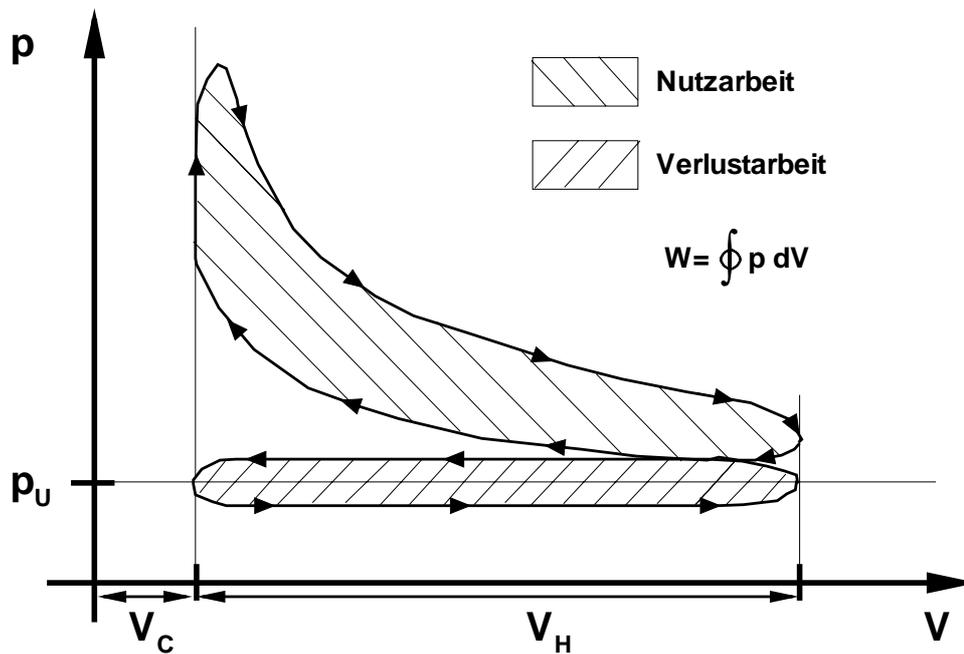
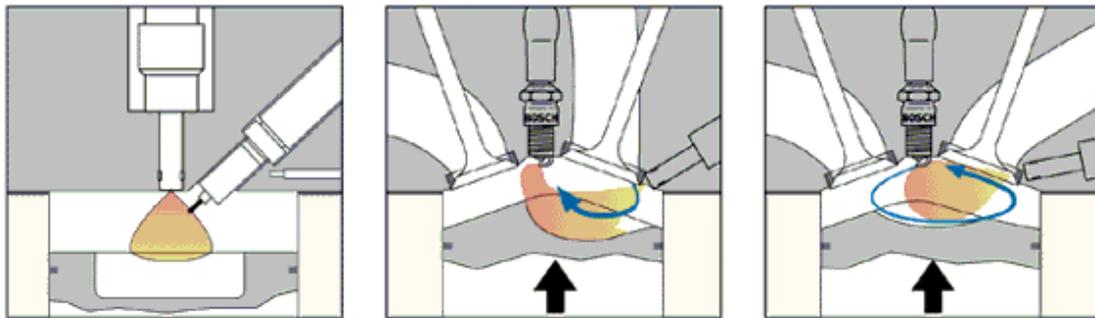


Abbildung 2: Ladungswechselkurve für 4-Ventilmotor

Bei steigender Last und damit steigender Kraftstoffmenge wird die geschichtete Gemischwolke zusehends fetter. Dies führt zu einer Verschlechterung der Abgaszusammensetzung. Insbesondere der Rußausstoß nimmt deutlich zu, da der zur vollständigen Umsetzung benötigte Sauerstoff im Kern des Einspritzstrahls fehlt. Der Motor wird dann von einer Qualitäts- auf eine Quantitätsregelung umgestellt und gedrosselt homogen betrieben, d.h. die Einspritzung erfolgt bereits in den Ansaugtakt des Zylinders, um eine möglichst gute Durchmischung des Kraftstoffes mit der Luft zu erreichen. Auch im Homogenbetrieb besitzt die Direkteinspritzung Vorteile: Drosselklappenverluste werden durch die Gemischbildung im Brennraum weitgehend vermieden. Außerdem kühlt der direkt eingespritzte, fein vernebelte Kraftstoff die ange-

saugte Luft im Brennraum. Das verbessert die Füllung, verringert die Klopfneigung und erlaubt dadurch höhere Verdichtungen und eine spätere Zündung, wodurch der Verbrennungsschwerpunkt nach später verschoben werden kann. Ein weiteres Sparpotenzial ergibt sich im Warmlauf- und Instationärverhalten, da sich kein Kraftstoff an den Saugrohrwänden anlagert und damit eine Beschleunigungsanreicherung entfallen kann.

## 2.2 Brennverfahren für die Benzin-Direkteinspritzung



**Abbildung 3:** Brennverfahren für Otto-Direkteinspritzung [64]

Um Motoren mit Schichtladung zu betreiben, wurden verschiedene Brennverfahren entwickelt. In der Literatur werden die Verfahren zur Ladungsschichtung im Teillastbetrieb meist anhand der Mechanismen klassifiziert, die die Gemischbildung dominieren. Bild 3 zeigt das strahl-, das wand- und das luftgeführte Brennverfahren von links nach rechts.

Bei einer allein auf der Strahldynamik beruhenden Gemischbildung spricht man von einem strahlgeführten Brennverfahren. Die dichte Anordnung von Injektor und Zündkerze bei diesem Verfahren ermöglicht eine sehr kompakte Schichtung des eingespritzten Kraftstoffs, so dass der Motor mit sehr hohem Luftverhältnis betrieben werden kann. Das korrekte Luft-Kraftstoffverhältnis in der Nähe der Zündkerze ist abhängig von der Eindringtiefe und Form des Strahls. Die Zündung erfolgt in der Regel kurz nach Spritzende am Strahlrand. Das zur Verdampfung des flüssigen Kraftstoffs zur Verfügung stehende Zeitfenster ist klein. Außerdem kann sich die Strahlform durch Umgebungsbedingungen wie die Ladungsbewegung oder einen späteren Einspritzzeitpunkt mit höherem Gegendruck ändern. Dadurch besteht die Gefahr, dass die Zündkerze durch noch flüssigen Kraftstoff benetzt wird. Dies wirkt

sich wegen der hohen thermischen Belastung und der Neigung zur Verrußung der Kerze negativ auf ihre Lebensdauer aus.

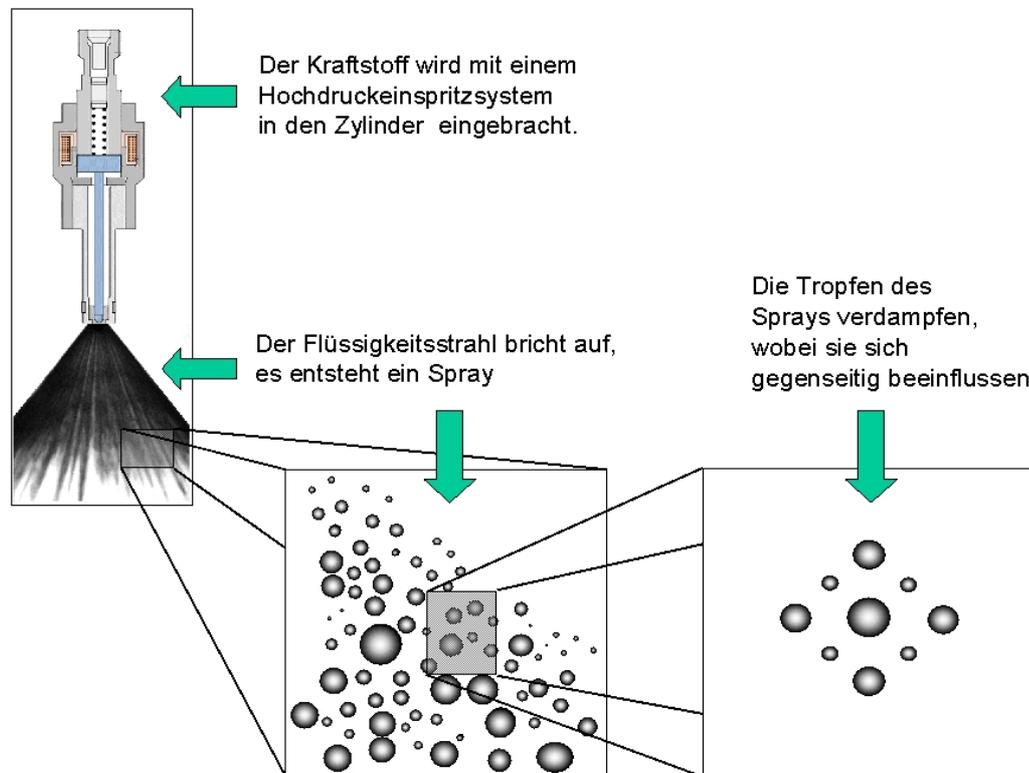
Eine Ablenkung des Sprays über eine Brennraumwand in Richtung der Kerze wird als wandgeführtes Verfahren bezeichnet. Dabei wird die Sprayführung meistens über eine definierte Kolbenmulde, unterstützt durch die Zylinderinnenströmung (Drall und/oder Tumble), erreicht. Das für die Gemischbildung vorhandene Zeitfenster wird dadurch vergrößert, was zu einem größeren Gebiet zündfähigen Gemisches führt. Nachteil dieses Verfahrens ist die systemimmanente Wandbenetzung, die zu erhöhten HC-Emissionen führt.

Schließlich gibt es noch die Möglichkeit des luftgeführten Brennverfahrens, bei dem die Spraywolke durch eine Zylinderinnenströmung zur Kerze geleitet wird. Das bedeutet, dass über alle Bereiche des Betriebskennfeldes eine gute Abstimmung zwischen Zylinderinnenströmung und Einspritzstrahlformung gegeben sein muss.

Die Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Anteile im Schichtbetrieb ist eine wesentliche Schwierigkeit bei der Benzin-Direkteinspritzung, die durch das sehr magere Abgas nicht mit einem konventionellen Dreiwege-Katalysator durchgeführt werden kann. Durch eine Abgasrückführung können Stickoxide im Rohabgas um bis zu 70% reduziert werden [58]. Zur Erfüllung kommender Emissionsvorschriften ist eine Nachbehandlung der Abgase jedoch unumgänglich. Ein vielversprechender Ansatz ist die Anwendung von  $\text{DENO}_x$ -Speicher-katalysatoren, die die Stickoxide an ihrer Oberfläche speichern. Zur Regeneration des Katalysators muss für kurze Zeit in den Homogenbetrieb umgeschaltet werden, wobei die Stickoxide durch Kohlenmonoxid zu molekularem Stickstoff reduziert werden und das ungiftige Kohlendioxid entsteht. Problematisch bei diesem Verfahren ist die Vergiftung des Katalysators bei zu hohem Schwefelgehalt des Kraftstoffs [27].

Die Umsetzung des Schichtladungsbetriebs setzt eine genaue Kenntnis der Prozesse im Einspritzsystem und im Brennraum während der Gemischbildung voraus. Im Mittelpunkt der Brennverfahrensentwicklung für einen Schichtmotor steht die Sicherstellung des zündfähigen Gemischs an der Kerze zum Zündzeitpunkt. Dazu muss einerseits genügend Zeit für die Verdampfung und eine ausreichende Durchmischung des Kraftstoffs mit der Umgebung zur Verfügung stehen, um Rußbildung zu vermeiden, andererseits muss der zeitliche Abstand zwischen Ansteuerende und Zündzeitpunkt kurz genug sein, um eine Ladungssichtung zu gewährleisten. Die Schichtwolke muss zum Zündzeitpunkt noch möglichst kompakt sein und sich nahe der Zündkerze befinden. Bei zu starker Ausdehnung der Schichtwolke wird das Luftverhältnis lokal zu hoch, so dass sich die Verbrennung verschlechtert oder sogar Zündaussetzer auftreten können.

## 2.3 Prozess der Gemischbildung



**Abbildung 4:** Prozess der Gemischbildung im DE-Ottomotor

In Bild 4 ist der Prozess der Gemischbildung dargestellt. Das Einspritzsystem hat eine zentrale Bedeutung für das Brennverfahren, da das vom Injektor erzeugte Spray die Startbedingung für alle weiteren Teilprozesse der Gemischbildung und der Verbrennung darstellt und damit den Motorprozess wesentlich beeinflusst [88]. Durch den wechselnden Einspritzzeitpunkt und die über dem Betriebsbereich des Motors veränderliche Ladungsbewegung entstehen dabei variable Umgebungsbedingungen, die eine rein empirische Applikation und Optimierung am Motor verhindern.

Bei der Brennverfahrensentwicklung können die Optimierungsschritte durch die direkte Beobachtung der Gemischbildung am Transparentaggregat und durch rechnerische Simulation unterstützt werden. Die experimentelle Untersuchung ist, besonders bei wandgeführten Verfahren durch die komplexe Muldengeometrie, schwierig.

## 2.4 Zielsetzung

Eine schnelle und zielgerichtete Entwicklung und Vorgehensweise ist ohne Unterstützung durch die Simulation nicht vorstellbar. Simulationsmodelle zur Untersuchung der Strahlausbreitung und Gemischbildung benötigen detaillierte Informationen oder geeignete physikalische Modelle über

- die Anfangsbedingungen an der Düse, wie die Einspritzrate und die Eintrittsgeschwindigkeit des Strahls in den Brennraum,
- den Strahlaufbruch und die Zerstäubung des Sprays,
- die Interaktion der Tropfen untereinander und mit der Umgebung sowie
- die Interaktion mit der Wand und einem eventuellen Wandfilm.

Bei DE-Ottomotoren kommen wegen des für die Schichtladung und eine gute Kraftstoffzerstäubung erforderlichen hohen Einspritzdrucks bevorzugt Common-Rail-Einspritzsysteme (CR-Systeme) zur Anwendung. Diese Systeme, die ursprünglich für den Einsatz an Dieselmotoren [75] entworfen wurden, zeichnen sich neben dem hohen Einspritzdruck durch die funktionale Trennung von Druckerzeugung und Kraftstoffzumessung in die einzelnen Zylinder aus.

Der Kraftstoff wird von einer – meist durch die Nockenwelle angetriebenen – Pumpe permanent unter hohem Druck gesetzt und in einem Speichersystem bereitgehalten. Die Einspritzung in den Brennraum erfolgt durch elektrisch betätigte Einspritzventile und ist damit zeitlich von der Motordrehzahl unabhängig. Dies ist eine Voraussetzung, um in der Teillast eine späte Einspritzung in den VerdichtungsHub und beim homogenen Betrieb eine Einspritzung in den Saughub zu ermöglichen.

In Abhängigkeit von Leitungslängen, dem Railvolumen, dem Konzept der Hochdruckpumpe und dem Aufbau der durchströmten Geometrien in den Injektoren kommt es bei Hochdruckeinspritzsystemen zu Druckschwankungen, die im ungünstigen Fall zu einer ungleichmäßigen Verteilung der Kraftstoffmenge auf die Zylinder führen und die eine Auswirkung auf den Verlauf der Einspritzung haben. So ist z.B. ein möglichst kleines Railvolumen unter dem Gesichtspunkt einer hohen Dynamik zwar wünschenswert, jedoch führt ein zu kleines Volumen wegen starker Druckschwankungen zu großen Mengenstreuungen [73].

Die integrale Einspritzmenge und die Einspritzrate können am Prüfstand gemessen werden, jedoch häufig nicht in der Konfiguration, in der das Einspritzsystem

am Motor appliziert wird. Daher geben diese Messungen den dynamischen Betrieb des Gesamtsystems nicht hinreichend genau wieder. Zur genauen Bestimmung der Eingangsgrößen für die Einspritzstrahlmodellierung werden in dieser Arbeit zuerst Simulationsmodelle für verschiedene Injektorkonzepte aufgebaut, und es wird deren Auswirkung auf das Einspritzverhalten beurteilt. In einem zweiten Schritt werden dann Modelle für das jeweilige Gesamtsystem entwickelt und damit integrale Anfangsbedingungen für die Modellierung des Einspritzstrahls berechnet.

Bei der Simulation der eigentlichen Gemischbildung, dem Verdampfen des Sprays, bestehen besondere Schwierigkeiten: Die Verdampfung und damit die Interaktion zwischen Einspritzstrahl und Luft kann derzeit nur eingeschränkt im Sinn einer Modellvorstellung simuliert werden [22]. Das Verdampfungsverhalten des Sprays wird aktuell meist durch die Betrachtung der Verdampfung eines Einzeltropfens mit empirisch ermittelten, modellangepaßten Korrekturfaktoren berechnet [2].

Als Bindeglied zwischen Einspritzsystemhydraulik und detaillierter Untersuchung von verdampfenden Tropfengruppen, die einen Ausschnitt aus einem realen Spray darstellen, wird zur makroskopischen Untersuchung der Sprayausbreitung ein modular aufgebautes und leicht an andere Gasphasenmodelle zu koppelndes Strahlmodell konzipiert und implementiert. Der Aspekt der Unterstützung der Methodenentwicklung steht dabei im Vordergrund, um ein Programm zur späteren Erprobung von verschiedenen Teilmodellen zur Verfügung zu stellen.

Um die Auswirkung der Änderung von Randbedingungen wie Spraydichte, Tropfengröße, Relativgeschwindigkeit, Brennraumtemperatur und -druck etc. auf das Verhalten interagierender Tropfen im Spray im mikroskopischen Bereich zu untersuchen, wird die Verdampfung von Tropfenkollektiven simuliert. Mit den dabei gewonnenen Ergebnissen kann eine Aussage über die räumliche und zeitliche Entwicklung des Gemischs während des Verdampfungsvorgangs gemacht werden.

## 3 Spraysimulation

### 3.1 Simulation der Einspritzsystemhydraulik

Die Entwicklung neuer Einspritzanlagen ist stets mit der Durchführung von Parameterstudien verbunden, um eine gute Abstimmung des Gesamtsystems zu erreichen. Prüfstandsversuche sind in der Regel sehr zeit-, personal- und kostenintensiv. Die rechnerische Simulation stellt hier eine flexible Alternative und Ergänzung dar und ist inzwischen fester Bestandteil des Entwicklungsprozesses.

Programme für die Simulation hydraulischer Systeme können in zwei Kategorien eingeteilt werden [21]: Mit einem dreidimensional rechnenden Programm kann der momentane Zustand an jedem Punkt des Strömungsfeldes untersucht werden. Diese Methode ist sehr aufwändig und wird daher nur zur detaillierten Untersuchung von einzelnen Bauteilen wie z.B. Düsen [5, 12] verwendet. Wirtschaftlich einsetzbar sind auf der Stromfadentheorie basierende eindimensionale Programme, die dreidimensionale Effekte wie Querschnittsänderungen oder Reibungsverluste mit empirischen Ansätzen und Koeffizienten berücksichtigen. Hauptaufgabe des Programms ist dann die numerische Integration der den mechanischen und fluidmechanischen Prozessen zugrunde liegenden Differenzialgleichungen.

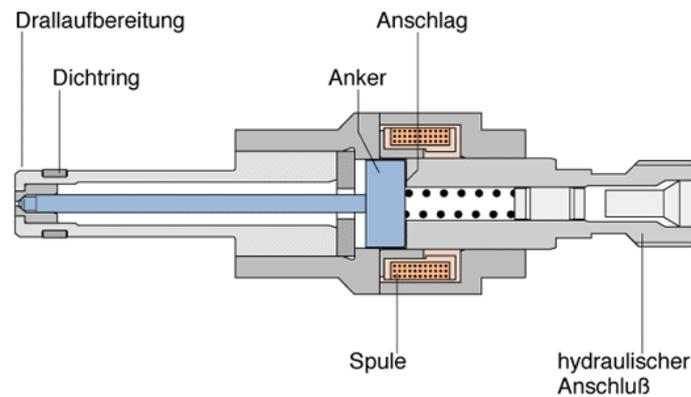
#### 3.1.1 Untersuchte Injektorvarianten

Für drei unterschiedliche Injektortypen (Tabelle 1) wurden mit dem in Anhang A beschriebenen Programm Simulationsmodelle erstellt. Die Injektoren unterscheiden sich in Antrieb und Öffnungsrichtung des Ventils. Damit sollte untersucht werden, welchen Einfluss diese beiden Faktoren auf den zeitlichen Verlauf der Einspritzung haben.

Injektor	Antrieb	Öffnungsrichtung
A	elektromagnetisch	innen
B	piezoelektrisch	innen
C	piezoelektrisch	außen

**Tabelle 1:** Untersuchte Injektoren

Bei elektromagnetisch betätigten Injektoren erfolgt das Öffnen über eine Spule, die bei ihrer Bestromung ein Magnetfeld aufbaut, das den oberen, als Zuganker ausgebildeten Teil der Ventilmadel in das Innere der Spule zieht (Bild 5). Zum Schließen wird

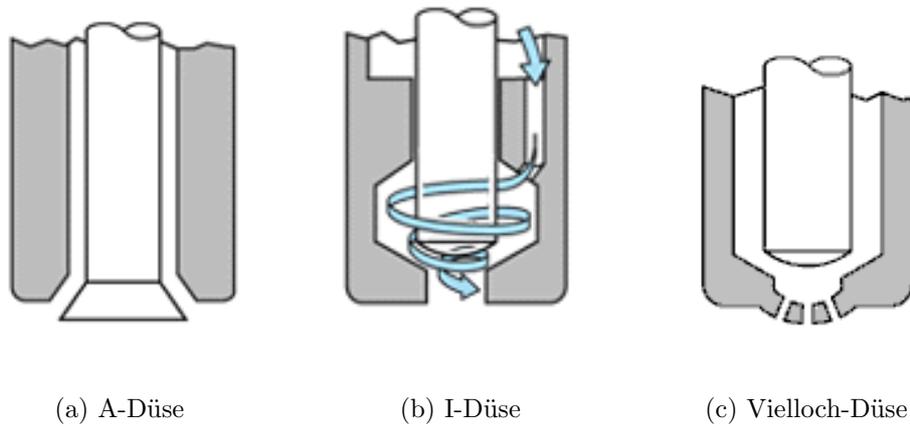


**Abbildung 5:** Elektromagnetisch betätigtes Einspritzventil [64]

der Strom abgeschaltet und die Ventilmadel über eine vorgespannte Feder wieder in ihren Sitz gedrückt. Zum Öffnen muß die aus dem Magnetfeld resultierende Kraft die Vorspannkraft der Ventilfeeder, die Trägheitskraft der bewegten Elemente (Ventilmadel und Zuganker), die mechanischen und fluidmechanischen Reibungskräfte sowie eine eventuell aus einem hydrodynamischen Druckunterschied resultierende Kraft überwinden. Um ein möglichst schnelles Öffnen zu erreichen, formt das Steuergerät einen Stromverlauf, der zunächst sprunghaft auf einen bestimmten Anzugstrom zur Überwindung der Massenträgheit des Ventilverbundes steigt, um dann auf einen niedrigeren Haltestrom abzufallen, der die Spule thermisch weniger belastet [64].

Das Stellelement bei piezoelektrisch angetriebenen Injektoren besteht aus einem Piezo-Stack. Dies ist ein Stapel von Kristallen, deren Kristallgitter sich bei Anlegen einer Spannung ausdehnt, wobei die Längenänderung proportional zur angelegten Spannung ist. Der Piezo-Stack ist mit der Ventilmadel kraftschlüssig so verbunden, dass eine Längenänderung des Stacks zu einer Ventilbewegung führt. Der piezoelektrische Antrieb ermöglicht ein schnelleres Öffnen und ebenso ein schnelleres Schließen, da durch die stärkere Kraft des Piezo-Stacks im Vergleich zum elektromagnetisch betätigten Ventil die Federvorspannung der Ventilmadel, die für das Schließen verantwortlich ist, erhöht werden kann.

Alle drei untersuchten Injektortypen erzeugen einen Hohlkegelstrahl, da diese Düsen eine möglichst hohe Lufterfassung während der Einspritzung gewährleisten. Verschiedene Düsenkonzepte zur Erzeugung eines solchen Strahls sind in Bild 6 dargestellt. Die Vorgehensweise ist bei nach außen öffnenden Düsen (sog. A-Düse) und nach innen öffnenden Düsen (sog. I-Düse) unterschiedlich. Bei A-Düsen kann der



**Abbildung 6:** Düsenskonzepte für Direkteinspritzer [63]

Strahl geradlinig entlang des Ventilkegels geführt werden. Der Kraftstoff tritt dann aus einem Ringspalt aus und die gewünschte Strahlform entsteht. Bei I-Düsen mit einem zentralen Loch muß die Flüssigkeit dagegen noch im Injektor durch Tangentialkanäle in einem Drallerzeuger umgelenkt werden, um die für einen Hohlkegelstrahl erforderliche Radialkomponente des Geschwindigkeitsvektors beim Austritt aus dem Düsenloch zu erzeugen. Als weiteres, hier nicht näher untersuchtes Konzept erzeugt die Vielloch-Düse einen Schirm aus einzelnen Vollkegelstrahlen durch eine Vielzahl kleiner Bohrungen.

In Bild 7 ist das Öffnungsverhalten einer I-Düse mit dem einer A-Düse verglichen. Bei der A-Düse nimmt die effektive Austrittsfläche nahezu linear mit dem Hub zu, und der effektiv durchströmte Querschnitt ist bei prozentual gleichem Hub deutlich höher als bei dem nach innen öffnenden Konzept. Ab einem bestimmten Hub ist der Austritt des Drallkanals bei der I-Düse von der Ventalnadel vollständig freigegeben, so dass ein Maximaldurchsatz erreicht wird. Da Injektorkonzepte mit nach außen öffnenden Düsen auch bei kurzer Ansteuerzeit große Mengen Kraftstoff durchsetzen können, empfehlen sie sich für den Schichtbetrieb, bei dem das Zeitfenster für die Einbringung des Kraftstoffs nur kurz ist. Eine Schwierigkeit beim Vergleich der Injektoren stellt der konstruktiv bedingte Betrieb bei unterschiedlichem Raildruck dar. Um den Einspritzvorgang weiter zu verkürzen und um die Zerstäubung zu verbessern, wurde der Injektor C mit einem höheren Raildruck betrieben, um eine ähnlich gute Zerstäubung des Kraftstoffs wie bei den I-Düsen zu erreichen. Das Verhältnis der Raildrücke zwischen den Injektoren betrug  $A:B:C=1:1.5:2$ . Injektor

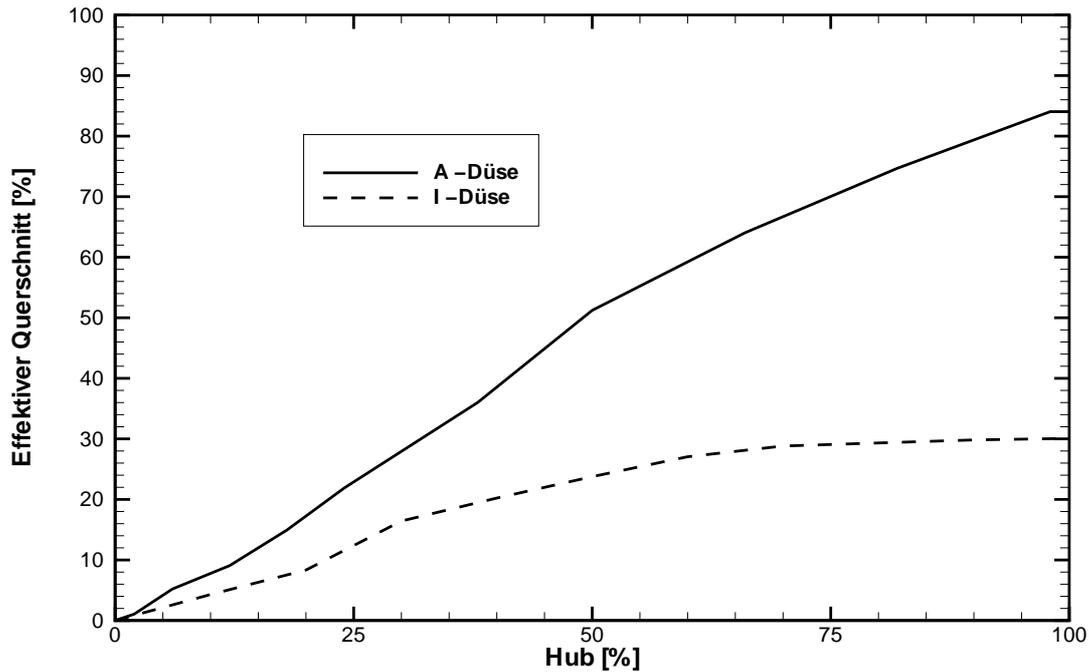


Abbildung 7: Vergleich der effektiven Austrittsfläche

A und Injektor C waren nicht für den jeweils anderen Betriebsdruck ausgelegt und funktionsfähig. Ein Vergleich bei gleichem Betriebsdruck war damit nicht möglich und auch nicht erwünscht, da das Einspritzverhalten der Injektoren in einer realistischen Konfiguration untersucht werden sollte. Alle Abweichungen von Nennwerten werden daher nur relativ angegeben.

### 3.1.2 Beurteilung des Einspritzverhaltens

In den Bildern 8 bis 10 sind für die drei untersuchten Injektoren die Verläufe von Einspritzrate, Nadelhub und dem Druck im Innern des Injektors nahe am Ventil aufgetragen. Der Nadelhub wurde mit dem Maximalhub normiert, der Einspritzdruck mit dem Nenndruck und die Einspritzrate mit einem mittleren Durchsatz. Grundsätzlich läßt sich der Einspritzverlauf in die drei Phasen Öffnen, Offenhalten und Schließen des Ventils einteilen. Die Phasen unterscheiden sich je nach Antrieb und innerem Aufbau des Injektors recht deutlich.

Bei der I-Düse mit Magnetventil (Bild 8) erfolgt das Öffnen durch die von der Magnetspule induzierte Kraft eher langsam. Trotz des sanften Abhebens der Nadel kommt es nahe des Düsenlochs zu einem deutlichen Druckabfall von fast 30%

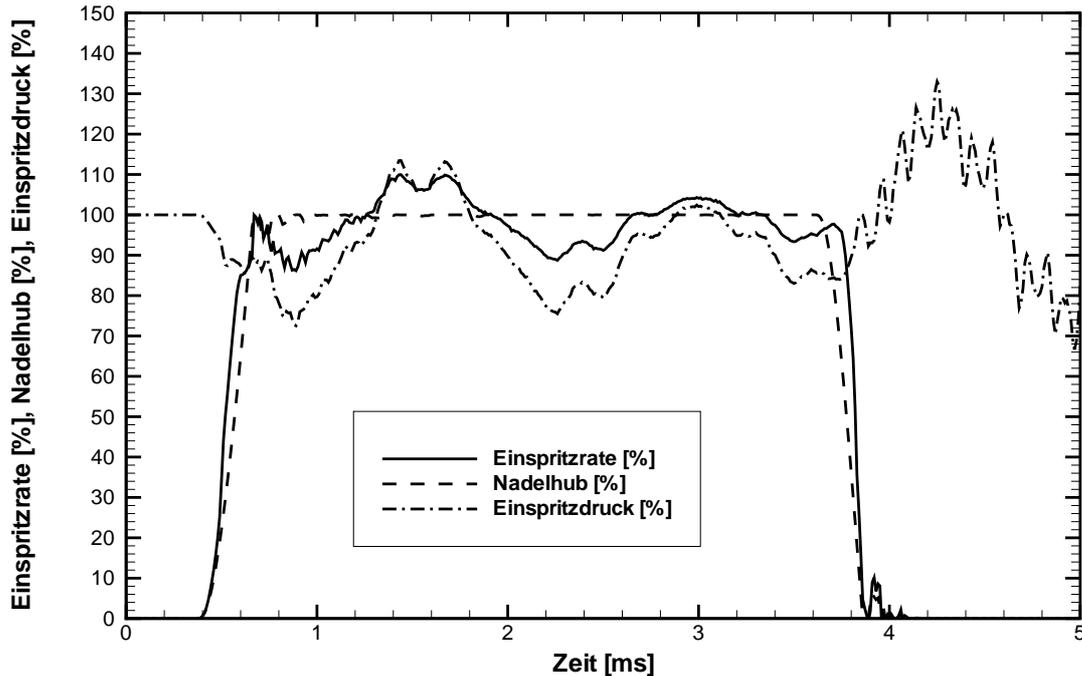


Abbildung 8: Einspritzverhalten Injektor A

vom Nennwert, da im Injektor durch einen vergleichsweise schmalen Strömungsquerschnitt ein ungestörtes Nachströmen verhindert wird. Die Nadel wird gegen einen Anschlag gezogen, und die Einspritzrate zeigt dem Druck folgende Oszillationen. Das Schließen erfolgt gegenüber den untersuchten Piezoventilen durch die niedrigere Kraft der Schließfeder und die vom Antriebsprinzip erzwungene ungünstigere strömungsmechanische Form der Nadel langsamer.

Die Piezoventile prägen der Nadel direkt eine deutlich höhere Kraft auf. Daher kann der Öffnungsvorgang wesentlich schneller erfolgen als beim Magnetventil, und der Schließvorgang kann durch eine stärker ausgelegte Schließfeder beschleunigt werden. Die Injektoren B (Bild 9) und C (Bild 10) sind konstruktiv so ausgelegt, dass die Strömung mit nur geringer Umlenkung und ohne bedeutende Querschnittsänderungen im Injektor zum Austritt gelenkt wird. Dies schlägt sich in dem im Vergleich zu Injektor A ruhigeren Verlauf der Einspritzung nieder. Der Druckabfall fällt bei Injektor B am geringsten aus, da die Drosselung durch den Drallzerstäuber den Durchfluss wie beim Magnetventil begrenzt und permanent Kraftstoff ungehindert nachfließen kann. Injektor C zeigt durch den abrupt freigegebenen großen Querschnitt starke Schwankungen im Einspritzdruck, die auch nach Schließen des Ventils anhalten. Das Schließen des nach außen öffnenden Injektors C ist gegenüber dem

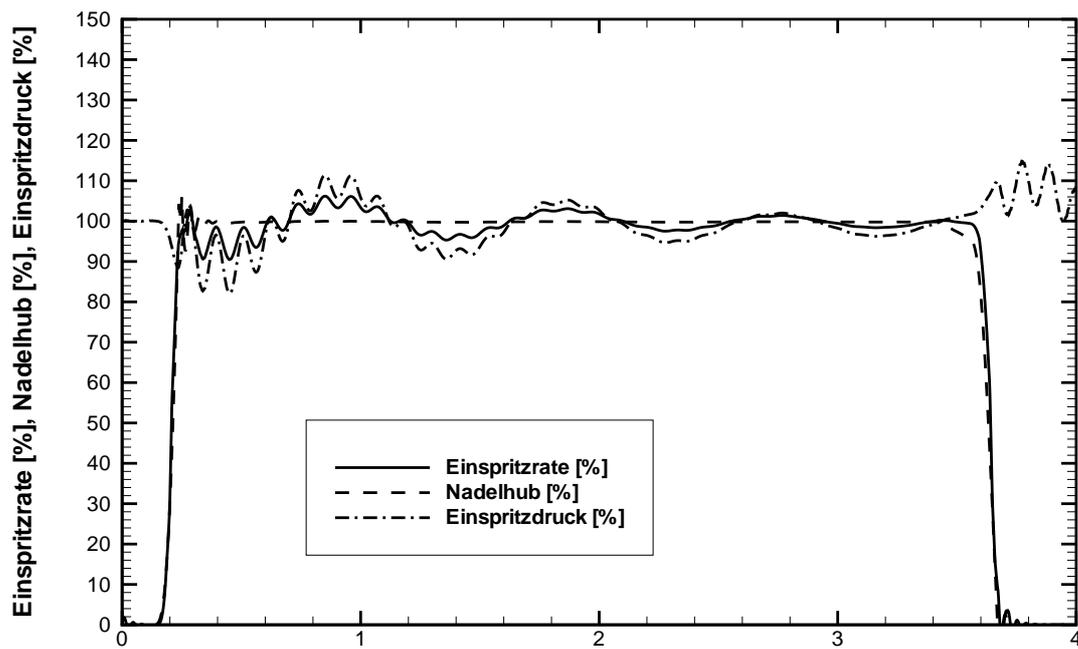


Abbildung 9: Einspritzverhalten Injektor B

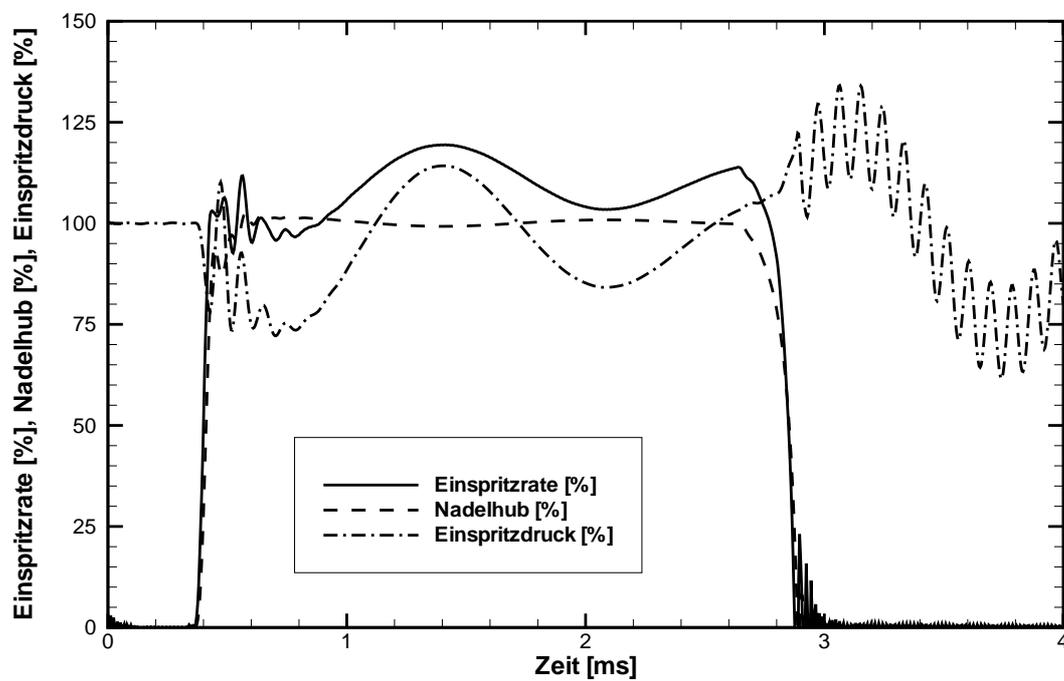


Abbildung 10: Einspritzverhalten Injektor C

nach innen öffnenden Injektor B leicht verzögert, da die Nadelmasse größer ist und das Ventil gegen die fluidmechanischen Kräfte des ausströmenden Kraftstoffs geschlossen werden muss.

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass es für die verschiedenen Prinzipien zu deutlichen Abweichungen vom Mittelwert der Einspritzrate und des Einspritzdrucks kommt.

### 3.1.3 Anfangsbedingungen für Spraymodelle

Zur Simulation des Kraftstoffstrahls ist die möglichst genaue Kenntnis der Austrittsgeschwindigkeit der flüssigen Phase aus der Düse und der integralen, zeitaufgelösten Einspritzrate als Anfangsbedingung wichtig. Üblicherweise werden mittlere Werte für die Eintrittsgeschwindigkeit und Einspritzrate angesetzt, die während der Einspritzung als konstant angenommen werden. Eventuell wird das Öffnungs- und Schließverhalten des Injektors durch einen leicht trapezförmigen Ersatzverlauf berücksichtigt.

Durch die detaillierte Simulation der hydraulischen Vorgänge liegen alle notwendigen Informationen vor, um mit Gleichung (3.1) aus der Einspritzrate  $\dot{V}$  und dem vom Hub  $h$  abhängigen Ventilquerschnitt  $A$  eine mittlere, *zeitabhängige* Einspritzgeschwindigkeit  $\bar{u}$  zu berechnen, die in Modellen zur Simulation von Einspritzstrahlen als integrale Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen beim Eintritt in den Brennraum angenommen werden kann.

$$\dot{V} = \bar{u} \cdot A \quad \Longleftrightarrow \quad \bar{u} = \frac{\dot{V}}{A} \quad \text{mit} \quad A = f(h) \quad (3.1)$$

In den Bildern 11 bis 13 ist jeweils die berechnete Eintrittsgeschwindigkeit für die Injektoren A, B und C einem angenommenen trapezförmigen Ersatzverlauf der Geschwindigkeit gegenübergestellt. Die verschiedenen Injektoren zeigen ein signifikant unterschiedliches Verhalten. Bei vergleichbaren Umgebungsbedingungen wie gleicher Hochdruckpumpe, dem Railvolumen und der Art der Anschlüsse ist der unterschiedliche Verlauf der Eintrittsgeschwindigkeit abhängig vom inneren Aufbau, der Öffnungsrichtung und dem Antrieb der Injektoren.

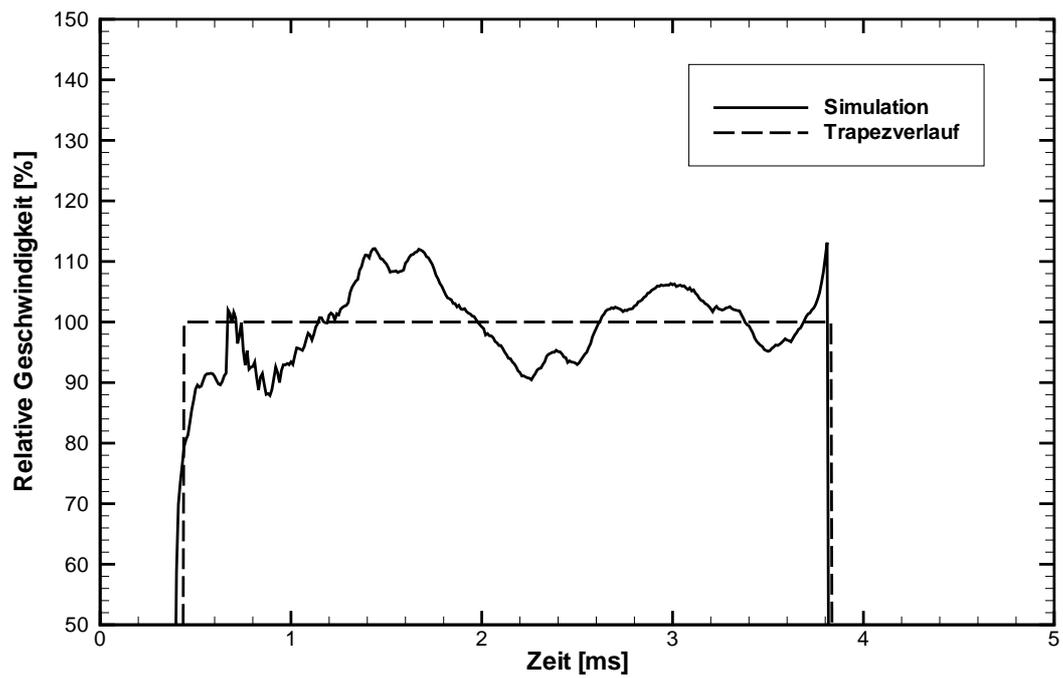


Abbildung 11: Eintrittsgeschwindigkeit Injektor A

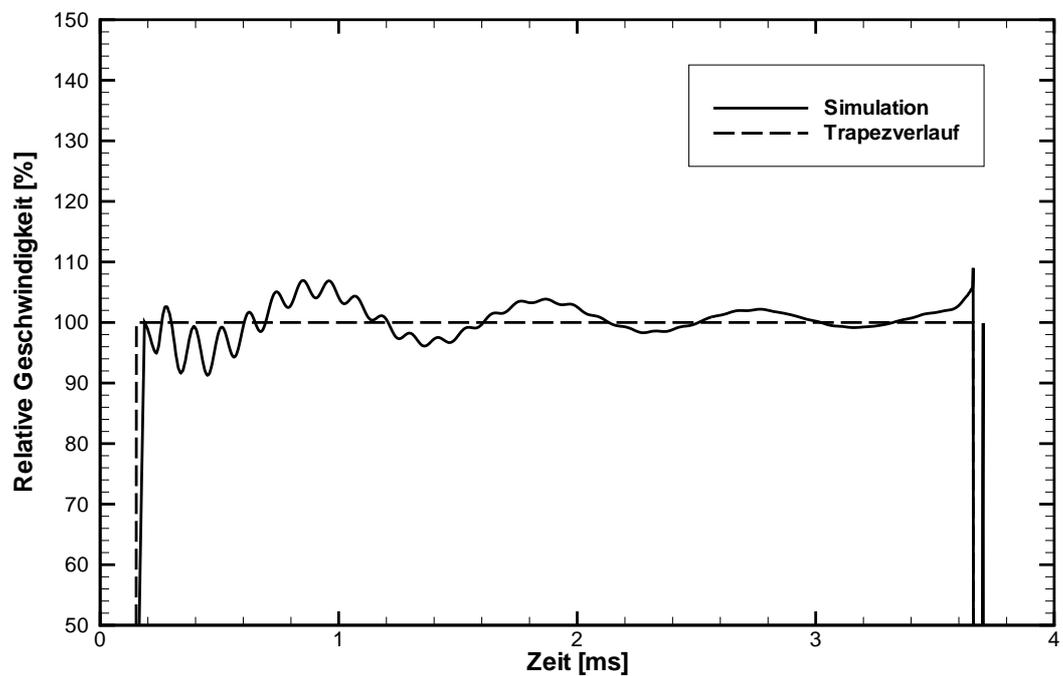
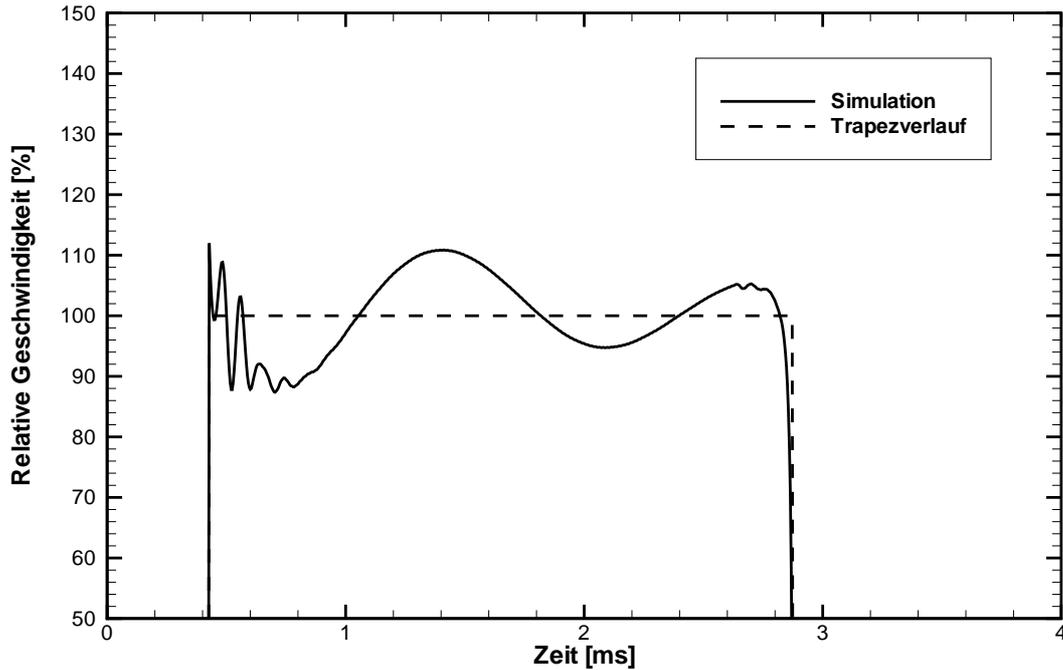


Abbildung 12: Eintrittsgeschwindigkeit Injektor B



**Abbildung 13:** Eintrittsgeschwindigkeit Injektor C

Die Abweichung der Eintrittsgeschwindigkeit vom linearen, trapezförmigen Verlauf beträgt stellenweise über 10%. Die in der Arbeit durchgeführte Simulation der Hydraulik von Einspritzsystemen in einer realistischen Konfiguration liefert damit für verschiedene Systeme wertvolle Informationen zur weiteren Berechnung des Einspritzstrahls und der Gemischaufbereitung.

## 3.2 Theorie der Spraymodellierung

### 3.2.1 Theoretische Beschreibung der Tropfenverdunstung

Die Begriffe “Verdunstung” und “Verdampfung” werden oft synonym für den Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand verwendet. Die landläufige Definition [45] besagt, dass man solange von Verdunstung spricht, wie die Temperatur an der Phasengrenze unter der Siedetemperatur der Flüssigkeit liegt. Hat die Flüssigkeit Siedetemperatur erreicht, erfolgt der Phasenübergang durch Verdampfung. Der Prozess der innermotorischen Gemischaufbereitung ist eine Mischung aus beiden Vorgängen mit vom Einspritzzeitpunkt abhängiger Gewichtung.

Befindet sich ein Tropfen in einem Gas mit höherer Temperatur, resultiert aus dem Temperaturgefälle nach dem Fourierschen Gesetz der Wärmeleitung

$$\vec{Q} = -\lambda \nabla T \quad (3.2)$$

ein Wärmestrom, der die zur Erwärmung und zur Deckung der Verdampfungsenthalpie erforderliche Energie liefert. Dadurch ändern sich die Temperatur im Tropfen und in der Umgebung, der temperaturabhängige Dampfdruck des Tropfens, die Dampfkonzentration und durch den Impuls des austretenden Kraftstoffdampfes auch die Geschwindigkeit in der Gasphase. Die Verdunstungsrate und der Gaszustand sind also stark gekoppelt. Zur Beschreibung des Impuls-, Energie- und Stoffaustauschs eines Einzeltropfens mit seiner Umgebung existieren unterschiedliche Ansätze. Die wichtigsten werden hier kurz vorgestellt, da verschiedene Modelle in den Simulationsprogrammen für Strahlausbreitung und Kollektivverdampfung verwendet werden.

Die Komplexität des Verdampfungsvorgangs zwingt zu Vereinfachungen bei der Simulation des Prozesses, die den meisten auf Einzeltropfen basierenden Modellierungsansätzen gemein sind:

- es finden weder zwischen Flüssigkeit und Gasphase noch in der Flüssigkeit chemische Reaktionen statt,
- der Einfluss anderer Tropfen in der Umgebung auf die Verdampfung wird vernachlässigt,
- die Form der Tropfen wird als sphärisch angenommen,
- das Umgebungsgas ist nicht im Tropfen löslich,
- der Druck in der Flüssigkeit und in der Gasphase ist gleich und
- zwischen Tropfen und Gasphase findet kein Energieaustausch durch Strahlung statt.

Die direkte numerische Simulation ermöglicht eine umfassende Modellierung der Umströmung, der Strömung im Tropfen und damit der Verdunstung eines Tropfens, da an allen Orten die allgemeinen Erhaltungsgleichungen gelöst werden. Dieses Vorgehen erfordert ein sehr feines, mehrdimensionales Gitternetz im Tropfen wie in der Gasphase. Die Grenzschicht an der Tropfenoberfläche muss sehr fein aufgelöst

werden, um die Gradienten der Temperatur, Stoffkonzentration und der Geschwindigkeit mit guter Genauigkeit bestimmen zu können. Daraus resultiert ein sehr hoher Aufwand an Rechenzeit, der den Einsatz dieses Verfahrens für die Simulation ganzer Sprays zum heutigen Zeitpunkt verbietet. Im Augenblick wird es zur Verifikation einfacherer Ansätze und für Grundsatzuntersuchungen eingesetzt [18, 67].

Ein deutlich weniger rechenintensiver Ansatz ist die Verwendung von Kennzahlgesetzen. Dabei werden die eindimensionalen Transportvorgänge zwischen Tropfenoberfläche und Gasphase betrachtet. Die Kennzahlen werden experimentell oder mit direkter numerischer Simulation bestimmt und sind stark von den Randbedingungen abhängig. In der Literatur existiert eine Vielzahl von Kennzahlgesetzen [23, 48, 24, 36] für verschiedene Anwendungsfälle.

Die Relativbewegung zwischen Tropfen und Umgebung verursacht einen verstärkten Wärme- und Stoffübergang zwischen Gas- und Flüssigphase. Für konstante Flüssigkeitseigenschaften ohne Berücksichtigung der Konvektion ist der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  eine Funktion der Nusselt-Zahl  $Nu$ , des Tropfendurchmessers  $d_D$  und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  (Gl. (3.3)), wobei für eine ruhende Kugel in einem unbegrenzt ausgedehnten Umgebungssystem  $Nu=2$  gilt [53]:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_D}. \quad (3.3)$$

Der Einfluss der Konvektion wird meist durch eine additive Korrektur der Nusselt-Zahl für den Wärmeübergang als einer Funktion der Reynolds- und Prandtlzahl berücksichtigt. Die bekannteste Korrektur ist die von Frössling [26] entwickelte Ranz-Marshall-Korrelation [65],

$$Nu = 2 + 0.6\sqrt{Re}\sqrt[3]{Pr}, \quad (3.4)$$

die bis zu einer Reynolds-Zahl von  $\approx 50000$  [13] gut mit den Messungen übereinstimmt. Für die Stoffübertragung mit erzwungener Konvektion wird die Sherwood-Zahl  $Sh$  ähnlich dem Vorgehen bei der Nusselt-Zahl mit einer Funktion der Reynolds- und Schmidt-Zahl korrigiert. Die Berechnung der Tropfenverdampfung erfolgt in dieser Arbeit für das Strahlmodell mit Korrelationen (Gleichungen (3.16) und (3.12)), die auf Arbeiten von Dwyer [16] basieren und in [71, 70] modifiziert wurden. In diesen Korrelationen wird auch der durch den abströmenden Kraftstoffdampf verringerte Wärmeeintrag in den Tropfen berücksichtigt.

Die Modellierung des Wärme- und Stofftransports im Tropfeninneren und damit die Bestimmung der Temperatur der Tropfenoberfläche kann auf verschiedene Arten erfolgen. Grundsätzlich ist zu unterscheiden, wie das Tropfeninnere diskretisiert wird. Beim klassischen *D<sup>2</sup>-Modell* [28, 78] wird der Tropfen nicht diskretisiert und neben den bereits genannten Vereinfachungen eine konstante und einheitliche Temperatur (im allgemeinen die Siedetemperatur) vorausgesetzt. Nimmt man darüber hinaus an, dass sich die Eigenschaften der Umgebung nur sehr langsam ändern, können die Randbedingungen als konstant angesehen werden. Unter diesen Bedingungen nimmt das Quadrat des Tropfendurchmessers mit einer von den Kraftstoff- und Umgebungseigenschaften abhängigen Verdampfungsrate  $K_v$  linear über der Zeit ab,

$$K_v = -\frac{d(d_D)^2}{dt}, \quad (3.5)$$

oder als Geradengleichung mit  $d_{D,0}$  als Anfangsdurchmesser des Tropfens,

$$d_D^2 = d_{D,0}^2 - K_v \cdot t. \quad (3.6)$$

Die Ergebnisse dieser einfachen Annahme sind richtig, wenn

- der Aufheizvorgang bis zum Erreichen der Siedetemperatur an der Tropfenoberfläche im Vergleich zur Tropfenverdampfung kurz ist,
- der Tropfen aus einer einzigen, im Vergleich zum Temperaturniveau der Umgebung niedrig siedenden Komponente besteht,
- die Gastemperatur so hoch ist, dass ohne merkliches Auskühlen der Umgebung immer genügend Energie zur Verdampfung zur Verfügung steht und
- der Tropfen relativ zu seiner Umgebung ruht.

Beim *Uniform-Temperature-Modell* (UTM) wird davon ausgegangen, dass die konduktiven Transportvorgänge im Tropfeninneren unendlich schnell ablaufen. Damit treten im Tropfen keine Temperatur- und Dichtegradienten auf. Es wird auch als Mischungsmodell bezeichnet.

Das Schalenmodell bzw. *Conduction-Limit-Modell* (CLM) berücksichtigt die Wärmeverteilung im Tropfeninneren, indem der Tropfen unter Annahme von Kugelsymmetrie diskretisiert wird und damit die eindimensionale Wärmetransportgleichung

gelöst wird. Das Schalenmodell stellt den Grenzfall des diffusionsbestimmten, langsamen Wärmetransports dar. Das Modell wurde von Abramzon und Sirignano [2] zum *Effective-Conductivity-Modell* erweitert, das über eine erhöhte Wärmeleitfähigkeit die tropfeninterne Konvektion berücksichtigt.

Kraftstoffe bestehen meist aus einer Mischung von Kohlenwasserstoffen. Bei solchen Mehrkomponententropfen kann es im Lauf der Verdampfung zu einer Entmischung im Tropfen kommen, wenn die Verdampfung einer leichtflüchtigen Komponente schneller erfolgt als ihr Transport aus dem Inneren an die Oberfläche. Außerdem wurde von Law [47] bei hohen Temperaturen ein plötzliches Zerplatzen der Tropfen durch lokale Überhitzung beobachtet („micro-explosions“).

Zur Modellierung von Mehrkomponenten-Tropfen existieren ebenfalls verschiedene Ansätze. Das *Rapid-Mixing-Modell* (RMM) erweitert das Uniform-Temperature-Modell um eine unendliche schnelle Mischung von einzelnen Komponenten innerhalb eines Tropfens. Damit treten in Mehrkomponententropfen keine Konzentrationsgradienten auf. Nach der vollständigen Extraktion einer leichtflüchtigen Komponente bestimmt die nächst schwerere Spezies die Verdampfung.

Das *Diffusion-Limit-Modell* bzw. Diffusionsmodell von Landis und Mills [46] ist eine Weiterentwicklung des Conduction-Limit-Modells und berücksichtigt neben der Wärmeleitung auch den Stofftransport durch Diffusion im Tropfen. Wegen der auftretenden Konzentrationsgradienten wird das Tropfeninnere diskretisiert. Der aus dem Temperaturgradienten resultierende konvektive Stofftransport wird dabei jedoch nicht berücksichtigt.

Kneer et. al. [43] erweiterten das Diffusionsmodell im Hinblick auf eine genauere Berücksichtigung der temperatur- und konzentrationsabhängigen Stoffwerte der Flüssigkeit. Jin und Borman [36] modellierten die tropfeninterne Strömung mit Hilfe eines modifizierten Diffusionskoeffizienten. Eine zusammenfassende Gegenüberstellung der verschiedenen Modelle liefert Klingsporn in seiner Arbeit [42].

### 3.2.2 Modellierung von Zweiphasenströmungen

Eine Mehrphasenströmung kann allgemein dadurch definiert werden, dass in einer Strömung zu jedem Zeitpunkt ein Material oder auch mehrere Materialien in irgendeiner Kombination der drei möglichen Aggregatzustände (fest, flüssig, gasförmig) nebeneinander vorliegen [68]. Sie zeichnet sich durch das Vorkommen einer

oder mehrerer Phasengrenzflächen aus, unabhängig von den in der Strömung vorkommenden Materialien.

Die Einschränkung der obigen Definition auf nur zwei Phasen führt auf die folgende Definition einer Zweiphasenströmung [68]: Eine Strömung, in der ein Material in zwei verschiedenen Aggregatzuständen oder zwei verschiedene, aber nicht mischbare Materialien gleich in welchem Aggregatzustand vorkommen, heißt Zweiphasenströmung.

Nach Prausnitz und Gmehling [62] ist eine Phase ein zusammenhängendes Gebiet, in dem die intensiven Größen, also die von der Masse unabhängigen Größen wie z.B. Druck, Dichte und Temperatur, zu einem festen Zeitpunkt nur kontinuierlichen Änderungen unterworfen sind. An einer Phasengrenze ändern sich diese Größen dagegen unstetig, wie es bei Tropfen an der Tropfenoberfläche der Fall ist. Das Phasengleichgewicht ist erreicht, wenn alle Nettoströme zwischen den Phasen null sind. Der Gleichgewichtszustand unterscheidet sich darin vom stationären Zustand, da dort die Nettoströme zwar konstant, aber zumeist nicht gleich null sind.

Zweiphasenströmungen können über die Geometrie der Phasengrenzfläche klassifiziert werden [68]. Bei einer *separierten* Strömung tritt nur eine Phasengrenzfläche im Strömungsgebiet auf, die die beiden Phasen räumlich strikt voneinander trennt, wie es z.B. beim Kristallwachstum der Fall ist. In diesem Fall genügt es, jede Phase in einem Einphasenmodell zu beschreiben sowie diese dann mit Kopplungsbeziehungen über die Phasengrenzfläche hinweg zu verknüpfen. Bei einer *dispersen* Strömung wie einem Kraftstoffspray hingegen liegt eine Vielzahl von Phasengrenzflächen vor.

Zur Beschreibung der makroskopischen Aspekte der Strömung stehen prinzipiell zwei Betrachtungsweisen zur Verfügung. Bei der Eulerschen Betrachtungsweise handelt es sich um eine "ortsfeste" Betrachtung des Strömungsfeldes. Jede der beiden Phasen wird als ein Kontinuum behandelt, für das ein Satz kontinuumsmechanischer Grundgleichungen (Erhaltung von Masse, Impuls, Energie etc.) zur Verfügung steht, die über den Ort und eventuell die Zeit gemittelt werden. So wird die disperse Phase wie ein *Pseudofluid* behandelt, das mit dem (z.B. gasförmigen) *Trägerfluid* in Wechselwirkung steht. Daher wird diese Betrachtung auch als *Euler/Euler-Ansatz* bezeichnet. Die Eulersche Betrachtung wird vorzugsweise in Fällen hoher Partikelkonzentration benutzt, die sich durch große Volumenanteile der dispersen Phase auszeichnen.

Bei der Lagrangeschen Betrachtungsweise wird die disperse Phase durch diskrete Partikel repräsentiert. Da das Trägerfluid durch die üblichen Eulerschen Erhal-

tungsgleichungen beschrieben wird, findet für diese Betrachtung auch der Begriff *Euler/Lagrange-Ansatz* Verwendung. Die Partikelphase wird durch eine ‐teilchenfeste‐ Betrachtung, bei der die diskreten Partikel auf ihrem Weg durch das Strömungsfeld verfolgt werden, beschrieben. Der Austausch von Masse, Impuls und Energie zwischen den Phasen erfolgt dann über Quellterme entlang der Partikeltrajektorie. Voraussetzung für die Anwendung eines Euler/Lagrange-Ansatzes ist, dass die Partikelphase verdünnt vorliegt, so dass die hydro- bzw. aerodynamischen Kräfte bestimmend für die Partikelbewegung sind. In einem sehr dichten Spray wird die Partikelbewegung durch die Wechselwirkung der Partikel untereinander (Kollisionen) bestimmt.

Die Eulersche Darstellung beschreibt also die Wahrscheinlichkeit für den Aufenthaltsort eines Teilchens in einem bestimmten Gebiet. Die Lagrangesche Darstellung ermöglicht eine Aussage über das wahrscheinliche Aussehen der Berandung dieses Gebietes und wurde in der vorliegenden Arbeit zur Betrachtung des Einspritzstrahls eingesetzt.

### 3.3 Modellierung des Einspritzstrahls

#### 3.3.1 Erhaltungsgleichungen des Spraymodells

Zu Modellierung der Interaktion eines Tropfens mit seiner Umgebung wurden Korrelationen nach Dwyer [16] mit den in [71, 70] beschriebenen Modifikationen verwendet. Dabei wurde neben den bereits in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Annahmen vorausgesetzt, dass kein Wärmestrom durch ein Konzentrationsgefälle (Dufour-Effekt) und kein Massenstrom durch einen Temperaturgradienten (Soret-Effekt) induziert wird.

Der Tropfen mit der Temperatur  $T_D$  bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_D$  in einer Umgebung mit der Temperatur  $T_\infty$ . Über jeder Flüssigkeit entsteht durch Verdunstung Dampf, dessen Druck für jede in der Flüssigkeit enthaltene Spezies bis zu einem bestimmten temperaturabhängigen Höchstwert wächst, dem Sättigungsdampfdruck [45] der Spezies. Bei diesem Druck steht der vom Dampf ausgeübte Partialdruck mit dem Druck in der Flüssigkeit im Gleichgewicht. Unter der Annahme, dass der Phasenübergang wesentlich schneller erfolgt als der Transport in der Gasphase, stellt sich in direkter Nähe der Tropfenoberfläche ein Sättigungszustand ein, und der lokale Partialdampfdruck der flüssigen Spezies ist gleich deren

Sättigungsdampfdruck. Dieser Sättigungsdampfdruck der Spezies ist stark temperaturabhängig und wird nach Formeln aus Reid und Prausnitz [66] berechnet. Der Einfluss der Oberflächenspannung wird dabei vernachlässigt, da er bei Drücken über 1 bar und Tropfendurchmessern größer als 1  $\mu\text{m}$  nur gering ist [23]. Der Molenbruch einer Spezies  $i$  nahe der Tropfenoberfläche  $X_i$  läßt sich aus dem thermodynamischen Umgebungsdruck  $P$  und dem Dampfdruck  $p_i$  über das Verhältnis

$$X_i = \frac{p_i}{P} \quad (3.7)$$

bestimmen. Geht man von Sättigung des Dampfes nahe der Tropfenoberfläche aus und berücksichtigt man die umgebende, nicht im Tropfen lösliche Atmosphäre (im Beispiel Luft), so stellen sich die Konzentrationen mit dem Mischungsmolgewicht  $\bar{M}$  wie folgt ein:

$$Y_{\text{HC}}^{n+1} = X_{\text{HC}} \cdot \frac{M_{\text{HC}}}{\bar{M}} \quad \text{und} \quad (3.8)$$

$$Y_{\text{O}_2}^{n+1} = Y_{\text{O}_2}^n \cdot \frac{\bar{M}}{M_{\text{O}_2}} \cdot (1 - X_{\text{HC}}) \quad \text{bzw.} \quad (3.9)$$

$$Y_{\text{N}_2}^{n+1} = Y_{\text{N}_2}^n \cdot \frac{\bar{M}}{M_{\text{N}_2}} \cdot (1 - X_{\text{HC}}). \quad (3.10)$$

Mit dieser Annahme zum Phasengleichgewicht stellt sich durch den Unterschied der Kraftstoffkonzentrationen nahe der Tropfenoberfläche  $Y_S$  und in der Umgebung  $Y_\infty$  ein Massenstrom  $\dot{m}_{\text{vap}}$  ein:

$$\dot{m}_{\text{vap}} = \beta \cdot A_S \cdot \frac{(Y_S - Y_\infty)}{1 - Y_S}. \quad (3.11)$$

Der Stoffübertragungskoeffizient  $\beta$  kann über die Definition der Sherwood-Zahl  $Sh$  für eine Kugel mit Korrektur für die konvektive Erhöhung des Massenübergangs bestimmt werden:

$$Sh = \frac{\beta \cdot d_D}{\bar{\rho} \cdot \mathfrak{D}} = 2 + (0.4\sqrt{Re} + 0.06\sqrt[3]{Re^2})\sqrt[3]{Sc} \quad (3.12)$$

$$\Leftrightarrow \beta = \frac{\bar{\rho} \cdot \mathfrak{D} \cdot Sh}{d_D} = \frac{\bar{\rho} \cdot \mathfrak{D}}{d_D} \cdot [2 + (0.4\sqrt{Re} + 0.06\sqrt[3]{Re^2}) \cdot \sqrt[3]{Sc}] \quad (3.13)$$

$$\Leftrightarrow \beta = \frac{\bar{\mu}}{Sc \cdot d_D} \cdot [2 + (0.4\sqrt{Re} + 0.06\sqrt[3]{Re^2}) \cdot \sqrt[3]{Sc}]. \quad (3.14)$$

Gleichzeitig induziert das Temperaturgefälle zwischen Tropfenoberfläche und Umgebung einen Wärmestrom  $\dot{Q}_D$  zum Tropfen,

$$\dot{Q}_D = \alpha \cdot A_S \cdot (T_\infty - T_S). \quad (3.15)$$

Der durch die Stefan-Strömung (s. a. Abschnitt 4.3.1) verringerte Wärmeübergang wird zur Berechnung der Nusselt-Zahl bei erzwungener Konvektion durch einen Massentransferparameter  $b_m$  berücksichtigt:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_D}{\lambda} = \frac{[2 + (0.4\sqrt{Re} + 0.06\sqrt[3]{Re^2})\sqrt[3]{Pr}]}{(1 + b_m)^{0.7}} \quad \text{mit} \quad (3.16)$$

$$b_m = c_{p,\text{fl.}} \cdot \frac{T_\infty - T_S}{\Delta H_v}. \quad (3.17)$$

Zur Erzeugung des Dampfmassenstroms  $\dot{m}_{\text{vap}}$  wird ein Teil des verfügbaren Wärmestroms  $\dot{Q}$ ,

$$\dot{Q}_{\text{evap}} = \dot{m}_{\text{vap}} \cdot \Delta H_V, \quad (3.18)$$

benötigt. Der Wärmestrom  $\dot{Q}$  wird der Umgebung entzogen und kühlt diese ab. Die Änderung der Gasphasentemperatur wird implizit mitberechnet, um ein unphysikalisches Auskühlen der Umgebung bei zu großen Zeitschritten zu verhindern.

Die Umgebung übt auf den Tropfen eine Kraft aus, so dass dieser in seiner Bewegung abgebremst wird:

$$\Leftrightarrow F_D = c_D \cdot \frac{\rho_\infty \cdot |\vec{v}_D|^2 \cdot A_D}{2} \quad (3.19)$$

$$c_D = \frac{0.4 + \frac{24}{Re} + \frac{6}{1+\sqrt{Re}}}{(1 + b_m)^{0.2}}. \quad (3.20)$$

Damit lässt sich das Verhalten des Tropfens durch die vier Differenzialgleichungen (3.21) bis (3.24) beschreiben.

1. Impulserhaltung

$$\frac{\partial(m_D \cdot |\vec{v}_D|)}{\partial t} = -F_D \quad (3.21)$$

2. Energieerhaltung für den Tropfen

$$m_D \cdot c_p \cdot \frac{\partial T_D}{\partial t} = \dot{Q}_D - \Delta H_v \cdot \dot{m}_{vap} \quad (3.22)$$

3. Energieerhaltung für die Umgebung

$$\rho_\infty \cdot V_\infty \cdot c_{p,\infty} \cdot \frac{\partial T_\infty}{\partial t} = -\dot{Q}_D \quad (3.23)$$

4. Massenerhaltung

$$\frac{\partial m_D}{\partial t} = -\dot{m}_{vap} \quad (3.24)$$

Die Gasphase wird als ideal angenommen und ihre thermodynamischen und Transporteigenschaften werden mit Hilfe der CHEMKIN-II-Bibliothek [38, 39, 40] berechnet. Die Berechnung der Stoffdaten der flüssigen Phase erfolgt zeitaufgelöst mit halb-empirischen Korrelationen (Gleichungen (3.25) bis (3.29)) nach Reid und Prausnitz [66], mit denen in [81] gute Ergebnisse für die Verdampfung von Kohlenwasserstoffen erzielt wurden.

Verdampfungsenthalpie am Siedepunkt:

$$\Delta H_{V,b} = 1.093RT_c \left[ \frac{T_b \ln p_c - 1.013}{T_c} \frac{0.930 - \frac{T_b}{T_c}}{T_c} \right] \quad (3.25)$$

Temperaturabhängige Korrektur mit der Watson-Relation:

$$\Delta H_V = \Delta H_{V,b} \left[ \frac{1 - \frac{T_D}{T_c}}{1 - \frac{T_b}{T_c}} \right] \quad (3.26)$$

Dampfdruck:

$$\ln \frac{p_v}{p_c} = \frac{c_1(1 - \frac{T}{T_c}) + c_2(1 - \frac{T}{T_c})^{1.5} + c_3(1 - \frac{T}{T_c})^3 + c_4(1 - \frac{T}{T_c})^6}{\frac{T}{T_c}}$$

mit den stoffabhängigen Koeffizienten (angegeben sind Werte für Heptan)

$$c_1 = -7.675, c_2 = 1.371, c_3 = -3.536 \quad \text{und} \quad c_4 = -3.202 \quad (3.27)$$

Wärmekapazität:

$$\begin{aligned} \frac{c_{p,fl.} - c_p^0}{R} &= 1.45 + 0.45(1 - \frac{T}{T_c})^{-1} + \\ &0.25\omega [17.11 + 25.2(1 - \frac{T}{T_c})^{\frac{1}{3}}(1 - \frac{T}{T_c})^{-1} + 1.742(1 - \frac{T}{T_c})^{-1}] \end{aligned} \quad (3.28)$$

Wärmeleitfähigkeit:

$$\lambda_{fl.} = \frac{1.11}{\sqrt{M}} \cdot \frac{3 + 20(1 - \frac{T_D}{T_c})^{\frac{2}{3}}}{3 + 20(1 - \frac{T_D}{T_b})^{\frac{2}{3}}} \quad (3.29)$$

Die in den Erhaltungsgleichungen verwendeten dimensionslosen Kennzahlen berechnen sich mit gemittelten Größen und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  zu

$$\text{Schmidt-Zahl} \quad Sc = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho} \cdot \mathfrak{D}} \quad (3.30)$$

$$\text{Prandtl-Zahl} \quad Pr = \frac{\bar{\mu} \cdot \bar{c}_p}{\lambda} \quad (3.31)$$

$$\text{Reynolds-Zahl} \quad Re = \frac{\bar{\rho} \cdot v_D \cdot d_D}{\bar{\mu}} \quad (3.32)$$

Die gemittelten Werte für die Dichte  $\bar{\rho}$ , die dynamische Viskosität  $\bar{\mu}$  und die spezifische Wärmekapazität  $\bar{c}_p$  werden entsprechend dem Vorschlag von Abramzon und Sirignano [2] gebildet:

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_S + \rho_\infty}{2}, \quad \bar{\mu} = \frac{\mu_S + \mu_\infty}{2}, \quad \bar{c}_p = \frac{c_{p,S} + c_{p,\infty}}{2}. \quad (3.33)$$

Die Indizes  $S$  und  $\infty$  beziehen sich dabei auf die Eigenschaften der Gasphase in der Nähe der Oberfläche bzw. in der freien Strömung. Die Werte sind abhängig von der lokalen Temperatur und Konzentration. Dabei ist die Temperatur  $T_S$  die Oberflächentemperatur des Tropfenpakets,  $T_\infty$  bzw.  $Y_\infty$  sind die am Aufenthaltsort des Tropfens in der Gasphase herrschende Temperatur und der Massenbruch. Die beschriebenen Korrelationen wurden bereits erfolgreich zur Beschreibung des Eindringverhaltens von Dieselstrahlen angewendet [71, 70].

Eine andere Möglichkeit [83] der Bestimmung der Mittelwerte ist die Bildung von Referenzwerten für Temperatur und Gasphasenkonzentration mit der  $\frac{1}{3}$ -Regel von Sparrow und Gregg [79],

$$T_{ref} = T_S + \frac{1}{3} \cdot (T_\infty - T_S), \quad Y_{ref} = Y_S + \frac{1}{3} \cdot (Y_\infty - Y_S). \quad (3.34)$$

Die Referenzwerte für  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{\mu}$  und  $\bar{c}_p$  werden dann mit der Referenztemperatur und -konzentration bestimmt.

Für eine implizite Lösung des gekoppelten Gleichungssystems werden die Differenzialgleichungen integriert und diskretisiert. Nach Trennung der zeitlich Veränderlichen von den übrigen Variablen, die durch  $A_x$ ,  $x \in [\vec{v}_D, T_D, T_\infty, m_D]$  substituiert werden, kann das Gleichungssystem schematisiert, in die Form  $B \cdot \vec{x} = \vec{d}$  gebracht und dann mit Hilfe eines Gaußschen Eliminationsverfahrens mit Pivotierung gelöst werden. Die Diskretisierung wird hier exemplarisch nur für die Impulserhaltung durchgeführt, sie erfolgt für die anderen Gleichungen sinngemäß:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(m_D \cdot \vec{v}_D)}{\partial t} &= -F_D \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \vec{v}_D}{\partial t} &= -\frac{F_D}{m_D} = A_{\vec{v}_D}, \quad A_{\vec{v}_D} = f(\vec{v}_D, T_D, T_\infty, m_D). \end{aligned} \quad (3.35)$$

Zur Integration von  $A_{\vec{v}_D}$ , das eine Funktion mehrerer Veränderlicher darstellt, wird eine Taylorentwicklung der rechten Seite von Gleichung (3.35) mit Abbruch nach dem ersten Glied durchgeführt, was zu Gleichung (3.36) führt:

$$\begin{aligned} \frac{\vec{v}_D^{n+1} - \vec{v}_D^n}{\Delta t} &= A_{\vec{v}_D}^n + & (3.36) \\ &\frac{A'_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{\vec{v}_D' - \vec{v}_D^n} \cdot (\vec{v}_D^{n+1} - \vec{v}_D^n) + \frac{A''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{T_D' - T_D^n} \cdot (T_D^{n+1} - T_D^n) + \\ &\frac{A'''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{T_\infty' - T_\infty^n} \cdot (T_\infty^{n+1} - T_\infty^n) + \frac{A''''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{m_D' - m_D^n} \cdot (m_D^{n+1} - m_D^n) \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} A'_{\vec{v}_D} &= A_{\vec{v}_D}(\vec{v}_D', T_D^n, T_\infty^n, m_D^n), & \vec{v}_D' &= \vec{v}_D^n \cdot (1 + C_{\vec{v}_D}) \\ A''_{\vec{v}_D} &= A_{T_D}(\vec{v}_D, T_D', T_\infty^n, m_D^n), & T_D' &= T_D^n \cdot (1 + C_{T_D}) \\ A'''_{\vec{v}_D} &= A_{T_\infty}(\vec{v}_D, T_D^n, T_\infty', m_D^n), & T_\infty' &= T_\infty^n \cdot (1 + C_{T_\infty}) \\ A''''_{\vec{v}_D} &= A_{m_D}(\vec{v}_D, T_D^n, T_\infty^n, m_D'), & m_D' &= m_D^n \cdot (1 + C_{m_D}) \end{aligned}$$

Nach dem Umstellen der Gleichung (3.36) mit einer Trennung nach den Zeitpunkten  $n$  und  $n + 1$  erhält man

$$\begin{aligned} \vec{v}_D^{n+1} &- \frac{A'_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{\vec{v}_D' - \vec{v}_D^n} \cdot \vec{v}_D^{n+1} \cdot \Delta t - \frac{A''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{T_D' - T_D^n} \cdot T_D^{n+1} \cdot \Delta t \\ &- \frac{A'''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{T_\infty' - T_\infty^n} \cdot T_\infty^{n+1} \cdot \Delta t - \frac{A''''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{m_D' - m_D^n} \cdot m_D^{n+1} \cdot \Delta t = \\ A_{\vec{v}_D}^n \cdot \Delta t &+ \vec{v}_D^n - \frac{A'_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{\vec{v}_D' - \vec{v}_D^n} \cdot \vec{v}_D^n \cdot \Delta t - \frac{A''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{T_D' - T_D^n} \cdot T_D^n \cdot \Delta t \\ &- \frac{A'''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{T_\infty' - T_\infty^n} \cdot T_\infty^n \cdot \Delta t - \frac{A''''_{\vec{v}_D} - A_{\vec{v}_D}^n}{m_D' - m_D^n} \cdot m_D^n \cdot \Delta t, \end{aligned}$$

wobei die linke Seite der Multiplikation der ersten Zeile einer Matrix  $B$  mit einem Vektor  $\vec{x}$  entspricht und die rechte Seite einen Wert des Lösungsvektors darstellt. Die nach Diskretisierung der übrigen Gleichungen entstehenden Matrizen sind auf Seite 31 zusammengefasst dargestellt.

Schematisieren der Erhaltungsgleichungen für

- Impuls:  $\frac{\partial(m_D \cdot \vec{v}_D)}{\partial t} = -F_D \Leftrightarrow \frac{\partial \vec{v}_D}{\partial t} = \frac{-F_D}{m_D} = A_{\vec{v}_D}$
- Energie:  $m_D \cdot c_p \cdot \frac{\partial T_D}{\partial t} = \dot{Q} - \Delta H_v \cdot \dot{m}_{vap} \Leftrightarrow \frac{\partial T_D}{\partial t} = \frac{\dot{Q} - \Delta H_v \cdot \dot{m}_{vap}}{m_D \cdot c_p} = A_{T_D}, \quad \frac{\partial T_\infty}{\partial t} = -\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty V_\infty c_{p,\infty}} = A_{T_\infty}$
- Masse:  $\frac{\partial m}{\partial t} = \dot{m}_{vap} = A_{m_D}$

Belegung der Solver-Matrizen für die Lösung der gekoppelten Erhaltungsgleichungen:  $B \cdot \vec{x} = \vec{d}$

$$B \cdot \vec{x} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{A'_{\vec{v}_D} - A^n_{\vec{v}_D}}{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n} \cdot \Delta t & -\frac{A''_{\vec{v}_D} - A^n_{\vec{v}_D}}{T'_D - T^n_D} \cdot \Delta t & -\frac{A'''_{\vec{v}_D} - A^n_{\vec{v}_D}}{m'_D - m^n_D} \cdot \Delta t \\ -\frac{A'_{T_D} - A^n_{T_D}}{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n} \cdot \Delta t & 1 - \frac{T'_D - T^n_D}{A''_{T_D} - A^n_{T_D}} \cdot \Delta t & -\frac{m'_D - m^n_D}{A'''_{T_D} - A^n_{T_D}} \cdot \Delta t \\ -\frac{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n}{A'_{T_\infty} - A^n_{T_\infty}} \cdot \Delta t & -\frac{T'_D - T^n_D}{A''_{T_\infty} - A^n_{T_\infty}} \cdot \Delta t & 1 - \frac{m'_D - m^n_D}{A'''_{T_\infty} - A^n_{T_\infty}} \cdot \Delta t \\ -\frac{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n}{A'_{m_D} - A^n_{m_D}} \cdot \Delta t & -\frac{T'_D - T^n_D}{A''_{m_D} - A^n_{m_D}} \cdot \Delta t & -\frac{m'_D - m^n_D}{A'''_{m_D} - A^n_{m_D}} \cdot \Delta t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{v}_D^{n+1} \\ T_D^{n+1} \\ T_\infty^{n+1} \\ m_D^{n+1} \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

$$\vec{d} = \begin{pmatrix} A^n_{\vec{v}_D} \cdot \Delta t + \vec{v}_D^n - \frac{A'_{\vec{v}_D} - A^n_{\vec{v}_D}}{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n} \cdot \vec{v}_D^n \cdot \Delta t - \frac{A''_{\vec{v}_D} - A^n_{\vec{v}_D}}{T'_D - T^n_D} \cdot T^n_D \cdot \Delta t - \frac{A'''_{\vec{v}_D} - A^n_{\vec{v}_D}}{m'_D - m^n_D} \cdot m^n_D \cdot \Delta t \\ A^n_{T_D} \cdot \Delta t + T_D^n - \frac{A'_{T_D} - A^n_{T_D}}{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n} \cdot \vec{v}_D^n \cdot \Delta t - \frac{A''_{T_D} - A^n_{T_D}}{T'_D - T^n_D} \cdot T^n_D \cdot \Delta t - \frac{A'''_{T_D} - A^n_{T_D}}{m'_D - m^n_D} \cdot m^n_D \cdot \Delta t \\ A^n_{T_\infty} \cdot \Delta t + T_\infty^n - \frac{A'_{T_\infty} - A^n_{T_\infty}}{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n} \cdot \vec{v}_D^n \cdot \Delta t - \frac{A''_{T_\infty} - A^n_{T_\infty}}{T'_D - T^n_D} \cdot T^n_D \cdot \Delta t - \frac{A'''_{T_\infty} - A^n_{T_\infty}}{m'_D - m^n_D} \cdot m^n_D \cdot \Delta t \\ A^n_{m_D} \cdot \Delta t + m_D^n - \frac{A'_{m_D} - A^n_{m_D}}{\vec{v}_D - \vec{v}_D^n} \cdot \vec{v}_D^n \cdot \Delta t - \frac{A''_{m_D} - A^n_{m_D}}{T'_D - T^n_D} \cdot T^n_D \cdot \Delta t - \frac{A'''_{m_D} - A^n_{m_D}}{m'_D - m^n_D} \cdot m^n_D \cdot \Delta t \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

Abbildung 14: Belegung der Solver-Matrizen für Lagrangegleichungen

### 3.3.2 Objektorientierter Systementwurf und Implementierung

Für die Implementierung des Strahlmodells wurde ein objektorientiertes Konzept entwickelt. Aktuelle Modelle zur Simulation von Strömungen jeglicher Art sind meist in prozeduralen Programmiersprachen, zum größten Teil in Fortran, implementiert. Solange solche Programme nur von einer Person geschrieben werden und wenige Zeilen lang sind, bleiben sie übersichtlich. Mit zunehmender Komplexität und damit auch Länge des Quelltextes werden Programme schnell unübersichtlich und anfällig für Fehler. Bereits implementierte Routinen zur Lösung bestimmter Aufgaben werden dann neu geschrieben, da sie in der existierenden Form nicht exakt zum aktuellen Problem passen oder dem aktuellen Bearbeiter unbekannt sind. Eine gute Implementierung zeichnet sich aus durch:

- Wiederverwendbarkeit des Codes, d.h. dem Vermeiden von programmiertechnischen Insellösungen,
- leichte Erweiterbarkeit,
- Stabilität und
- Übersichtlichkeit auch großer Projekte.

Der sogenannte „Objektorientierte Systementwurf“ bietet eine Vielzahl von Vorteilen, von denen hier nur einige angesprochen werden können. Theoretische Beschreibungen der dem Objektorientierten Systementwurf zugrunde liegenden Konzepte liefern Booch [7] sowie Rumbaugh [69], dessen *Object Modeling Technique* als Werkzeug für den Systementwurf des in dieser Arbeit implementierten Strahlmodells dient. Den letzten Stand der Entwicklung objektorientierter Analyse- und Entwurfsmethoden stellt die „Unified Modeling Language“ (UML) dar [1]. Einen praktischen Einstieg in die Objektorientierte Programmierung (OOP), die nach den oben beschriebenen Verfahren entworfene Systeme implementiert, bietet z.B. Claussen [10].

Die objektorientierte Modellierung ist ein Ansatz, um Konzepte der realen Welt in Modellen zu erfassen. Die Grundlage für diesen Ansatz stellt das *Objekt* dar: Ein Objekt fasst eine Datenstruktur und das zu diesen Daten gehörende Verhalten in einer Einheit zusammen. Die Daten (Mitglieder) und Operationen (Methoden)

eines Objektes werden auch als dessen Attribute bezeichnet. Objekte tauschen Informationen nach vorgegebenen Regeln untereinander aus, bei der konventionellen Programmierung sind die Daten und ihr Verhalten dagegen nur lose verknüpft [69].

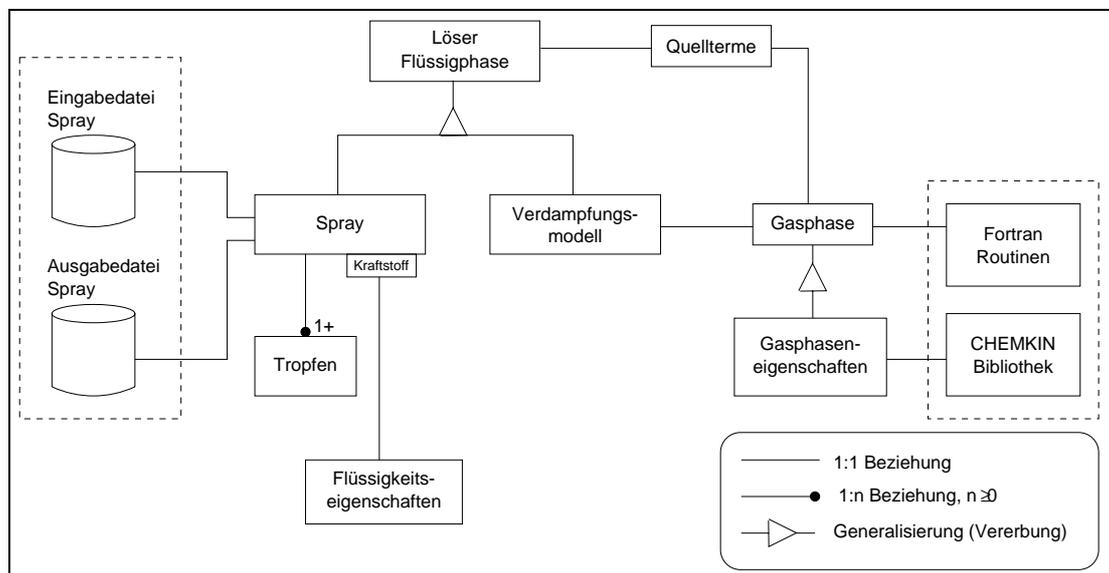
Im Sinne der OOP ist eine *Klasse* die abstrakte Beschreibung einer Menge von ähnlichen Objekten. Objekte dagegen haben immer eine bestimmte Ausprägung, sie stellen eine so genannte Instanz einer Klasse dar. So können zum Beispiel aus einer Klasse „Flüssigkeitseigenschaften“ die Objekte „Flüssigkeitseigenschaften Heptan“ und „Flüssigkeitseigenschaften Dodekan“ instanziiert werden. Diese bieten dann die gleichen Methoden an, z.B. zur Bestimmung der Dichte des Stoffes in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, liefern jedoch unterschiedliche, stoffabhängige Ergebnisse zurück.

Die beiden wichtigsten Konzepte des Objektorientierten Systementwurfs sind die *Kapselung* und die *Vererbung*. Die Kapselung ist das Prinzip, nach dem die Schnittstelle einer Softwarekomponente auf die notwendige Information beschränkt wird [10]. Relevant ist, wie eine Komponente verwendet wird, nicht wie sie realisiert ist („information hiding“). Durch diese Definition einfacher Schnittstellen und dem Verbergen von Informationen, die ausschließlich die Arbeitsweise einer Komponente betreffen, wird das Programm transparent und so implementierte Teile leicht wieder verwendbar, da Ein- und Ausgabe der Komponente klar festgelegt sind.

Die Vererbung ist eines der mächtigsten und interessantesten Konzepte des objektorientierten Programmierens. Sie ist ein Mechanismus, nach dem Objekte einer Klasse Zugriff auf Daten und Methoden einer bereits früher definierten Klasse bekommen, ohne dass diese neu definiert werden müssen [10]. Das Verbergen von Informationen wird erweitert. Die Klasse stellt bereits als Konzept die Kapselung von Attributen zur Verfügung. Durch die Vererbung wird diese Kapselung noch hierarchisiert.

Als Beispiel für Kapselung und Vererbung dient der Zugriff auf die Stoff- und Transporteigenschaften der Gasphase, die mit der in Fortran programmierten CHEMKIN-Bibliothek [40] berechnet werden. Dazu wurde die Klasse „Gasphaseneigenschaften“ entworfen und implementiert. Der Benutzer instanziiert ein Objekt dieser Klasse mit einer Gemischzusammensetzung seiner Wahl und kann direkt darauf Stoffdaten wie Viskosität, Wärmekapazität oder das mittlere Molgewicht der vorgegebenen Mischung abfragen. Der Zugriff auf CHEMKIN erfolgt für den Benutzer transparent. Alle Initialisierungsvorgänge und Plausibilitätsprüfungen bleiben vor ihm verborgen. Das erleichtert den Umgang mit der Klasse und erhöht deutlich die Wiederverwendbarkeit der implementierten Komponente.

Das in Bild 15 gezeigte Klassenmodell für die Spraysimulation orientiert sich der objektorientierten Philosophie entsprechend stark an der Vorstellung von zwei Phasen, wobei der Systementwurf durch die Verwendung größerer, in Fortran programmierter Komponenten (sog. „*legacy code*“) nicht vollständig objektorientiert erfolgen konnte.



**Abbildung 15:** OMT-Klassenmodell (Notation nach Rumbaugh [69])

Es existiert je ein Löser für die flüssige und die gasförmige Phase. Zur Berechnung der Gasphase wird auf ein bereits bestehendes, in Fortran implementiertes Programm zur Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen zurückgegriffen, das in Bild 15 im Block „*Fortran Routinen*“ verborgen ist. Der Zugriff darauf erfolgt über die Klasse „*Gasphase*“, die die lokalen Größen Geschwindigkeit, Temperatur und Konzentration im Strömungsfeld liefert und die Fähigkeit zur Berechnung der physikalischen Gemischeigenschaften von der Klasse „*Gasphaseneigenschaften*“ erbt. Vor dem Aufruf des Löser für die Gasphase sorgt sie dafür, dass die aus dem Spray stammenden „*Quellterme*“ für Impuls, Energie und Masse auf die entsprechenden Netze und Zellen verteilt werden.

Im „*Löser Flüssigphase*“ ist ein Algorithmus zur Lösung des Gleichungssystems enthalten, mit dem das Verhalten der Tropfenpakete beschrieben wird. Die Klasse erbt alle notwendigen Eigenschaften zur Bestimmung der Koeffizienten dieses Gleichungssystems aus den Klassen „*Verdampfungsmodell*“ und „*Spray*“. Die im Verdampfungsmodell implementierten Gleichungen und Korrelationen wurden in Abschnitt 3.3.1 beschrieben. Der Einspritzstrahl, der an sich der Lagrangeschen Betrachtungsweise

folgend aus verschiedenen „*Tropfen*“ besteht, wird durch die Klasse „*Spray*“ abgebildet. Die einzelnen Tropfenpakete werden von der Klasse *Spray* instanziiert und in einem Vektor verwaltet. Für die Berechnung der Stoffeigenschaften der flüssigen Phase ist die Klasse „*Flüssigkeitseigenschaften*“ zuständig, von der die Klasse *Spray* ein Objekt für den entsprechenden Kraftstoff instanziiert.

Die beschriebene Struktur erlaubt durch ihre klar definierten Schnittstellen, einzelne Teile der Implementierung ohne großen Programmieraufwand auszutauschen. Damit ist es möglich, z.B. das momentan verwendete Verdampfungsmodell durch ein erweitertes Modell, das beispielsweise Flash-Boiling-Effekte berücksichtigt, zu ersetzen. Der direkte Zugriff auf den Quelltext der Programme ermöglicht eine leichte Modifikation der in den einzelnen Modellen enthaltenen Korrelationen, wie z.B. die in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Möglichkeiten der Mittelwertbildung zur Stoffdatenberechnung.

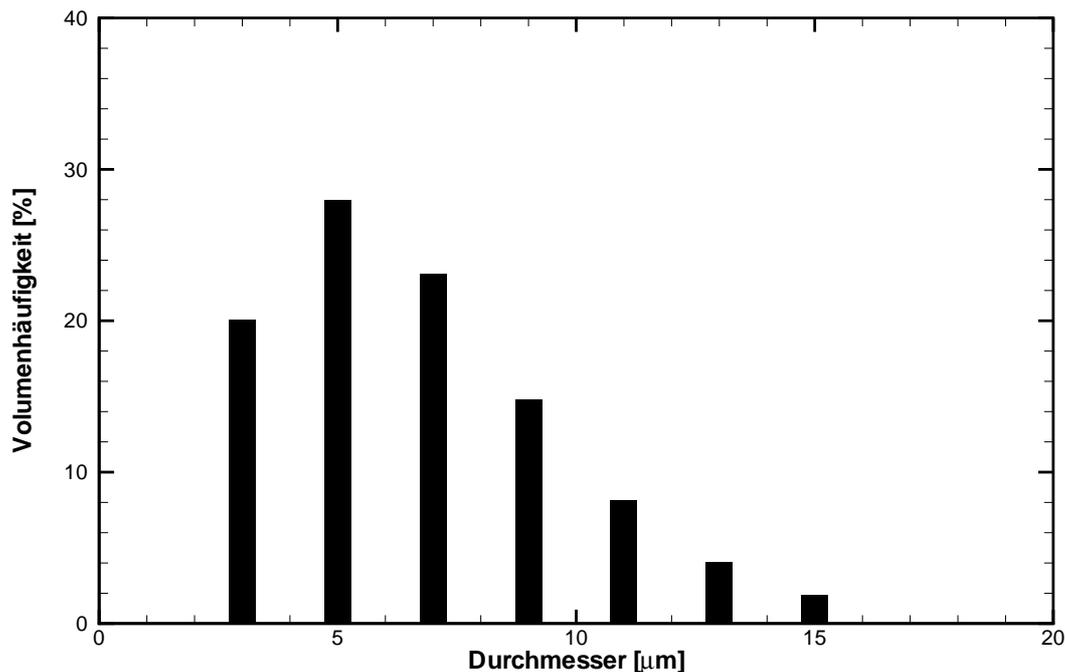
Die Implementierung gestattet die Verwendung unterschiedlicher Schrittweiten für die Lösung der Erhaltungsgleichungen der Gasphase und der flüssigen Phase. Außerdem kann die Berechnung eines Zeitschritts für die flüssige Phase iterativ erfolgen, um ein unphysikalisches Auskühlen der Tropfenumgebung zu verhindern. Dazu wird im ersten Durchlauf eine neue Tropfentemperatur bestimmt, mit der im nächsten Durchlauf ein neuer Sättigungsdampfdruck berechnet wird. Die Bestimmung der übrigen Stoffeigenschaften und des Wärmestroms aus der Gasphase erfolgt dabei mit den unbeeinflussten Werten zu Beginn des Zeitschritts.

Für das *Spray* kann eine Tropfengrößenverteilung vorgegeben werden, die nach einer dem Programm KIVA [3] entlehnten Korrelation berechnet wird. Dazu werden, ausgehend von einem z.B. experimentell bestimmten mittleren Sauterdurchmesser ( $SMD_{32}$ ),  $i$  Durchmesserklassen mit einem kleinsten Radius  $r_{min}$  und einem größten Radius  $r_{max}$  bestimmt:

$$r_1 = r_{min}, \quad r_i = r_{i-1} + \frac{r_{max} - r_{min}}{n - 1} \quad \text{für } i > 1. \quad (3.39)$$

Mit einer Verteilungsfunktion  $G(i)$  wird dann die auf die jeweilige Durchmesserklasse entfallende Anzahl der Tropfen bestimmt, die zum Erreichen des anfänglich bestimmten  $SMD_{32}$  erforderlich sind:

$$G(i) = \frac{r_i^3}{6\bar{r}^4} \cdot e^{-\frac{r_i}{\bar{r}}} \quad \text{mit } \bar{r} = \frac{1}{6}SMD_{32}. \quad (3.40)$$



**Abbildung 16:** Verteilung der Tropfenpakete auf die Durchmesserklassen

Die sich damit für einen SMD von  $5 \mu\text{m}$  ergebende Volumenverteilung der Tropfen auf sieben verschiedene Größenklassen zeigt Bild 16.

Die Modifikationen im angekoppelten Fortran-Teil zur Berechnung der Gasphase beinhalten Routinen zur Ausgabe der lokalen Zustandsgrößen in der Gasphase und zur korrekten Zuordnung der Quellterme. Außerdem wird von dort eine Methode im Löser der Flüssigphase aufgerufen, die für einen vorgegebenen Zeitschritt das Gleichungssystem des Einspritzstrahls löst. Die Aufgabe des nicht abgebildeten Hauptprogramms reduziert sich auf die Instanziierung des Löser für die Flüssigphase und den Aufruf der Hauptroutine des Gasphasenlöser.

### 3.3.3 Vergleich mit Experiment

Zur Überprüfung der Implementierung wurde die berechnete Eindringtiefe des Strahls mit einer Messung [30] verglichen. Im Experiment wird die Abdunklung einer hinter dem Strahl liegenden Lichtquelle während der Einspritzung bei Umgebungsdruck zeit- und orts aufgelöst erfasst.

Für zwei verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten wurden Vergleichsrechnungen durchgeführt. Für die erste Berechnung wurde eine nach Abschnitt 3.1.3 ermittelte, variable Eintrittsgeschwindigkeit angenommen, für die zweite Simulation eine fixe Anfangsgeschwindigkeit, die einen typischen Ersatzverlauf darstellt. Zur Bestimmung der anfänglichen Tropfendurchmesser für das gezeigte Beispiel wurde ein aus einer Malvern-Messung [31] bestimmter mittlerer Sauterdurchmesser von  $5\ \mu\text{m}$  angesetzt.

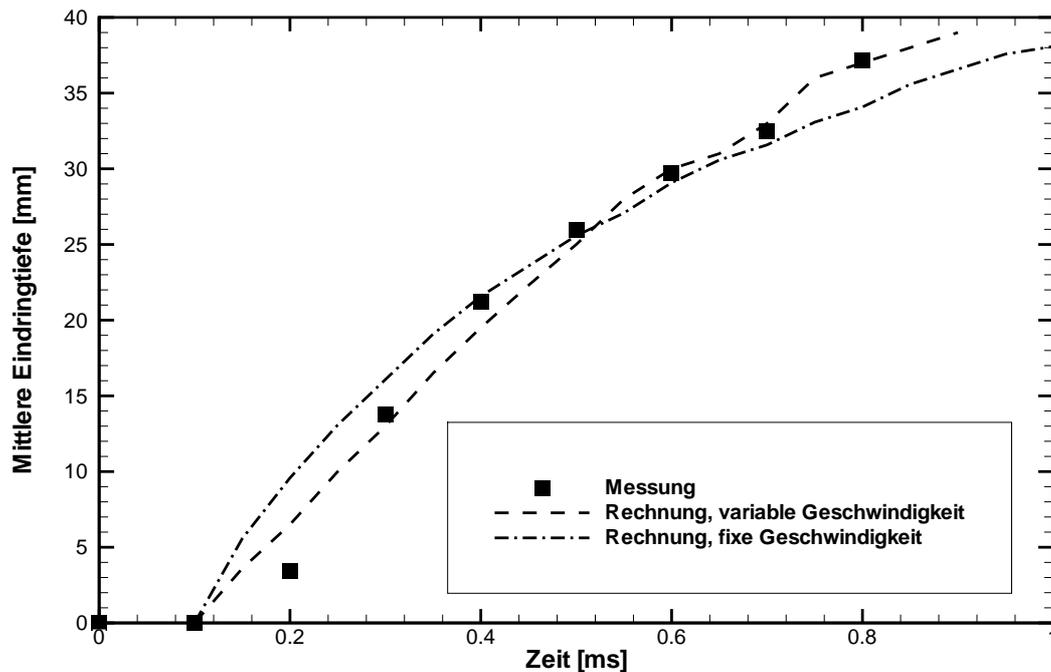


Abbildung 17: Berechnete und gemessene Eindringtiefe des Einspritzstrahls

In Bild 17 sind die berechneten Eindringtiefen der Strahlspitze mit der gemessenen Eindringung verglichen. Die Übereinstimmung ist für den verwendeten laminaren Strömungslöser als gut zu bezeichnen. In beiden Rechnungen wird die anfängliche Eindringung überschätzt, im späteren Verlauf nähert sich die Rechnung mit variabler Anfangsgeschwindigkeit sehr gut dem Doppel-S-förmigen Verlauf des Experiments an.

## 4 Untersuchung von Tropfenkollektiven

Ein Tropfen in einem Spray zeigt ein anderes Verhalten als ein isolierter Tropfen. Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Tropfen beeinflussen den Widerstandsbeiwert, verändern das Strömungsfeld, erhöhen oder verringern in Abhängigkeit von der Spraydichte den Zündverzug. Umgebende Tropfen ziehen zur Verdampfung benötigte Wärme ab und ändern schließlich die Dampfkonzentration im Strömungsfeld.

Sirignano [77] unterscheidet drei Stufen der Interaktion zwischen Tropfen in einem Spray: In der ersten Stufe sind die Tropfen so weit voneinander entfernt, dass es zu keiner gegenseitigen Beeinflussung kommt. Von diesem Zustand gehen viele aktuelle Strahlmodelle aus. Insbesondere verhalten sich der Widerstand, der Auftrieb und die Sherwood- und Nusselt-Zahlen wie die eines Einzeltropfens. In der nächsten Stufe sind die Tropfen näher zueinander gruppiert und die Tropfen können nicht mehr als Einzeltropfen betrachtet werden. Der Aufenthalt weiterer Tropfen in der Dampfwolke und im Nachlaufgebiet eines Tropfens führt im Vergleich zum Einzeltropfen zu verändertem Wärme- und Stoffübergang, Widerstand und Auftrieb. Die Aussagekraft von Untersuchungen an Einzeltropfen ist daher nur begrenzt, insbesondere in Gebieten mit dichtem Spray wie in der Nähe des Injektors [77]. In der dritten und letzten Stufe kommt es zu Kollisionen zwischen den Tropfen, die zu Koaleszenz bzw. Sekundärzerfall führen.

Als ein erster Schritt zum besseren Verständnis der Vorgänge in komplexen, realen Sprays wurde das instationäre Verdampfungsverhalten einer äquidistant und symmetrisch angeordneten Gruppe von Tropfen gleicher Größe bei der Variation verschiedener Parameter untersucht. Die Anordnung der Tropfen ist dabei willkürlich.

### 4.1 Grundlagen

Die numerische Behandlung einer komplexen veränderlichen Geometrie, die eine Gruppe verdampfender Tropfen darstellt, stellt folgende Anforderungen an das Simulationsprogramm:

- eine adäquate Auflösung der komplexen, dreidimensionalen Geometrie der im Rechengebiet verteilten Tropfen,
- ein eng an der Tropfenoberfläche anliegendes Gitter mit hoher Auflösung, um den Wärme- und Massenübergang an den Grenzen zwischen flüssiger und gasförmiger Phase genau zu berechnen und

- die Berücksichtigung der Durchmesserabnahme von verdampfenden Tropfen und ihrer Bewegung im Rechengebiet.

Die zur Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen erforderliche Aufteilung des Rechengebietes durch ein Netz mit diskreten Gitterpunkten führt jedoch bei der Benutzung einfacher orthogonaler Gitter zu einer schlechten Auflösung der Ränder von nicht-orthogonalen Strukturen.

Zur Beschreibung komplexer Geometrien existieren prinzipiell drei in ihrem Ansatz unterschiedliche Verfahren: Adaptive Gitter, lokal verfeinerte Gitter und die Domänenzerlegung. Der erste Ansatz versucht, die vorhandene Zahl von Gitterpunkten möglichst effektiv zu nutzen, indem das Gitter laufend an das Strömungsfeld angepasst wird („*adaptive gridding*“). Dabei soll das Netz der Diskretisierungsstellen in Bereichen großer Gradienten dichter geknüpft sein als im äußeren Strömungsgebiet. Bei der lokalen Gitterverfeinerung („*grid refining*“) wird an kritischen Stellen, wie Wänden oder Zonen mit großen Gradienten, die Zellgröße systematisch verkleinert, um zu einer genauen Lösung zu gelangen. Die Domänenzerlegung zerteilt das Rechengebiet in Untergebiete, die unabhängig voneinander berechnet werden und über ihre Randbedingungen miteinander in Beziehung stehen.

Nachteile der genannten Verfahren sind die sehr aufwändige Gittergenerierung nach jedem Zeitschritt beim adaptiven und lokal verfeinerten Gitter bzw. die Verknüpfung der Gitter bei der Domänenzerlegung. Sollen Teile oder gesamte Gitter bewegt werden, wie dies z.B. im Motor bei Ventilen oder bei der Gemischbildung bei den Tropfen untereinander erforderlich ist, muss das Gitter nach jedem Zeitschritt in einem sehr zeitaufwändigen Vorgang neu berechnet werden.

#### 4.1.1 Mehrgitterverfahren – Chimera-Technik

Das zur Simulation der Tropfenkollektive eingesetzte „Chimera“-Mehrgitterverfahren [6, 15] läßt sich zu den Verfahren mit Domänenzerlegung („*domain decomposition*“) zählen, da auch hier das Berechnungsgebiet in Unterzonen zerlegt wird, die sich durch je ein einfaches Gitter beschreiben lassen. Die Gitter sind allerdings im Gegensatz zur konventionellen Domänenzerlegung nicht fest miteinander verknüpft, sondern überlappen sich gegenseitig. Bei der Lösung der Gleichungen auf den einzelnen Gittern müssen an den Rändern die Werte für Geschwindigkeit und Temperatur sowie die Speziesmassenbrüche zwischen den Gittern interpoliert werden, um ein geschlossenes Berechnungsgebiet zu gewährleisten. Das Verfahren wurde ursprünglich

von der NASA entwickelt und dort erfolgreich zur Berechnung der Umströmung von Außenlasten an Raumfahrzeugen eingesetzt [29]. Unter anderem fand das Verfahren Anwendung im Brauereiwesen zur Untersuchung von Vorgängen bei der Partikelzerstörung von Bierhefe [59] und in der Medizintechnik zur Simulation von Strömungsvorgängen in feinsten Gefäßen. Zur Untersuchung der Interaktion von Tropfengruppen unter dieselmotorischen Bedingungen wurde das Verfahren erstmals von Stapf, Maly und Dwyer angewendet [82, 20].

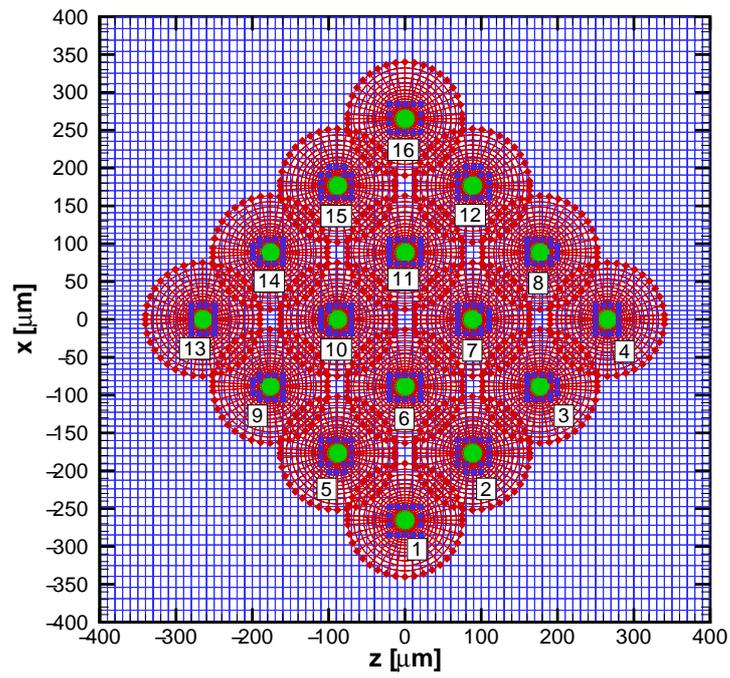
Die Vorteile der Chimera-Technik liegen in den verwendeten einfachen Gittergeometrien und der leichten Beweglichkeit der Gitter zueinander. Damit ist bei den untersuchten Tropfengruppen eine Bewegung der Tropfen unter Anwendung eines Lagrange-Ansatzes [82] möglich. Nachteil des Verfahrens ist das nach jedem Zeitschritt erforderliche Suchen der neuen Interpolationspunkte bei bewegten Gittern.

Das Prinzip der Chimera-Technik ist in den Bildern 18(a) und 18(b) dargestellt. Ein grobes, orthogonales Gitter deckt das gesamte Rechengebiet ab. Die Tropfen ihrerseits sind von einem feineren, kugelförmigen Gitter umgeben. Die inneren Ränder der Kugelschalen sind fest mit der Tropfenoberfläche verknüpft und folgen dadurch der Tropfenbewegung und der Oberflächenänderung. An ihren äußeren Rändern werden Randbedingungen durch die im orthogonalen Gitter vorliegenden Größen an Interpolationspunkten in das Kugelgitter übergeben (Rhomben in Bild 18(b)).

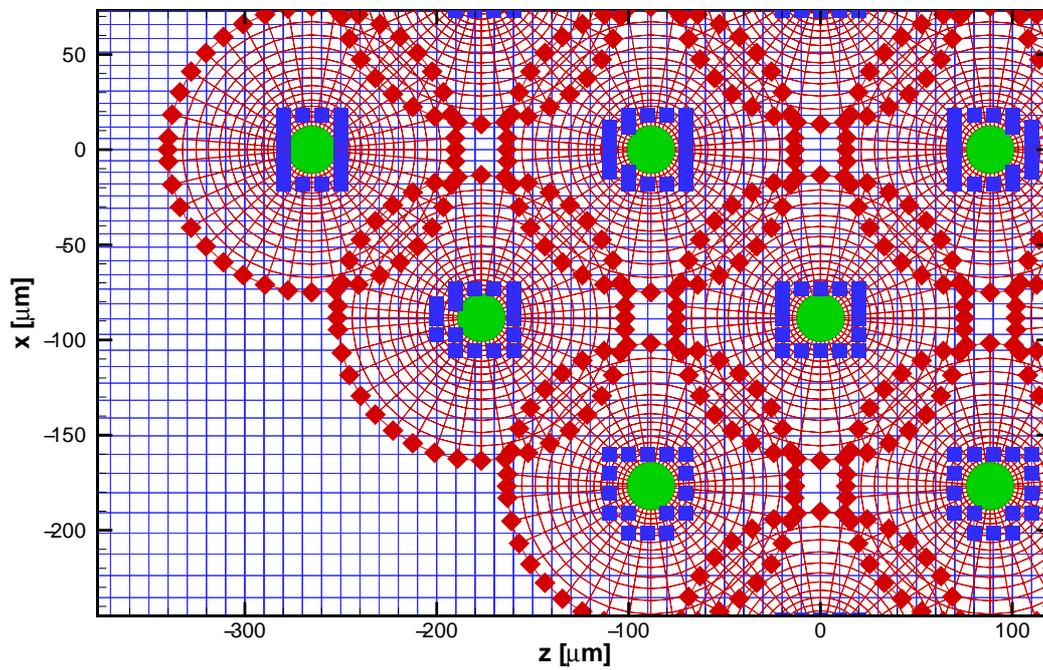
Bei der Interpolation werden zunächst von der bekannten Lage des Randpunktes aus die nächsten sechs Ecken des umgebenden Hexaeders bestimmt. Aus den dort vorliegenden Werten für Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur, Druck und Massenbrüche der Spezies wird nach Gewichtung mit dem Abstand zwischen Eck- und Interpolationspunkt die äußere Randbedingung für das Kugelgitter berechnet.

Eine Besonderheit des zur Berechnung der Tropfenverdampfung eingesetzten Chimera-Verfahrens ist, dass das orthogonale Gitter an den Aufenthaltsorten der Tropfen aufgeschnitten wird. An dem so entstehenden Rand werden die Feldgrößen nahe der Tropfenoberfläche vom Kugelgitter in das orthogonale Gitter interpoliert (Quadrate in Bild 18(b)). Die Interpolationsroutine arbeitet trilinear. Sollte ein Interpolationspunkt sowohl im orthogonalen als auch in einem Kugelgitter liegen, wird der Wert aus dem Kugelgitter benutzt, da dieses feiner ist und damit eine höhere Genauigkeit besitzt.

Das Tropfeninnere wird durch ein eindimensionales Kugelschalengitter aufgelöst, das seinerseits ebenfalls mit der Tropfenoberfläche verknüpft ist und die inneren



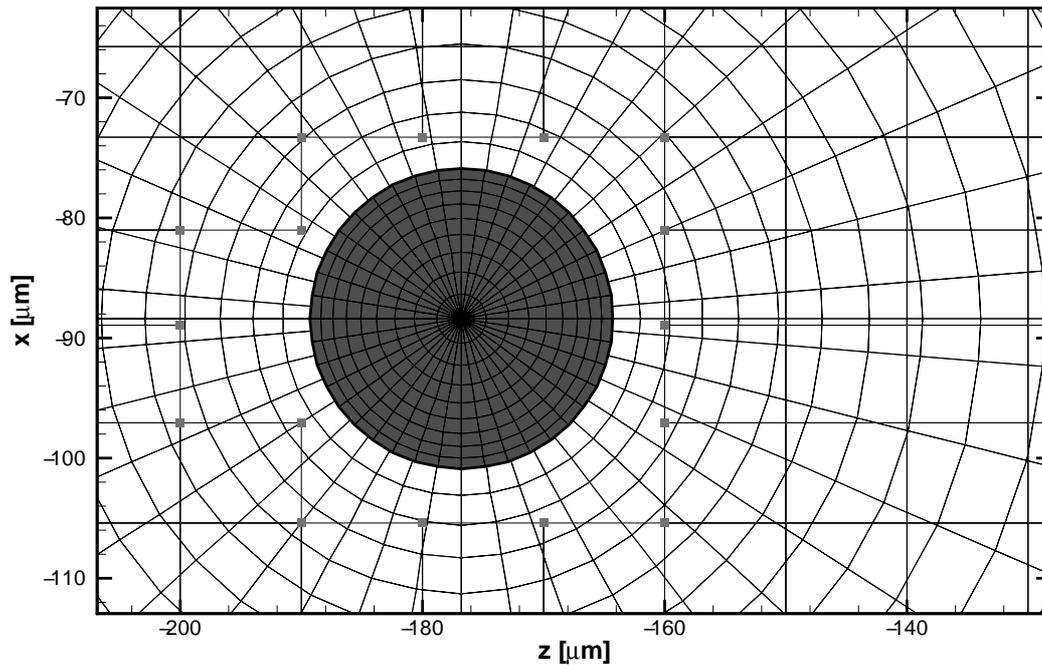
(a) Kollektiv



(b) Interpolation

Abbildung 18: CHIMERA-Verfahren

Randbedingungen der Kugulgitter aus dem Wärme- und Massenübergang an der Phasengrenze festlegt. Auf eine dreidimensionale Auflösung des Tropfeninneren wird verzichtet, da der Ausgleich von Temperaturgradienten unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung bei kleinen Tropfen sehr schnell erfolgt [19]. In Bild 19 ist die Gitterstruktur in Tropfennähe dargestellt. Die hohe Auflösung an der Phasengrenze ist gut zu erkennen.



**Abbildung 19:** Phasengrenze

Die Randbedingungen der einzelnen Gitter sind in Tabelle 2 aufgeführt. Eine Ausnahme gilt für das orthogonale Gitter, das das gesamte Rechengebiet abdeckt: An seinem äußeren Rand herrschen gemischte Randbedingungen mit vorgegebenen Werten (Dirichlet-Bedingungen) für das Strömungsfeld auf der linken Seite des Randes und einem freien Ausströmen ohne Gradient (Neumann-Bedingungen) über die rechte Seite des Gitters.

In Anhang B sind die bei der innermotorischen Gemischbildung anzutreffenden turbulenten Längenskalen abgeschätzt. Bei der Simulation der Tropfenkollektive kann auf den Einsatz eines Turbulenzmodells verzichtet werden, da das orthogonale Gitter auch die kleinsten auftretenden Wirbellängen auflöst. Es handelt sich also um eine direkte numerische Simulation (DNS) des Problems. Die Berechnung der Kollektive mit 16 Tropfen erfolgte zum Beispiel in insgesamt 33 Gittern mit zusammen

Gitter	Rand	Art der Randbedingung
Orthogonal	außen innen	Dirichlet/Neumann Dirichlet
Kugel	außen innen	Neumann Dirichlet
Tropfen	außen innen	Neumann Neumann

**Tabelle 2:** Randbedingungen der Chimera-Gitter

ca. 160.000 Zellen, womit ein Volumen von etwas über einem halben Kubikmillimeter abgedeckt wird. Die zur Simulation von motorischen Prozessen einschließlich Ansaugtrakt, Ventilen und Kolbenbewegung benutzten Netze bewegen sich zur Zeit bei ca. 340.000 Zellen, wobei durch die Benutzung von Turbulenzmodellen das Volumen einer einzigen Zelle in etwa dem bei dieser direkten numerischen Simulation betrachteten Gesamtvolumen entspricht.

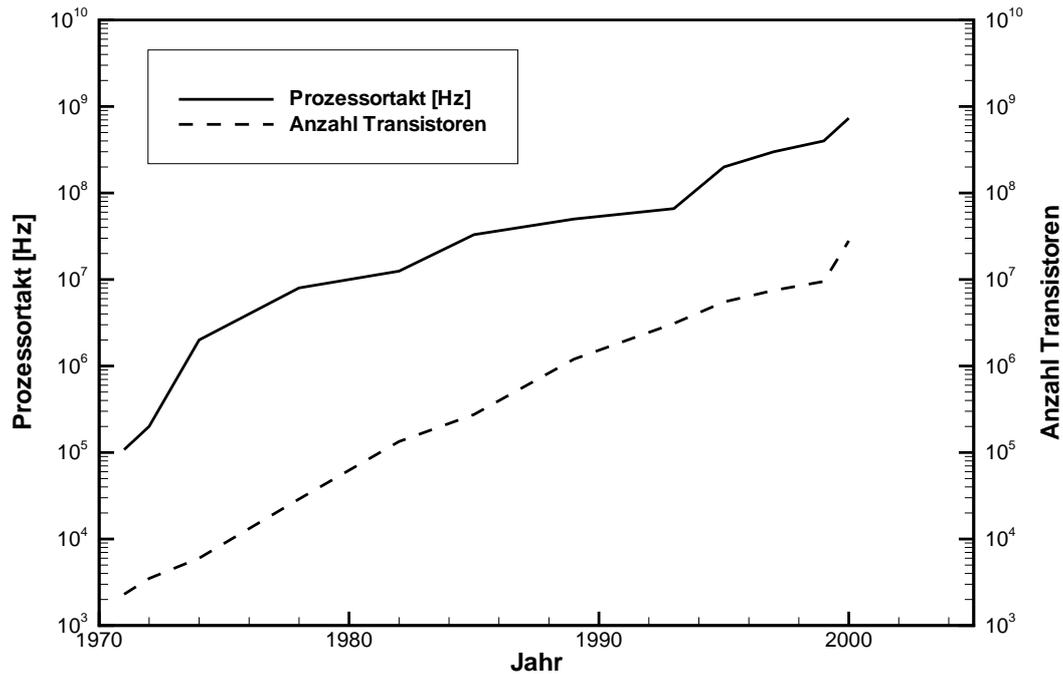
Der Vergleich veranschaulicht das der DNS inhärente Problem: Wegen der erforderlichen hohen Auflösung des Rechengebiets kann die direkte numerische Simulation heute vorwiegend nur für wissenschaftliche Grundlagenuntersuchungen angewandt werden [54]. Der Fortschritt in der Informationstechnologie steckt die Grenzen für die Komplexität der Modelle und die Größe der Netze regelmäßig neu. So wurde beobachtet, dass sich in den letzten zehn Jahren der Speicherverbrauch von Entwicklungssystemen etwa alle 18 Monate verdoppelt hat.

Dies war nur möglich, da bisher die logische Dichte von integrierten Schaltkreisen dem Mooreschen Gesetz [33], (Bit pro Quadratzoll) =  $2^t$  mit der Zeit  $t$  in Jahren seit 1962, folgte. Das heißt, dass sich die Menge an speicherbarer Information auf einem Stück Silizium seit Entwicklung der Technologie jedes Jahr knapp verdoppelt. In Bild 20 ist exemplarisch für die Prozessoren der Firma Intel die Entwicklung von Prozessortakt (=Geschwindigkeit) sowie Integrationsdichte (in Anzahl der auf dem Chip befindlichen Transistoren) dargestellt. Noch im Forschungsstadium sind auf optischen Verfahren beruhende Chips, sogenannte PICs<sup>1</sup>. Diese ermöglichen bei gleicher Strukturweite eine vielfach gesteigerte Arbeitsgeschwindigkeit.

Grundlagenuntersuchungen mit direkter numerischer Simulation und Methodenentwicklung zu ihrer Anwendung auch für komplexe Systeme sind daher äußerst sinnvoll

---

<sup>1</sup>Photonic Integrated Circuit



**Abbildung 20:** Entwicklung der Rechenleistung von Mikroprozessoren (Intel Corp. [34])

und notwendig, da durch die stetige Weiterentwicklung der Produktionsverfahren bei den klassischen Siliziumchips und dem parallelen Übergang von der Siliziumtechnologie auf optische Speichersysteme zu erwarten ist, dass die weitere Entwicklung der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung weitgehend gewährleistet sein wird.

#### 4.1.2 Thermodynamische Randbedingungen im Motor

Die thermodynamischen Randbedingungen der Gemischbildung bei Saugrohrein-spritzung und bei Systemen für direkteinspritzende Motoren unterscheiden sich deutlich. Bei der Saugrohrein-spritzung herrschen in Abhängigkeit von der Stellung der Drosselklappe und eventueller Aufladung Drücke von knapp unter Umgebungsdruck bis ca. 2 bar. Die Temperaturen der Ansaugluft liegen minimal bei der Außentemperatur und können bis zu ca. 70 °Celsius erreichen. Diese Bedingungen gelten auch beim direkteinspritzenden Motor während der homogenen Betriebsphase. Wird der Motor mit Schichtladung betrieben, ändern sich die Umgebungsbedingungen drastisch.

In Bild 21 ist exemplarisch die gemessene Schleppdruckkurve eines Ottomotors dargestellt, in der das Zeitfenster für die Einspritzung im Schichtladebetrieb gekenn-

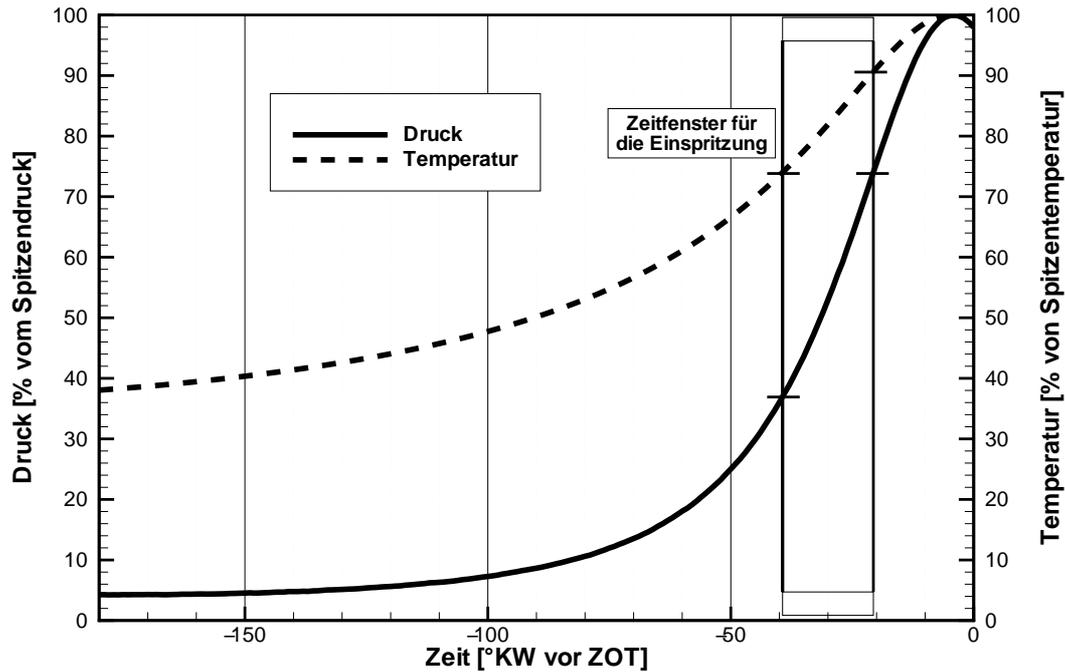


Abbildung 21: Schlepdruckkurve

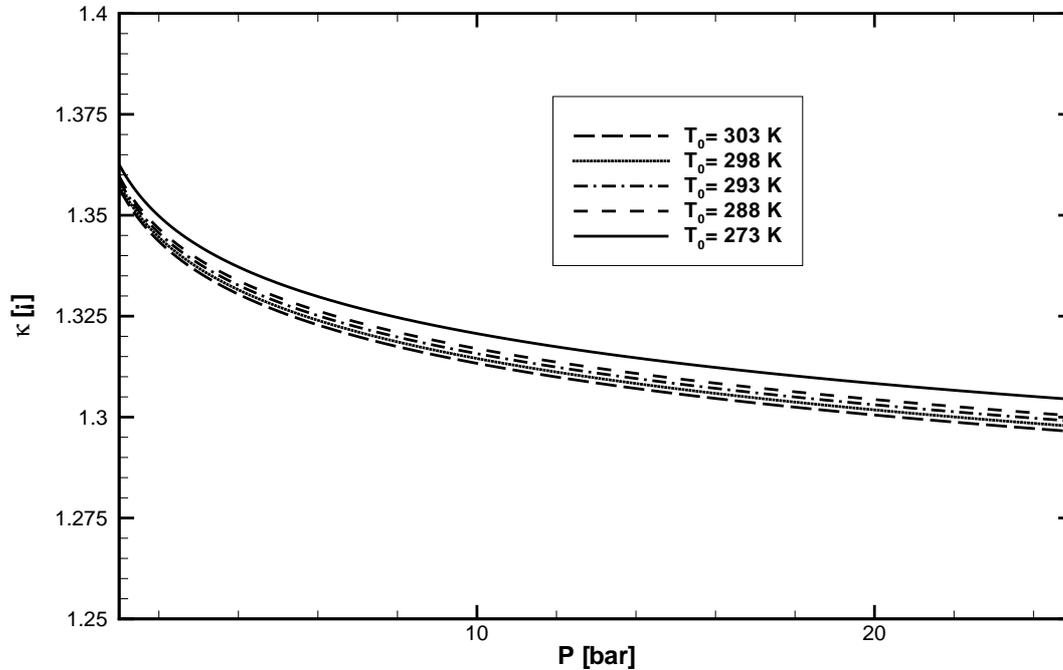
zeichnet wurde. Der früheste Zeitpunkt ist durch die Forderung festgelegt, die Gemischwolke kompakt zu halten. Das späteste Einspritzende wird durch den Zündzeitpunkt bestimmt. Dauert die Einspritzung während des Funkendurchschlags an, kann die Zündkerze das Gemisch durch die strahlinduzierten, hohen lokalen Geschwindigkeiten nicht richtig entflammen. Des Weiteren ist ein zu spätes Schließen des Einspritzventils generell zu vermeiden, da es durch die hohen Verbrennungstemperaturen bei geöffnetem Einspritzventil zu Ablagerungen im Ventilsitz und Zulauf im Injektor durch Verkokung von Kraftstoff kommen kann. Diese beeinträchtigen das Betriebsverhalten des Einspritzsystems. Der Druck bei der Einspritzung im Schichtladebetrieb liegt damit, abhängig vom Verdichtungsverhältnis  $\epsilon$  des Motors, in einem Bereich von etwa 10 bis 20 bar.

Der Temperaturanstieg während der Verdichtung wird als polytrope Zustandsänderung mit der Gleichung

$$T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (4.1)$$

mit dem Polytropenexponenten  $\kappa$  berechnet. Die Wärmekapazitäten  $c_p$  und  $c_v$  hängen beide von der Temperatur ab. Da die Änderung von  $\kappa$  während der Kompression einen Einfluss auf den Temperaturanstieg hat, wurde  $\frac{c_p}{c_v}$  in einem nulldimensionalen,

homogenen Reaktor bei adiabatisch-reversibler Kompression für verschiedene Anfangstemperaturen berechnet (Bild 22). Der Polytropenexponent bewegt sich in einem Bereich von 1.30 bis 1.36, eine Vergleichsrechnung mit einem fixen  $\kappa = 1.34$  zeigte nur geringe Abweichungen in der Kompressionstemperatur (siehe auch Tabelle 3).



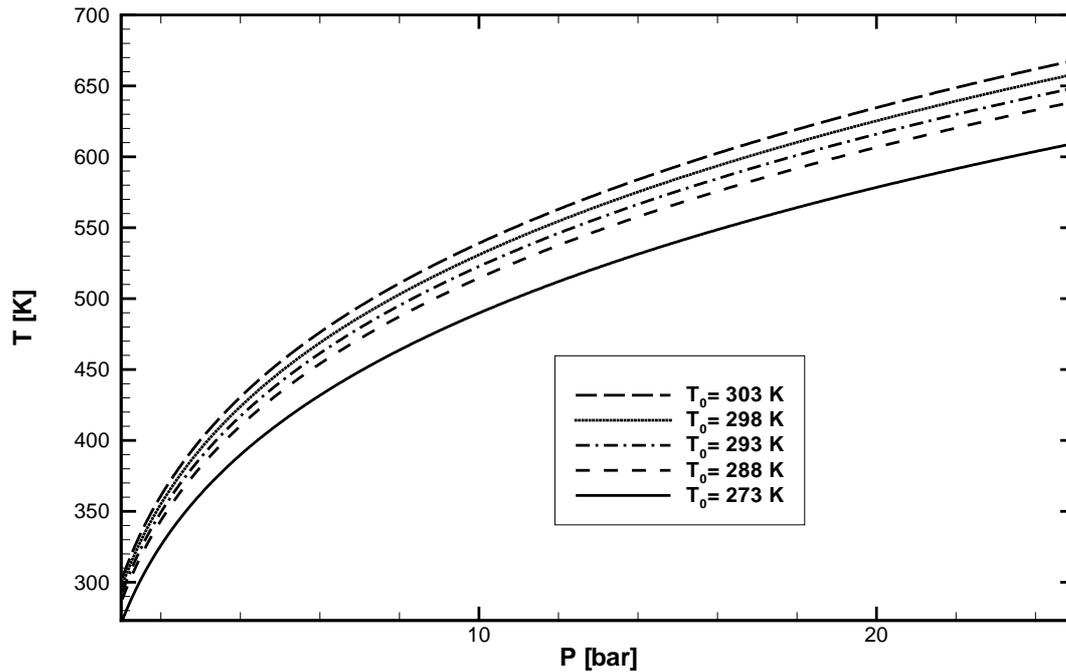
**Abbildung 22:** Temperatur- und Druckeinfluss auf den Polytropenexponenten

Druck $p$ [bar]	Temperatur bei Verdichtung $T$ [K] mit $\kappa = f(T, p)$			Gewählte Randbedingung $T$ [K]
	$T_0 = 273K$	$T_0 = 303K$	mit $\kappa = 1.34$ $T_0 = 303K$	
1	273	303	303	–
10	490	540	543	540
15	540	593	602	600
20	580	635	648	640

**Tabelle 3:** Kompressionstemperaturen

Bild 23 zeigt die mit dem variablen Polytropenexponenten für unterschiedliche Ausgangstemperaturen berechnete Kompressionstemperatur. Die Ausgangstemperaturen von 0 °Celsius bis 30 °Celsius spiegeln den Temperaturbereich wider, der dem häufigsten Betriebsbereich des Motors entspricht.

Im stationären Betrieb liegt die Temperatur der Ansaugluft üblicherweise bei min-



**Abbildung 23:** Kompressionstemperatur für verschiedene Polytropenexponenten

destens 30 °Celsius, da sie – bedingt durch die Wärmeabgabe des Motors und eine eventuelle Aufheizung durch Aufladung – im Ansaugsystem vorgewärmt wird. Daher wurden für die Simulation der Verdampfung von Tropfenkollektiven die thermodynamischen Randbedingungen so gewählt, dass sie in etwa denen bei 303 K Ansauglufttemperatur entsprechen.

In Tabelle 3 sind die für die verschiedenen Polytropenexponenten berechneten Kompressionstemperaturen zusammengefasst. Zusätzlich sind die als Randbedingung für die Simulation verwendeten Temperaturen aufgeführt.

## 4.2 Simulationsmodell

### 4.2.1 Annahmen für das Modell

Der thermodynamische Druck wird als Anfangsbedingung an den motorischen Betriebspunkt angepasst und bleibt zeitlich und räumlich konstant. Die Änderung des dynamischen Drucks wird in der Impulserhaltung berücksichtigt. Die Anfangstemperatur wird an die motorischen Randbedingungen angepasst. Die Relativgeschwindigkeit der Tropfen wird für den Großteil der Untersuchungen als nahe null vorausgesetzt, da Tropfen mit kleinen Durchmessern schnell der Strömung folgen [67].

Für die Berechnung der Verdunstung von Tropfengruppen werden chemische Reaktionen ausgeschlossen, d.h. die Gasphase ist inert. Die Anwendung von globalen und detaillierten Reaktionsmechanismen, z.B. zur Berechnung von Zündvorgängen, ist im Programm allerdings vorgesehen.

Die Stoffwerte für die Gasphase werden mit der CHEMKIN-II-Bibliothek [40] berechnet. Die Stoffdaten der Flüssigkeit werden mit den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Formeln nach Reid und Prausnitz [66] bestimmt.

Die Tropfen selbst werden als nicht-reaktiv und inkompressibel betrachtet. Außerdem wird angenommen, dass sie über ihre gesamte Lebenszeit eine Kugelform besitzen und das Umgebungsmedium nicht im Tropfen löslich ist, da dieser Effekt nach Jia [35] erst bei einem Umgebungsdruck nahe dem kritischen Druck der Flüssigkeit Auswirkung auf das Verdampfungsverhalten zeigt. Ein Wärmeaustausch zwischen Umgebung und Tropfen durch Strahlung wird nicht berücksichtigt.

Die innere Zirkulation im Tropfen wird vernachlässigt, da sie nur einen geringen Einfluss auf die Temperaturverteilung an der Tropfenoberfläche hat. Der Ausgleich von Temperaturgradienten im Tropfen wäre bei Berücksichtigung der Oberflächenspannung ein sehr schneller Prozess, der kleinste Zeitschrittweiten erfordert und damit die Rechenzeit stark ansteigen ließe. Bei den hier betrachteten kleinen Tropfen werden lokale Temperaturunterschiede auf der Tropfenoberfläche durch die Oberflächenspannung sehr schnell ausgeglichen [19]. Die Effekte der Oberflächenspannung werden daher nicht berücksichtigt. Die innere Diskretisierung des Tropfens entspricht damit einem Schalenmodell (s.a. Abschnitt 3.2.1).

An der Phasengrenzfläche wird dem Raoult'schen Gesetz folgend von einem dynamischen Gleichgewicht ausgegangen. Die Berechnung des Massenbruchs an der freien Oberfläche erfolgt analog zu dem in Abschnitt 3.3.1 für die Bestimmung des Molenbruchs im Strahlmodell beschriebenen Verfahren.

Durch den Wärmefluss in den Tropfen kommt es zur Aufheizung und schließlich Verdampfung des Tropfens, wodurch sich der Tropfendurchmesser ändert. Dies führt zu einer Verschiebung der Phasengrenze und damit der Randzonen der Kugeligitter bzw. der Tropfengitter.

In jedem Berechnungsschritt werden zunächst die Gasphasengleichungen für alle Kugeligitter und das orthogonale Gitter mit den an den Interpolationspunkten und der Tropfenoberfläche bestimmten Randbedingungen gelöst. Dazu wird ein von

Dwyer [16] entwickeltes Prädiktor/Korrektor-Verfahren benutzt. Anschließend werden die eindimensionalen Erhaltungsgleichungen im Tropfen gelöst. Der Einfluss der Tropfenbewegung auf die Gasphase wird in den Gleichungen für die Erhaltung des Impulses (Gleichung (4.4)) durch den Term  $\iiint_V \rho \frac{\partial \vec{v}_D}{\partial t} dV$  [82] berücksichtigt. Zu seiner Bestimmung wird mit einem Runge-Kutta-Verfahren die Gleichung (4.2) gelöst, die über das Kräftegleichgewicht um jeden Tropfen aus Druck-, Scher- und Widerstandskraft die Trägheitskraft und daraus die Abbremsung bzw. Beschleunigung des Tropfens und der ihn umgebenden Gasphase ermittelt.

$$\iiint_V \rho \frac{\partial \vec{v}_D}{\partial t} dV = \iiint_V \rho \frac{\sum \vec{F}_D}{m_D} dV = \iiint_V \rho \frac{-\iint_A \Delta p \, dA + \iint_A \mu \nabla \vec{v} \, dA}{m_D} dV \quad (4.2)$$

Mit Kenntnis der Tropfengeschwindigkeit wird die neue Tropfenposition berechnet und der Tropfen mit dem ihn umgebenden Kugelgitter bewegt. Nach der Bestimmung der Interpolationspunkte an der neuen Position werden schließlich vor dem neuen Zeitschritt die Ausschnitte für die Tropfen im orthogonalen Gitter aktualisiert.

#### 4.2.2 Erhaltungsgleichungen

Die im Programm implementierten Erhaltungsgleichungen (4.3) bis (4.6) für die Gasphase sind hier in ihrer Finite-Volumen-Form dargestellt [20].

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV + \iint_A \rho (\vec{v} - \vec{v}_g) d\vec{A} = 0 \quad (4.3)$$

Impulserhaltung in x-, y- und z-Richtung:

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} dV + \iiint_V \rho \frac{\partial \vec{v}_D}{\partial t} dV + \iiint_V \rho (\vec{v} - \vec{v}_g) \nabla v \, dV = \\ - \iint_A \nabla p \, d\vec{A} + \iint_A \nabla \tau_{ij} \, d\vec{A} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Energieerhaltung:

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dV + \iiint_V \rho (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot c_p \nabla T dV &= \iint_A \lambda \nabla T d\vec{A} \\ &- \iiint_V \rho \sum_{i=1}^{kk} Y_i c_{p,i} \vec{v}_i \cdot \nabla T dV - \iiint_V \sum_{i=1}^{kk} h_i \dot{\omega}_i M_i dV \end{aligned} \quad (4.5)$$

Speziesmassenerhaltung:

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} dV + \iiint_V \rho (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot \nabla Y_i dV &= \iint_A \rho \mathfrak{D}_i \nabla Y_i d\vec{A} \\ &+ \iiint_V \dot{\omega}_i M_i dV \end{aligned} \quad (4.6)$$

Durch die Verdampfung der Tropfen ändert sich der Innendurchmesser des dazugehörigen Kugelgitters. Die entstehende relative Bewegung zwischen den Gittern muss durch eine Gittergeschwindigkeit  $\vec{v}_g$  in den obigen Gleichungen berücksichtigt werden. Zur Lösung der Gleichungen wurde die in Anhang C beschriebene „Low Mach Number Approximation“ benutzt.

Zur Berechnung der Vorgänge im Tropfen wird dieser eindimensional diskretisiert. Mit den Annahmen, dass im Tropfen keine Reaktion stattfindet ( $\dot{\omega}_i = 0$ ) und keine Wärme durch Konvektion transportiert wird ( $\vec{v} = 0$ ), vereinfachen sich die Erhaltungsgleichungen (Gleichungen (4.7) und (4.8)).

Energieerhaltung:

$$\iiint_V \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dV + \iiint_V \rho c_p (-\vec{v}_g) \cdot \nabla T dV = \iint_A \lambda \nabla T dA \quad (4.7)$$

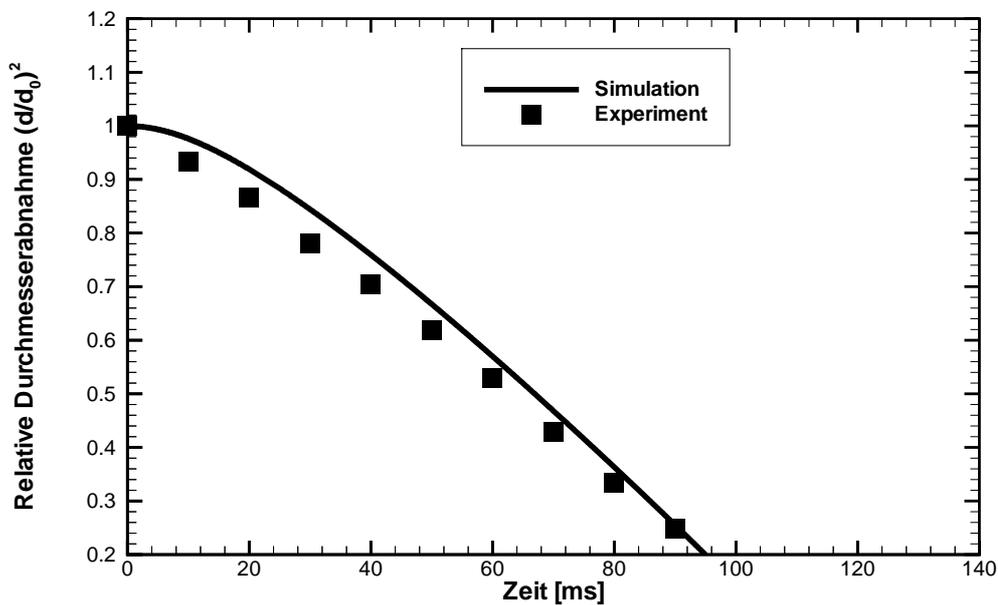
Speziesmassenerhaltung:

$$\iiint_V \rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} dV + \iiint_V \rho (-\vec{v}_g) \cdot \nabla Y_i dV = \iint_A \rho \mathfrak{D}_i \nabla Y_i dA \quad (4.8)$$

Diese Formulierung entspricht dem in Abschnitt 3.2.1 angesprochenen Diffusionsmodell. Für den Fall eines Einkomponenten-Kraftstoffs entfällt wegen  $\nabla Y_i = 0$  außerdem die Gleichung (4.8), es handelt sich dann um ein Schalenmodell (Conduction-Limit-Modell).

### 4.2.3 Verifikation des Rechenmodells

Zur Verifikation des 3D-Programms wurde ein Experiment von Law et. al. [49] nachgerechnet, bei dem die Durchmesserabnahme von frei fallenden, monodispersen Heptan-Tropfen gemessen und damit die Verdampfungsrate  $K_v$  bestimmt wurde. In Bild 24 ist das Ergebnis der Simulation den experimentell gewonnenen Daten für die relative Durchmesserabnahme gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist als sehr gut zu bezeichnen. In beiden Fällen folgt die Tropfenverdampfung nach vollständiger Aufheizung des Tropfens dem  $D^2$ -Gesetz.



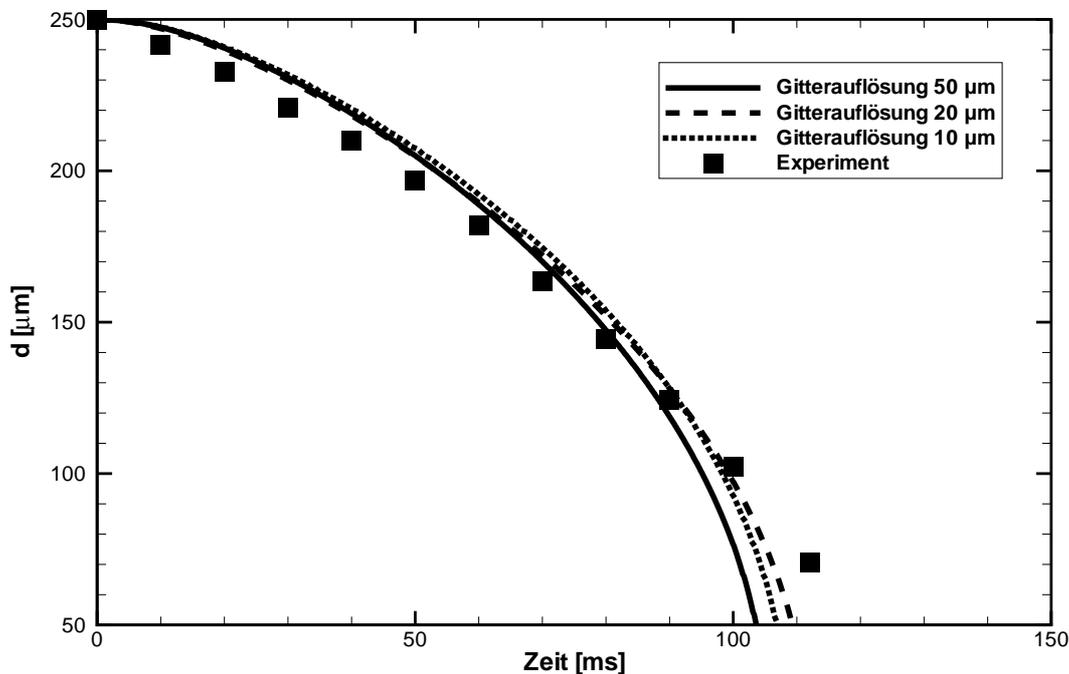
**Abbildung 24:** Verifikation der Rechnung mit Experiment von Law [49]

Die Verdampfungsrate ist definiert als

$$K_v(t) = -\frac{d}{dt}(d^2) \quad (4.9)$$

und entspricht damit betragsmäßig der Steigung der quadrierten Durchmesseränderung des verdampfenden Tropfens nach Erreichen der Siedetemperatur. Mit den Randbedingungen des Experiments liefert die Simulation eine Verdampfungsrate von  $K_v \approx 0.57 \frac{\text{mm}^2}{\text{s}}$ . Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit der von Law gemessenen Verdampfungsrate von  $K_v \approx 0.58 \frac{\text{mm}^2}{\text{s}}$ . Die der Verdampfung zugrunde liegenden Vorgänge werden also für Einzeltropfen vom Modell korrekt abgebildet.

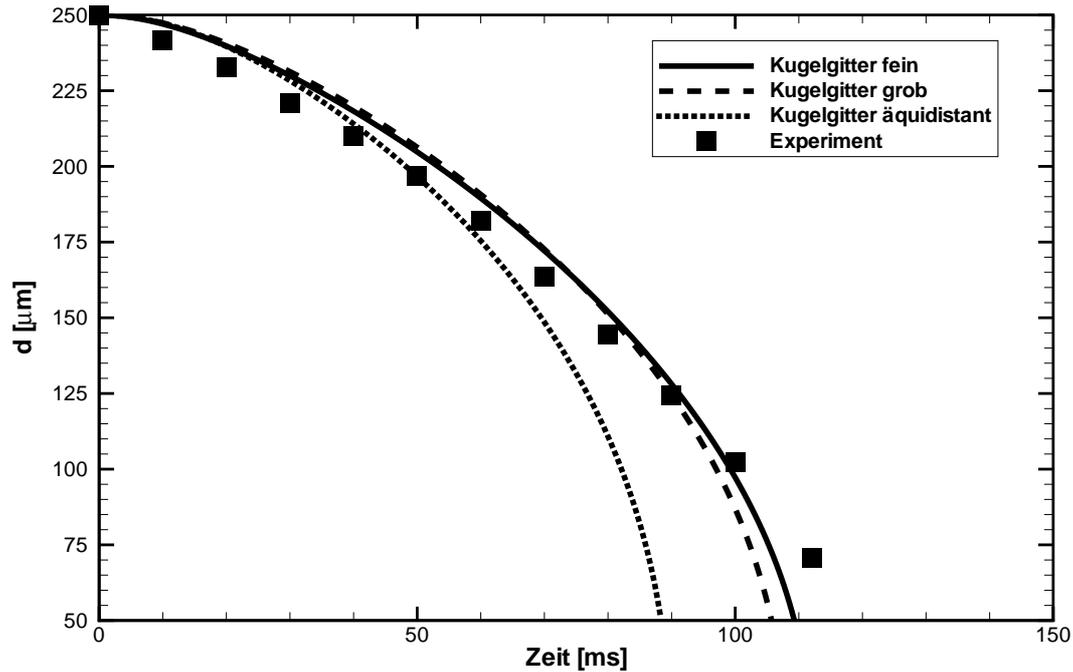
## 4.2.4 Untersuchung der Gitterabhängigkeit



**Abbildung 25:** Variation der Gitterauflösung des orthogonalen Gitters: 10  $\mu\text{m}$ , 20  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$  im Vergleich mit Experiment

Bei allen numerischen Methoden hat die Diskretisierung von Raum und Zeit Einfluss auf das Rechenergebnis. Besonders bei Prozessen mit lokal großen Gradienten ist das Ergebnis von der Wahl des Gitters abhängig. Bild 25 zeigt, dass eine weitere Verringerung der Zellgröße des orthogonalen Gitters deutlich unter das in Anhang B berechnete Maß keinen signifikanten Einfluss auf das Ergebnis hat.

Eine Vergrößerung der Zellen hat auch bei dem Kugelgitter, das den Tropfen umgibt, eine nur geringe Auswirkung auf das Simulationsergebnis. Mit abnehmender Streckung der Zellen kommt es jedoch zu einer deutlichen Abweichung im Ergebnis. In Bild 26 ist die unterschiedliche Entwicklung der Verdampfungskurve zwischen einem äquidistanten und zwei gestreckten Gittern mit unterschiedlicher Knotenanzahl dargestellt. Die deutlich schlechtere Auflösung des äquidistanten Kugelgitters in der Nähe des Tropfens an der Phasengrenze führt zu einer schlechten Wiedergabe der Tropfenverdunstung.



**Abbildung 26:** Variation der Gitterauflösung des Kugelgitters: Feine, grobe und äquidistante Auflösung im Vergleich mit Experiment

## 4.3 Durchgeführte Untersuchungen und Diskussion

### 4.3.1 Interaktion im Tropfenkollektiv

Bei den Berechnungen wurden drei Effekte identifiziert, die einen besonderen Einfluss auf das Verhalten des Tropfenkollektivs haben: Im Vergleich zum Einzeltropfen kommt es in der Tropfengruppe zu einer Absenkung der Temperatur und zu einer Ansammlung von Kraftstoffdampf zwischen den Tropfen (Bilder 27 und 28). Mit zunehmender Zeit kühlt der Bereich zwischen den Tropfen aus, so dass die innen liegenden Tropfen eine deutlich kühlere Umgebung haben als die Tropfen an der Außenseite. Dies lässt erwarten, dass die Raten für den Massen- und Wärmetransfer beeinflusst werden.

Außerdem wird beim Verdampfen des Tropfens durch den austretenden Kraftstoffdampf die so genannte Stefan-Strömung [76] induziert (Bild 29), die senkrecht zur Tropfenoberfläche austritt und das äußere Strömungsfeld beeinflusst.

In den Bildern 30(a) und 30(b) sind die lokalen Nusselt-Zahlen für alle Tropfen im Kollektiv zu zwei verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Die berechnete Nusselt-

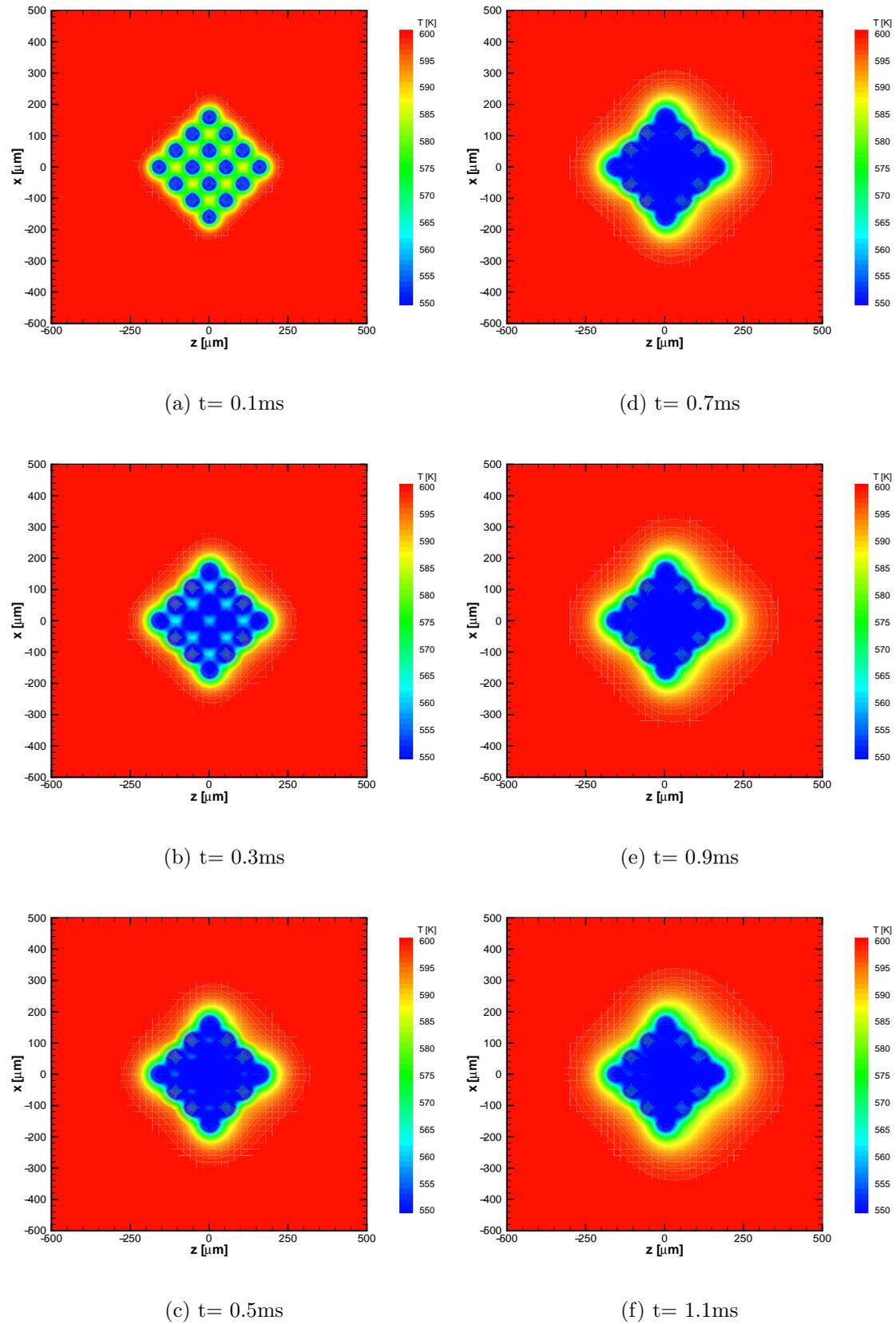


Abbildung 27: Temperaturverteilung im Kollektiv

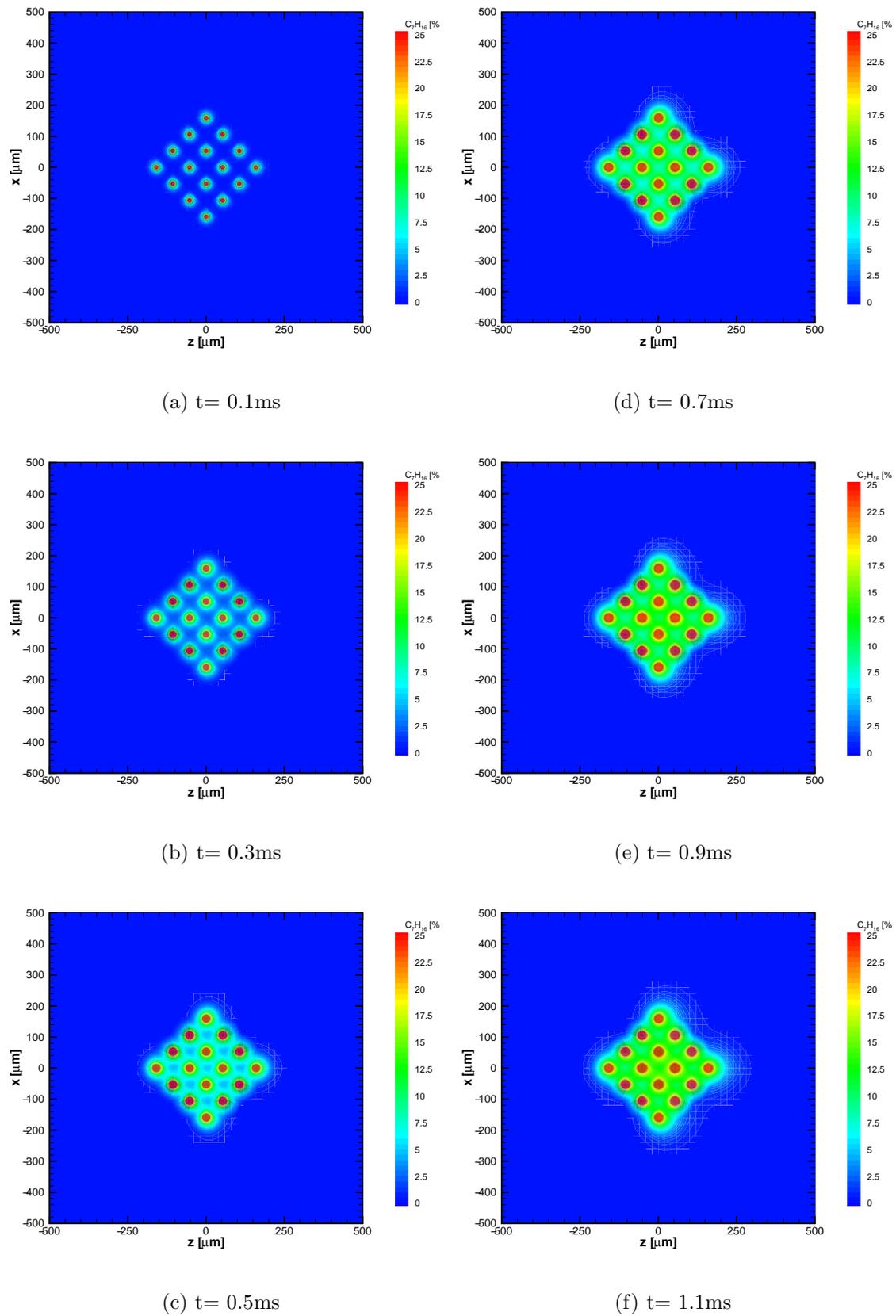
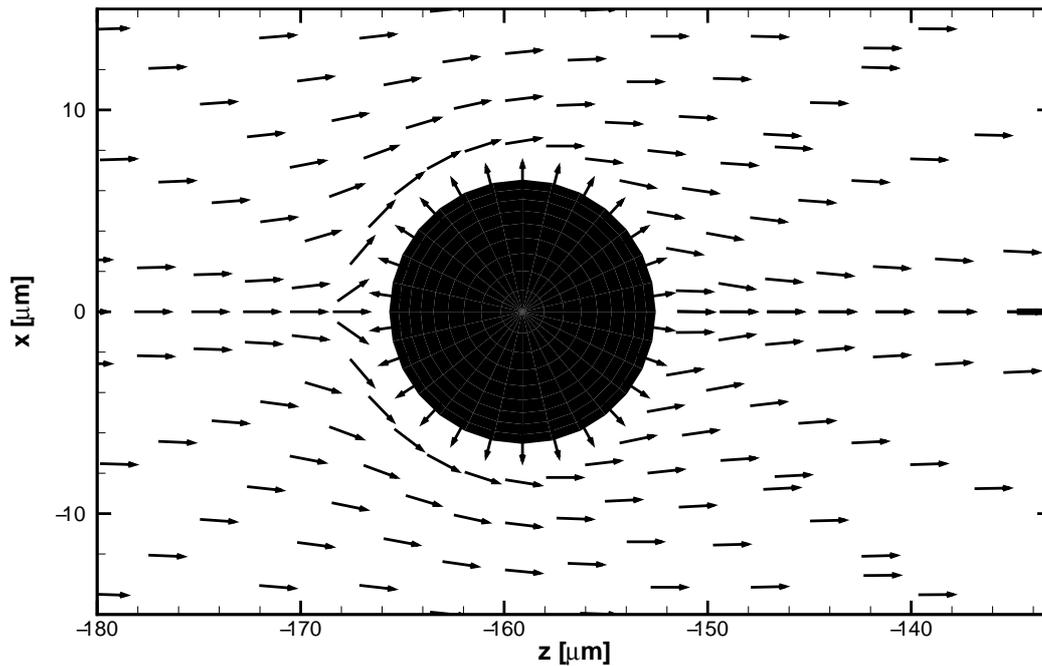


Abbildung 28: Kraftstoffverteilung im Kollektiv



**Abbildung 29:** Ablenkung der Strömung durch Massentransfer

Zahl wurde jeweils mit der Nusselt-Zahl einer nicht verdampfenden, der unbeeinflussten Strömung ausgesetzten Kugel normiert. Zum frühen Zeitpunkt (Bild 30(a)) ist der Wärmeübergang an den Seiten, die der Strömung zugewandt sind, am höchsten. Die Tropfen im Innern des Kollektivs haben an ihrer Lee-Seite einen deutlich niedrigeren Wärmeübergang. Zu einem späteren Zeitpunkt (Bild 30(b)) bietet sich qualitativ ein ähnliches Bild, jedoch ist der Wärmeübergang im Vergleich zum Referenzfall deutlich reduziert. Besonders bei den inneren Tropfen ist der konvektive Wärmeübergang nur gering.

Die Auswirkung auf die globale Nusselt-Zahl der Tropfen, definiert als [20]

$$\text{Nu} = \frac{\iint_A \dot{q} \vec{n} \, d\vec{A}}{A_S \cdot (T_\infty - T_S)} \cdot \frac{d}{\lambda}, \quad (4.10)$$

zeigt Bild 31. Dort sind exemplarisch die globalen Nusselt-Zahlen für die vier Tropfen auf der Z-Achse dargestellt, die den Tropfen 13, 10, 7 und 4 in Bild 18(a) auf Seite 41 entsprechen. Die Nusselt-Zahl für die sehr kleine Reynoldszahl sinkt zunächst unter den Wert von 2, da sich der Wärmeübergang durch den Prozess der Massenübertragung verschlechtert. Die beiden äußeren Tropfen haben eine größere Nusselt-Zahl als die beiden inneren. Mit abnehmendem Tropfendurchmesser sinkt auch der Mas-

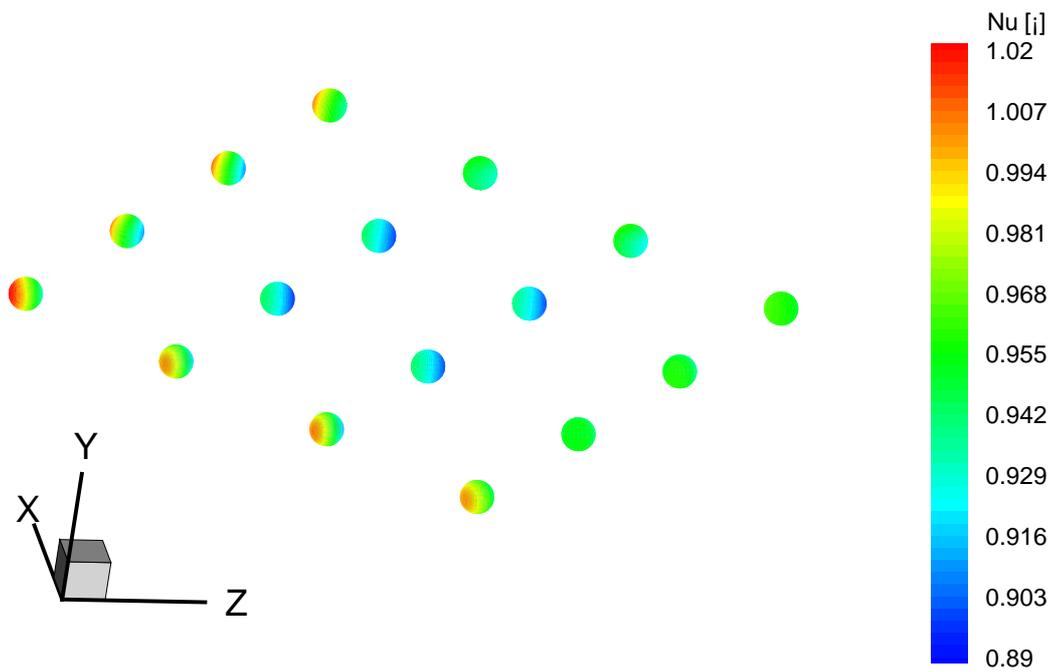
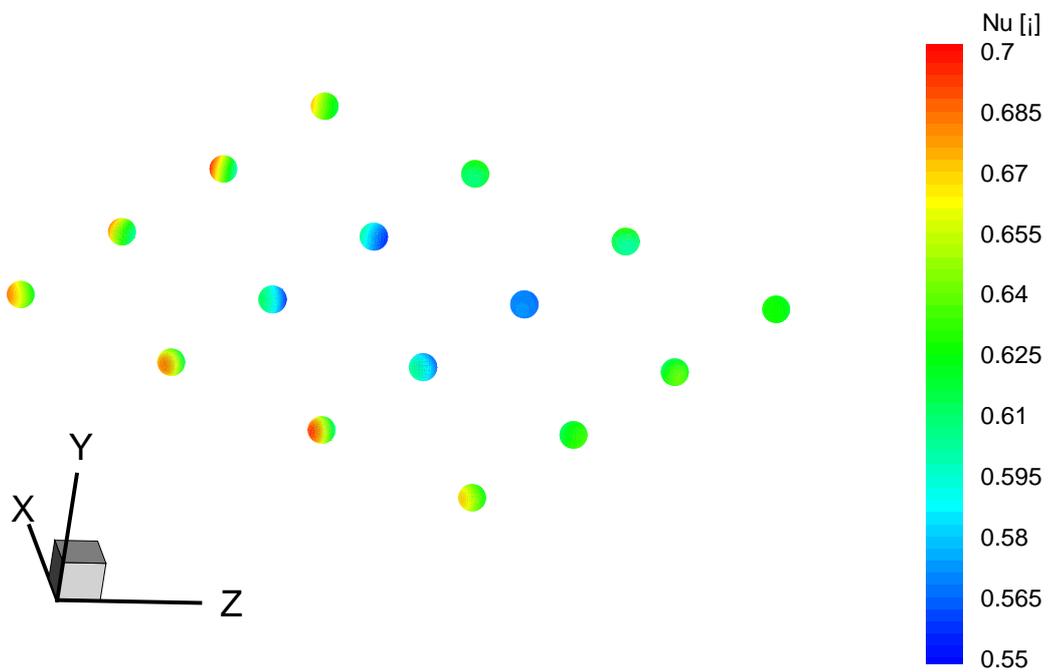
(a)  $t = 0.3$  ms(b)  $t = 0.8$  ms

Abbildung 30: Normierte lokale Nusseltzahl im Kollektiv

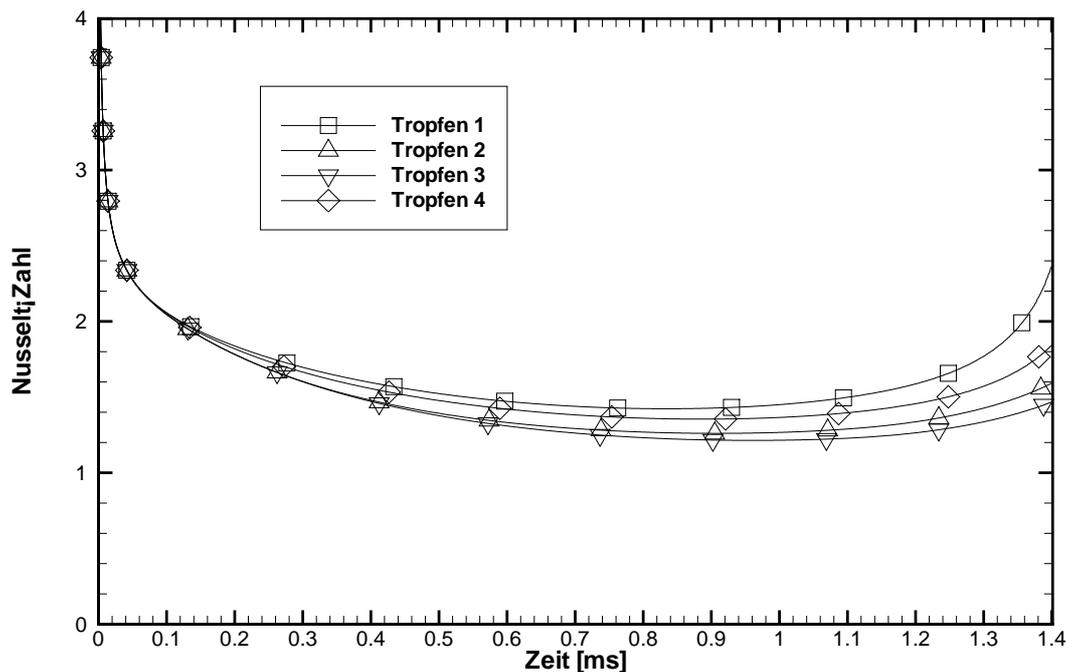
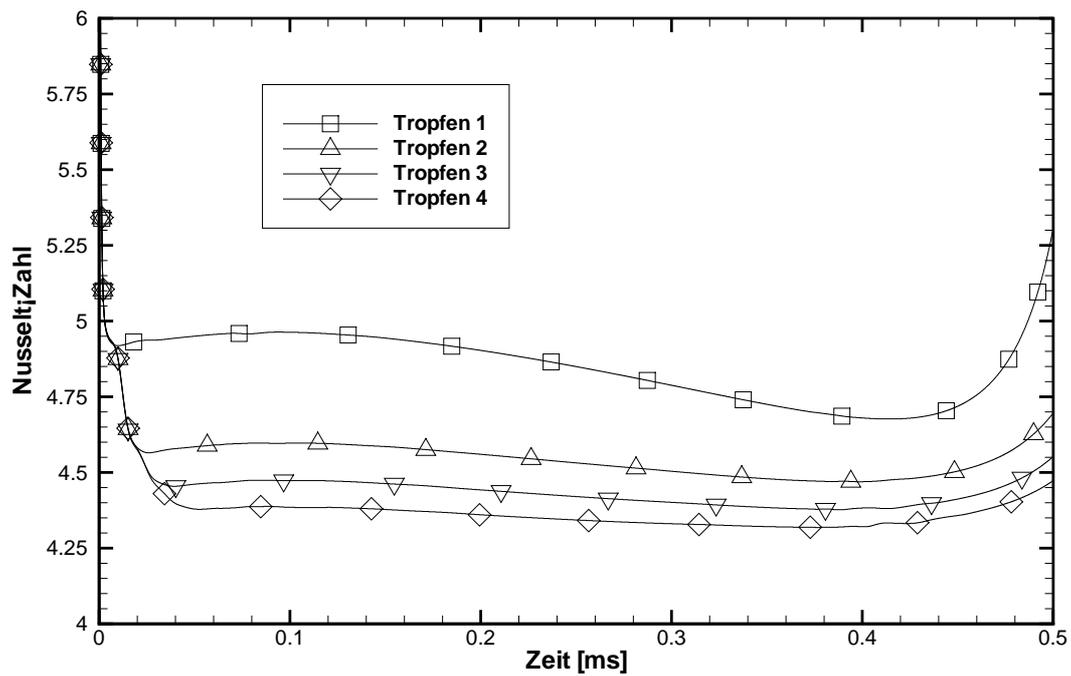
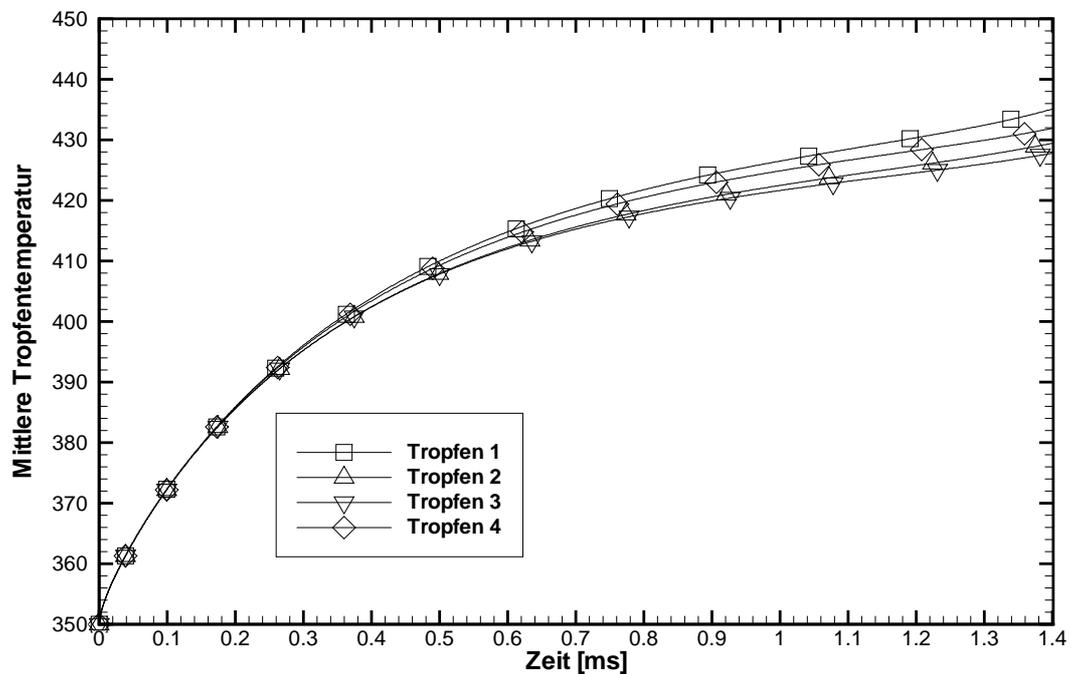


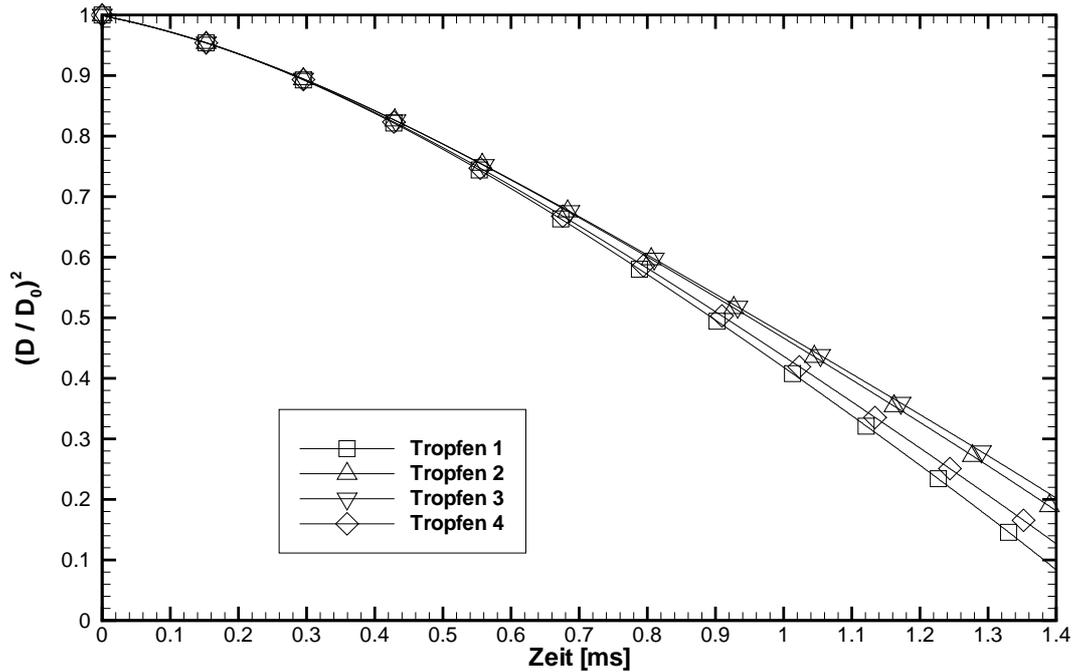
Abbildung 31: Globale Nusselt-Zahl für niedrige Reynoldszahl ( $Re < 1$ )

senstrom. Das hat zur Folge, dass die Umgebung durch die äußere Strömung wieder langsam aufgeheizt wird. Nach einer gewissen Zeit kann die Stefan-Strömung die äußere Anströmung nicht mehr vollständig ablenken, und es kommt zu dem zuerst bei Tropfen 1 zu beobachtenden steilen Anstieg der Nusselt-Zahl.

Mit höherer Anströmgeschwindigkeit und zunehmender Reynoldszahl wird der kalte Dampf bei fixierten Tropfen schneller abtransportiert. Nahe der Oberfläche herrscht dann ein steilerer Temperaturgradient und die Nusselt-Zahl wird größer (Bild 32). Auch hier ist ein deutlicher Anstieg des Wärmeübergangs bei kleinen Tropfendurchmessern durch die nachlassende Stefan-Strömung zu erkennen.

Die Aufheizung (Bild 33) ist zu Beginn der Berechnung durch die schlagartig einsetzende Strömung für alle Tropfen gleichmäßig. Mit einsetzendem Massenübergang flacht die Kurve ab, da mehr Energie für die Verdampfung benötigt wird. Der weitere Verlauf wird dann von der eben besprochenen Änderung des Wärmeübergangs bestimmt und ist abhängig von der Position im Kollektiv. Der Unterschied in der mittleren Temperatur von Tropfen 1 bzw. 3 liegt bei ca. 10K. Dies ist insoweit signifikant, als der Dampfdruck der Flüssigkeit exponentiell von der Temperatur abhängt.

Abbildung 32: Globale Nusselt-Zahl für hohe Reynoldszahl ( $Re = 10$ )Abbildung 33: Aufheizung einzelner Tropfen ( $Re < 1$ )



**Abbildung 34:** Durchmesserabnahme einzelner Tropfen ( $Re < 1$ )

Die unterschiedliche Aufheizung hat eine Auswirkung auf die Abnahme des relativen Durchmessers (Bild 34). Tropfen 1 ist der Anströmung vollständig exponiert, hat nur drei Nachbartropfen und verdampft damit am schnellsten. Bei der angenommenen sehr langsamen Anströmung folgt dann der Tropfen 4 mit der gleichen Zahl an Nachbarn. Am langsamsten verdampft Tropfen 3, der geschützt im Inneren des Kollektivs liegt.

Bei höheren Relativgeschwindigkeiten ist der Tropfenwiderstand die bestimmende Größe für die Tropfenbewegung und damit interessant für die Strahlmodellierung. Der Gesamtwiderstand eines Tropfens setzt sich hauptsächlich aus zwei Komponenten zusammen: dem Druckwiderstand und dem Reibungswiderstand. Die direkte numerische Simulation bietet die Möglichkeit, die beiden Komponenten des Strömungswiderstands über die Korrelation [20]

$$c_W = \frac{\iint_A (-p \cdot \vec{n} + \tau_{ij} \cdot \vec{t}) \, d\vec{A}}{\frac{\rho}{2} |\vec{v}_\infty|^2 A_{proj}} \quad (4.11)$$

direkt aus dem Strömungsfeld zu bestimmen. Die auftretenden Temperatur- und Konzentrationsänderungen beeinflussen stark die von der Reynoldszahl abhängigen Widerstandsbeiwerte [87], wie in Bild 35 zu erkennen ist. Abgebildet ist darin der

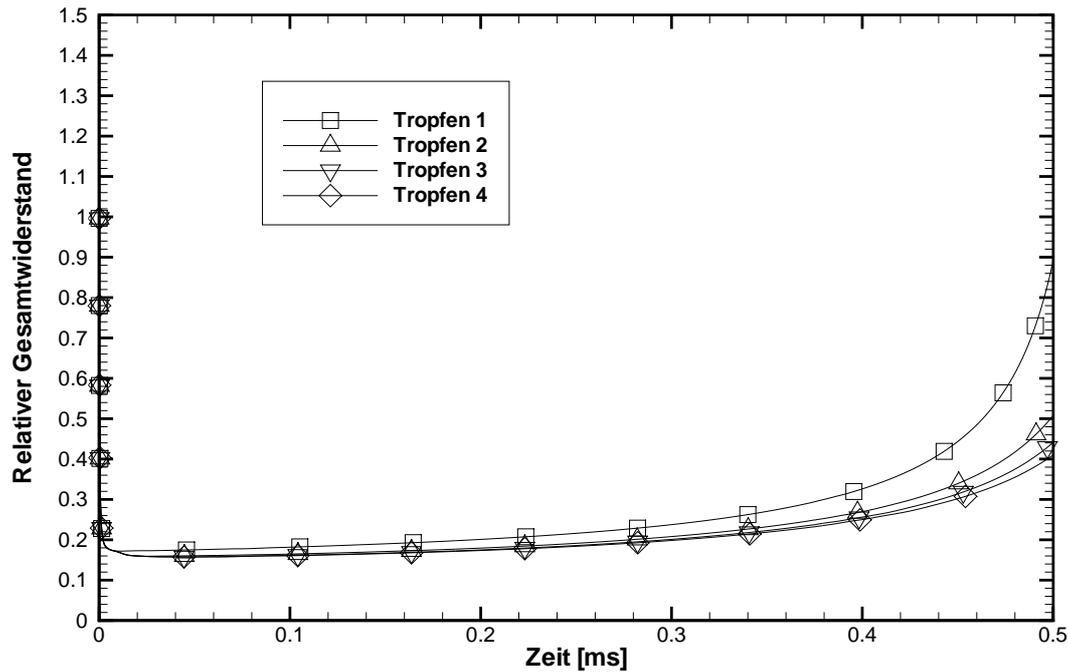


Abbildung 35:  $c_W$ -Wert einzelner Tropfen im Kollektiv

$c_W$ -Wert einzelner Tropfen für eine Reynoldszahl von 10. Die Darstellung wurde mit dem  $c_W$ -Wert einer mit der gleichen Geschwindigkeit frei angeströmten, nicht verdampfenden Kugel normiert.

Bedingt durch die Anfangsbedingungen nimmt der Widerstandsbeiwert im ersten Zeitschritt stark ab. Bei dem untersuchten Tropfenabstand vom fünffachen Tropfendurchmesser sind die Windschatteneffekte nur gering. Der vordere Tropfen hat den größten Widerstand. Im zeitlichen Verlauf nimmt der Tropfenwiderstand leicht zu, um gegen Ende der Verdampfung – ähnlich wie die Nusselt-Zahl – steil anzusteigen.

Dieser Effekt ist ebenfalls der zum späteren Zeitpunkt wieder steigenden Temperatur in der Umgebung des Tropfens zuzuordnen, wie Bild 36 verdeutlicht. Zu Beginn der Verdampfung sinkt die Temperatur an der Tropfenoberfläche sehr stark ab und der Tropfen ist von gesättigtem Dampf in der Stefan-Strömung umgeben. Damit steigt die Dichte des den Tropfen umgebenden Gasgemisches und der  $c_W$ -Wert sinkt. Während der Verdampfung steigt die Temperatur in der Umgebung langsam an, die Dichte sinkt, und der  $c_W$ -Wert nimmt zu. Mit abnehmender Stefan-Strömung steigt der Druck an der Stirnfläche des Tropfens. Die Schergeschwindigkeit und damit die Schubspannung nimmt stark zu, was einen deutlichen Anstieg des  $c_W$ -Wertes zur Folge hat.

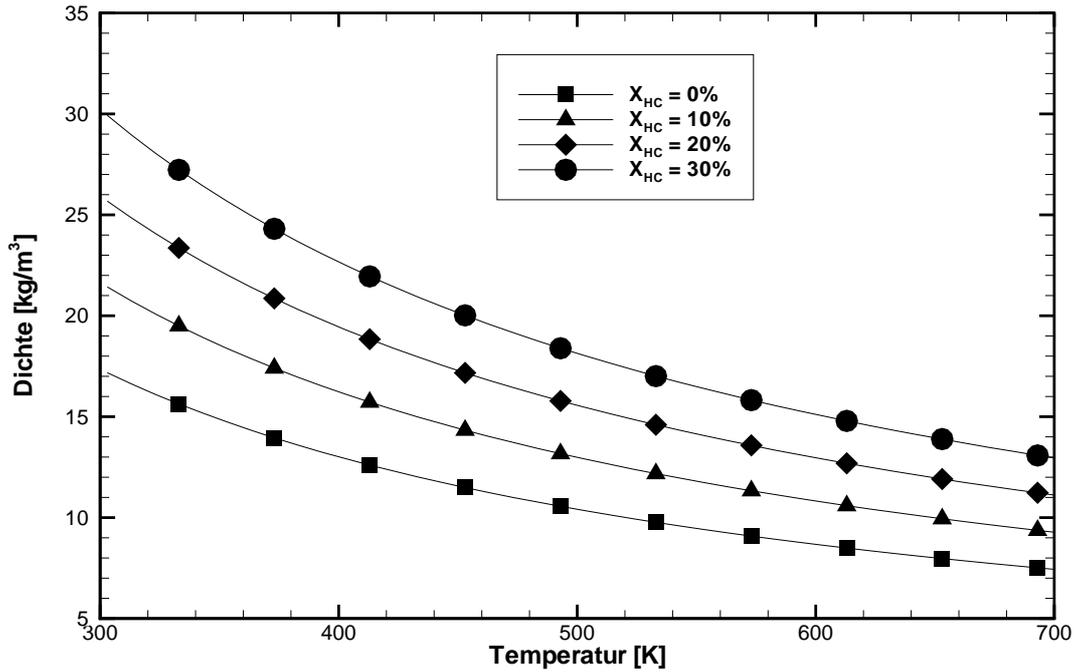


Abbildung 36: Gemischdichte als Funktion von Temperatur und Konzentration

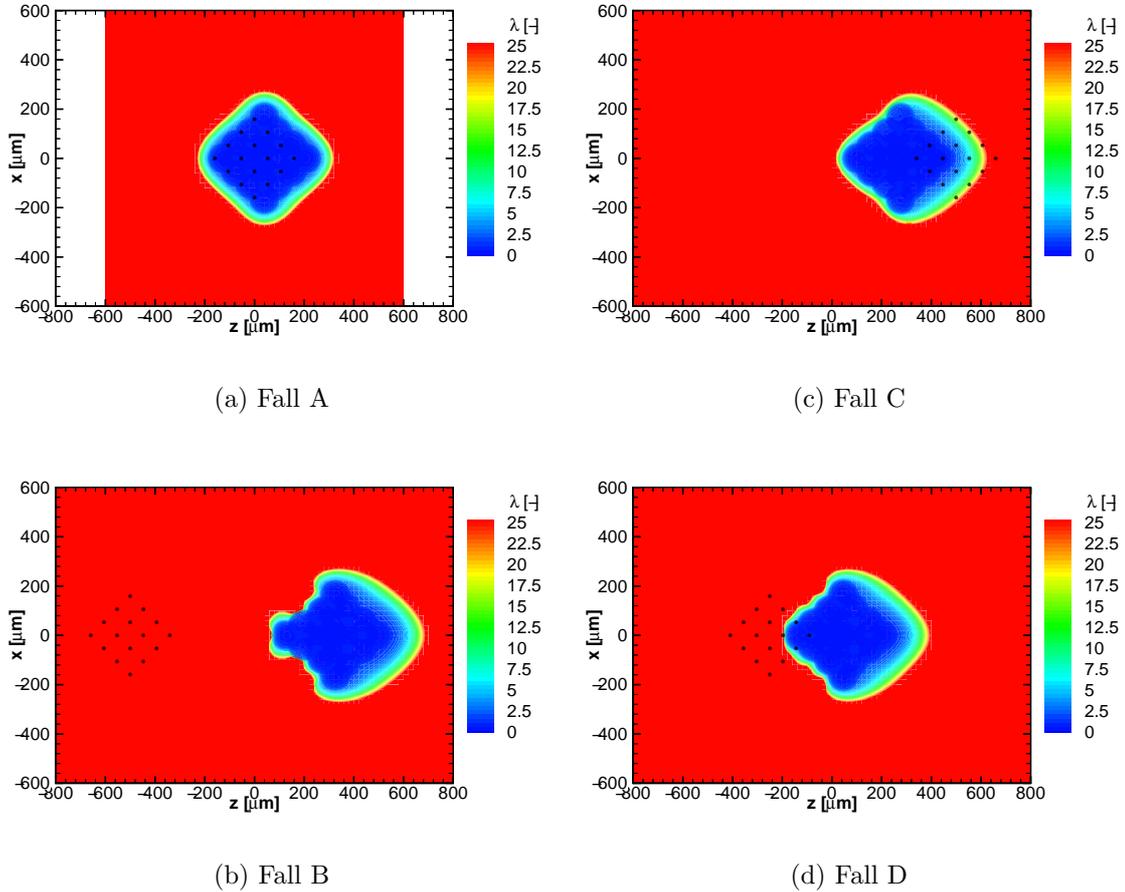
Ein entscheidender Vorteil der Chimera-Technik ist der einfache Umgang mit bewegten Geometrien. Die Tropfen wurden bei den bisherigen Untersuchungen fixiert, da immer das gesamte Rechengebiet vom orthogonalen Gitter abgedeckt werden muss. In diesem Gitter erhöht sich mit steigender Relativgeschwindigkeit und damit verbundener Bewegung der Tropfen die Anzahl der Gitterpunkte erheblich. Das bedeutet einen deutlichen Anstieg der Rechenzeit und des benötigten Speicherplatzes.

Zur Untersuchung der Auswirkung dieser vereinfachenden Annahme auf das Verdampfungsverhalten der Tropfengruppe wurden die in Tabelle 4 zusammengefassten Berechnungen durchgeführt.

Variante	$v(\text{Gas})$ [ $\frac{cm}{s}$ ]	$v(\text{Tropfen})$ [ $\frac{cm}{s}$ ]	Verdampfungszeit [ $ms$ ]	Abweichung [%]
Fall A	5	0	1.56	< 1
Fall B	100	0	1.48	+26
Fall C	0	-100	1.53	+30
Fall D	50	-50	1.53	+30
Fall E	500	-500	1.10	+94

Tabelle 4: Verdampfungszeiten bei beweglichen Tropfen

In Bild 37 ist die sich zu dem Zeitpunkt  $t = 0.5\text{ms}$  einstellende Gemischverteilung für die betrachteten Fälle A bis D dargestellt. Die unterschiedlichen Startpositionen der Tropfen sind in den Bildern 37(a) bis 37(d) durch schwarze Punkte dokumentiert.



**Abbildung 37:** Bewegliche Tropfen nach  $t = 0.5\text{ms}$

Bild 38 zeigt die zeitliche Entwicklung eines mittleren Tropfenabstands, definiert als

$$\bar{d} = \frac{1}{n} \cdot \sum_n \left( \frac{\sum_n \sqrt{\Delta x_n^2 + \Delta y_n^2 + \Delta z_n^2}}{n-1} \right). \quad (4.12)$$

Der Fall A entspricht dem zuvor betrachteten Standardfall mit kleiner Reynoldszahl. Im Gegensatz zu den fixierten Tropfen nimmt jetzt der mittlere Tropfenabstand zu, die Tropfen werden auseinander getrieben. Dies wird durch die vom austretenden Dampfmassenstrom induzierte Stefanströmung verursacht. Durch den größeren Abstand der Tropfen nimmt die Verdampfungszeit geringfügig ab.

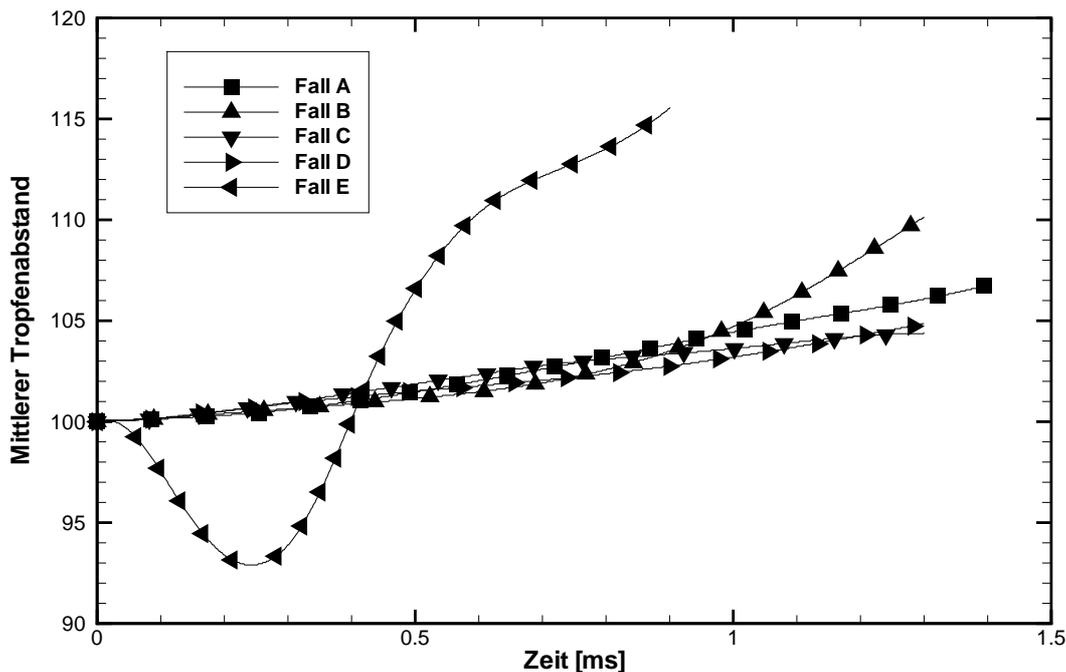
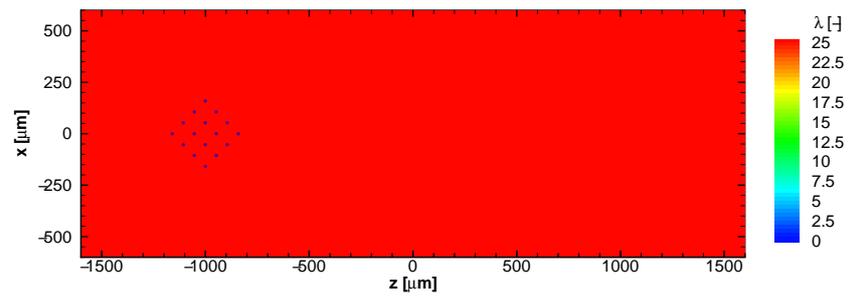
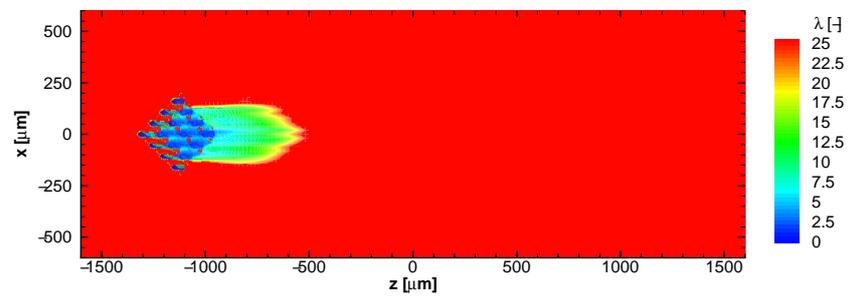
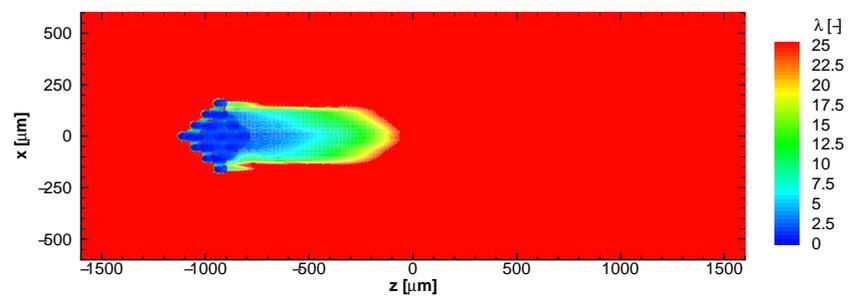
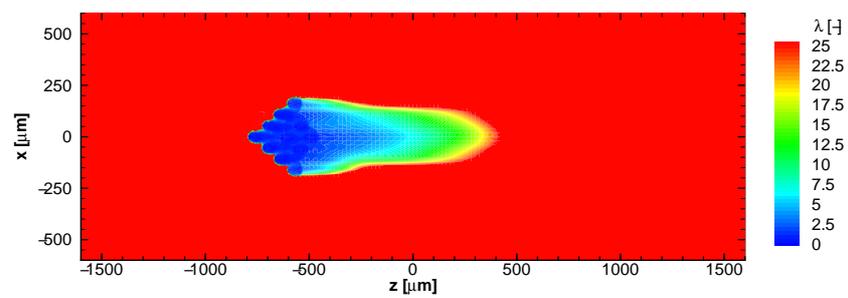
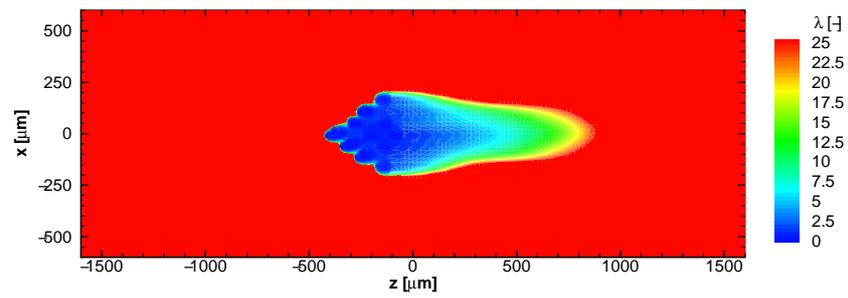
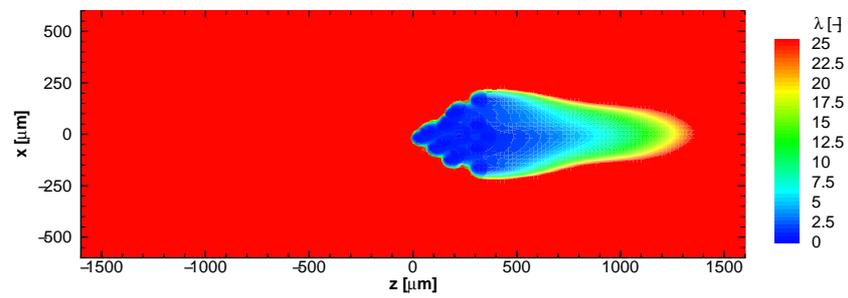
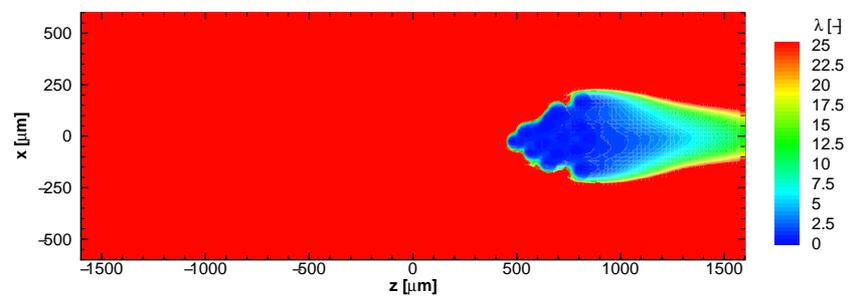
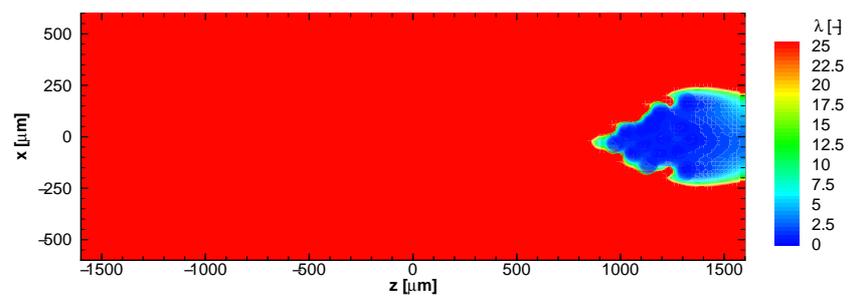


Abbildung 38: Abstand von beweglichen Tropfen

Die Relativgeschwindigkeit in den Fällen B,C und D beträgt jeweils  $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Im Fall B werden die anfänglich ruhenden Tropfen vom Umgebungsgas mit einer Geschwindigkeit von  $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  angeströmt. Die Tropfen werden von der Strömung auseinander getrieben. Durch die Verdampfung entsteht um die Tropfen herum eine Wolke mit hoher Kraftstoffkonzentration und niedrigerer Temperatur. Die beweglichen Tropfen bewegen sich in dieser Wolke mit. Die Verdampfungszeit steigt. Die in den Fällen C und D angesetzte Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen hat einen geringen Einfluss: Die Tropfen werden sehr schnell abgebremst und passen sich der Gasgeschwindigkeit an. Der austretende Kraftstoff hat von Anfang an den gleichen Impuls wie der Tropfen und hält sich so länger in der Nähe des Tropfens. Die Verdampfungszeit steigt dadurch weiter an.

Beim Fall E hat dieses Verbleiben im verdampften Kraftstoff eine noch deutlichere Auswirkung auf die Verdampfungszeit und den mittleren Tropfenabstand. Die Bilder 39(a) bis 40(d) zeigen, dass die vorderen Tropfen am schnellsten verdampfen und am stärksten abgebremst werden, wodurch sich der Abstand zur zweiten Tropfenreihe schnell verkleinert. Diese Ergebnisse decken sich mit den Berechnungen von Kleinstreuer und Wang [41]. Die Tropfen kommen zum Stillstand, um dann – ähnlich wie im Fall B – von der Gasströmung auseinander getrieben zu werden.

(a)  $t = 0$  ms(b)  $t = 0.1$  ms(c)  $t = 0.2$  ms(d)  $t = 0.3$  msAbbildung 39: Bewegliche Tropfen,  $Re = 10$  (I)

(a)  $t = 0.4$  ms(b)  $t = 0.5$  ms(c)  $t = 0.6$  ms(d)  $t = 0.7$  msAbbildung 40: Bewegliche Tropfen,  $Re = 10$  (II)

Die Abweichung der Verdampfungszeit um mehr als 90% von der der fixierten Tropfen zeigt, dass die Annahme unbeweglicher Tropfen bei hohen Relativgeschwindigkeiten unzulässig ist. Dagegen ist für die sehr kleinen Reynoldszahlen, die nach der anfänglichen starken Abbremsung in einem Spray vorliegen, die Rechnung mit fixierten Tropfen eine sehr gute Näherung.

### 4.3.2 Variation der Parameter

Ausgehend von einem als Standardfall festgelegten motorischen Betriebspunkt wurden verschiedene Parameter innerhalb des in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Bereichs variiert. In Tabelle 5 sind die untersuchten Punkte aufgeführt, die Standardbedingungen wurden durch Fettdruck markiert.

Parameter	Bereich
Brennraumtemperatur	540, <b>600</b> , 640K
Brennraumdruck	10, <b>15</b> , 20 bar
Spraydichte	2-, 3-, <b>5</b> -, 8-facher Durchmesser
Vormischung	<b>0</b> , 1, 5, 10% Heptan
Anströmgeschwindigkeit	<b>5</b> bis 1000 cm/s

**Tabelle 5:** Variation des 4x4er-Kollektivs

Nach Renksizbulut und Haywood [67] folgen Tropfen mit Durchmessern kleiner als  $20\mu\text{m}$  schnell der Strömung, da sie nur eine geringe kinetische Energie besitzen. Für solche Tropfen ist daher anzunehmen, dass ihre aus der Relativgeschwindigkeit bestimmte Reynolds-Zahl für den größten Teil ihrer Lebenszeit nahe null ist. Der Großteil der Untersuchungen wurde daher für eine sehr kleine Relativgeschwindigkeit durchgeführt. Die Anfangstemperatur der Tropfen wurde für alle betrachteten Fälle mit 350K angenommen, da es bei Common-Rail-Einspritzsystemen im motorischen Betrieb zu einer deutlichen Erwärmung des Kraftstoffs kommen kann.

Wichtigster Aspekt für die motorische Gemischbildung im Schichtladungsbetrieb ist die zur vollständigen Verdampfung des Kraftstoffs erforderliche Zeit, da in dieser Betriebsart nur ein sehr kurzer zeitlicher Abstand zum Zündzeitpunkt besteht. In einem ersten Schritt wurde daher die Auswirkung der Variation der verschiedenen Parameter auf die zur völligen Verdampfung des Kollektivs benötigte Zeit untersucht.

Vorab wurde untersucht, ab welcher Tropfenanzahl die durch die Interaktion der Tropfen verursachten Phänomene ausreichend genau wiedergegeben werden können.

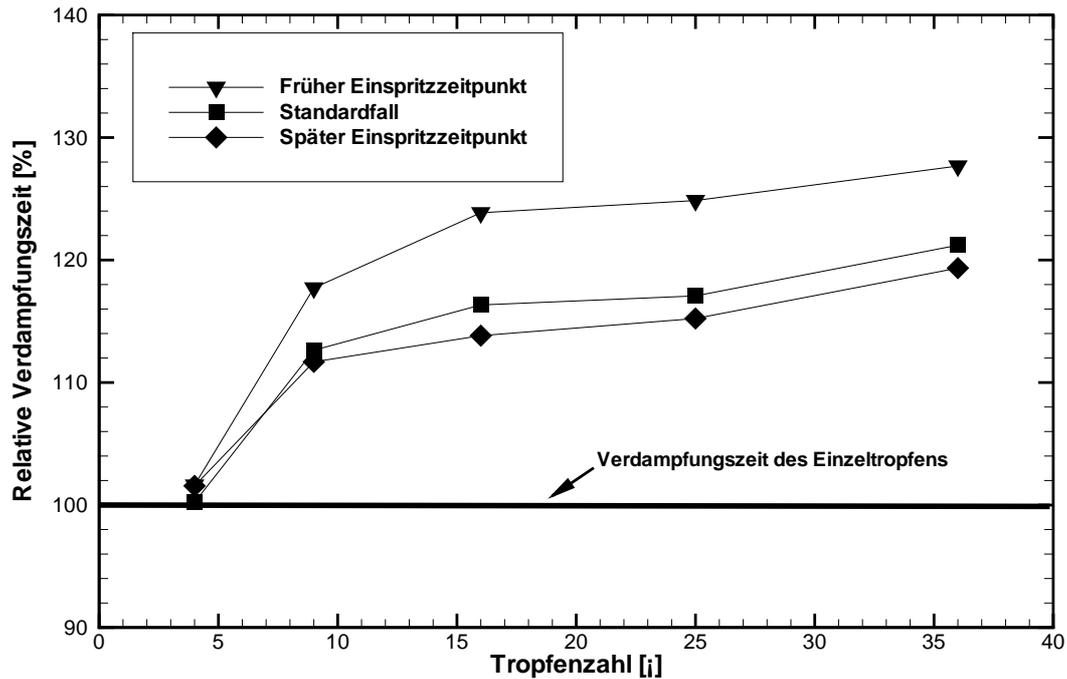


Abbildung 41: Auswirkung der Kollektivgröße auf die Verdampfungszeit

Dazu wurde, wie in Bild 41 gezeigt, die Größe des Tropfenkollektivs für die drei in ihren thermodynamischen Randbedingungen unterschiedlichen Zeitpunkte variiert. Als kleinstes Kollektiv wurde eine Vierergruppe (quadratische 2x2-Anordnung) betrachtet. Das größte Kollektiv war eine 6x6-Konfiguration mit 36 Tropfen.

Die Verdampfungszeiten der Tropfengruppen wurden mit der Verdampfungszeit des zugehörigen Einzeltropfens normiert. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss der Tropfeninteraktion bei früher Einspritzung am größten ist und mit steigender Temperatur und steigendem Druck deutlich abnimmt. Der am langsamsten verdampfende Tropfen befindet sich immer im Innern des Kollektivs und ist somit von anderen Tropfen umgeben. Ab einer Kollektivgröße von 16 Tropfen nimmt die Verdampfungszeit des Gesamtkollektivs nur noch geringfügig zu. Da die Zahl der Tropfen durch die Zunahme der Zellenzahl für die Kugelgitter und die außerdem erforderliche Vergrößerung des orthogonalen Gitters einen massiven Einfluss auf die Rechenzeit des Gesamtproblems hat, wurde für die folgenden Betrachtungen ein 4x4-Kollektiv als ausreichend genau erachtet.

Je später die Einspritzung erfolgt, desto höher sind Temperatur und Druck im Brennraum. Temperatur- und Druckerhöhung haben eine entgegengesetzte Wirkung auf die Verdampfung: Mit steigender Temperatur sinkt die Verdampfungszeit, mit höherem Umgebungsdruck nimmt die Verdampfungszeit zu.

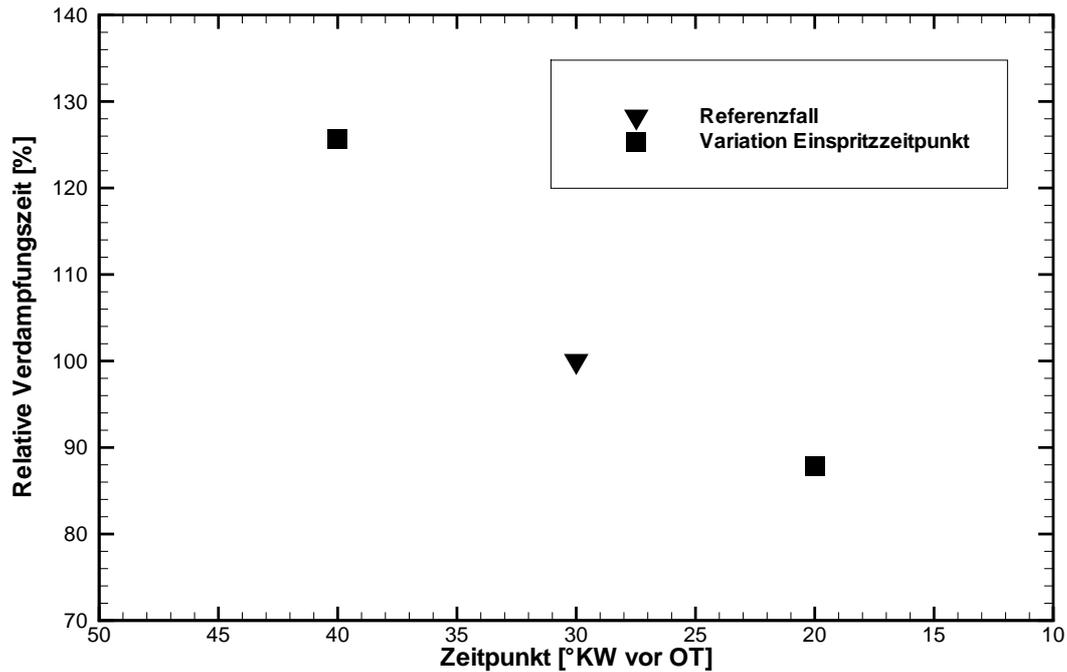
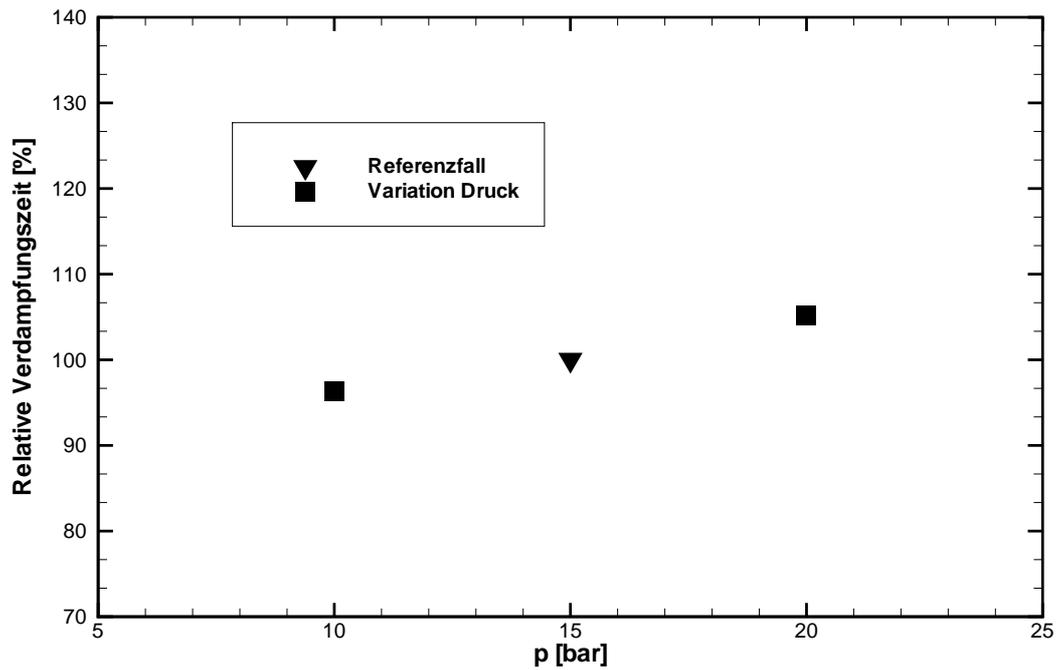


Abbildung 42: Variation des Einspritzzeitpunkts

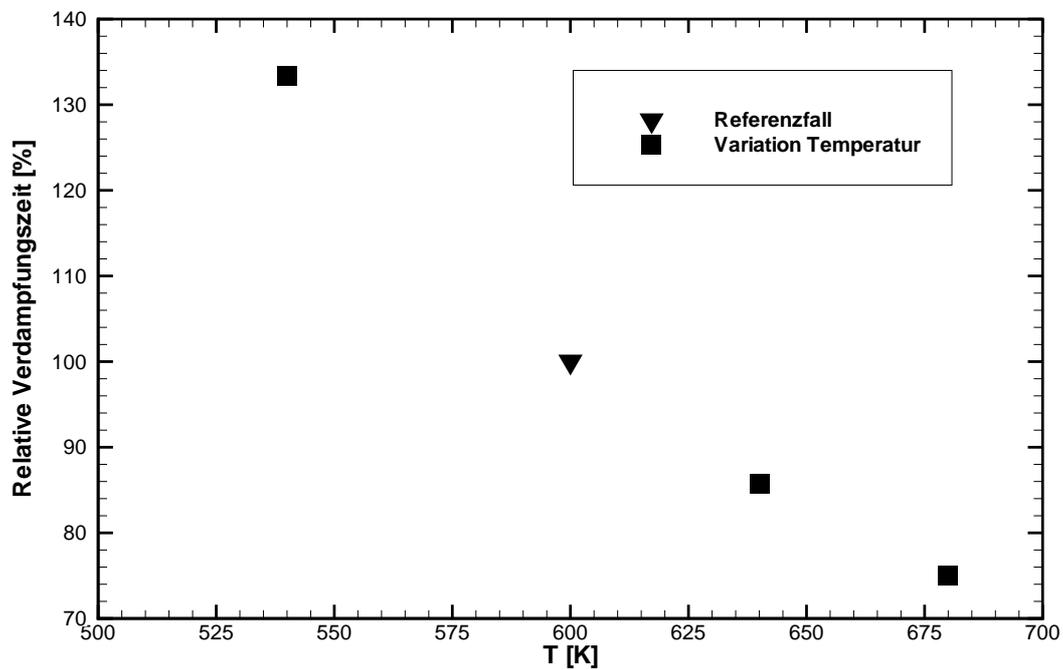
Bild 42 zeigt, dass die Verdampfungszeit des Gesamtkollektivs abnimmt, je später die Einspritzung erfolgt. Zur genaueren Untersuchung der diesem Verhalten zugrunde liegenden Effekte wurden für den Standardfall – mit thermodynamischen Randbedingungen zu einem Zeitpunkt von ca.  $30^{\circ}\text{KW}$  vor ZOT – die beiden Parameter Brennraumdruck und -temperatur einzeln variiert.

Durch den Druckanstieg von 10 bar auf 20 bar nimmt die Verdampfungszeit nur sehr gering (ca. 10%) zu (Bild 43(a)), wogegen die Temperaturerhöhung von 540 K auf 640 K eine deutliche Abnahme der Verdampfungszeit um beinahe 50% verursacht (Bild 43(b)). Die Berechnung der Kompressionstemperatur (Tabelle 3 auf Seite 46) hat gezeigt, dass bei einer um 30 K kälteren Ansaugtemperatur zu Beginn der Kompression die Temperatur bei einem Kompressionsdruck von 15 bar um ca. 53 K abnimmt. Dies führt zu einer deutlich verlängerten Verdampfungszeit des Kraftstoffsprays.

Dieses Ergebnis stimmt mit Untersuchungen von Chin und Lefebvre [8] überein, die im Temperaturbereich zwischen 600 und 800 K nahezu eine Druckunabhängigkeit der Verdampfungsrate und im Bereich unter 600 K eine Abnahme der Verdampfungsrate mit steigendem Druck beobachteten (Bild 44).



(a) Variation des Umgebungsdrucks



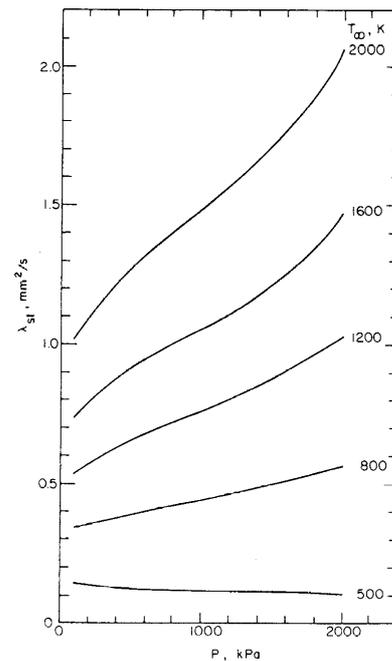
(b) Variation der Umgebungstemperatur

**Abbildung 43:** Parametervariation der verdampfenden Tropfenkollektive I

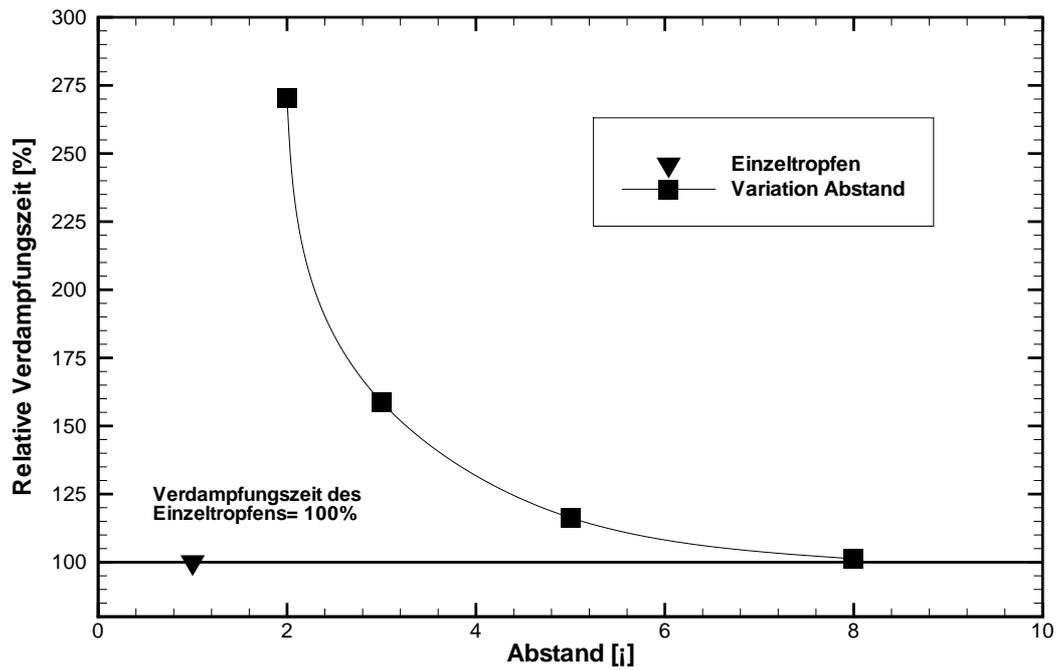
Der Temperatureinfluss überwiegt also. Die Verdampfungszeit kann durch eine weitere Steigerung der Brennraumtemperatur nicht beliebig gesenkt werden, da der Tropfen in der Modellannahme die Siedetemperatur nicht überschreitet. Dies erscheint für den betrachteten Fall zulässig, da nicht mit Effekten wie plötzlicher Überhitzung des Tropfens oder Flash-Boiling zu rechnen ist. Ab Erreichen der Siedetemperatur an der Tropfenoberfläche nähert sich die Verdampfungsrate, dem  $D^2$ -Gesetz folgend, einem konstanten Wert.

Sowohl in Bild 41 als auch in Bild 42 ist zu erkennen, dass die Verdampfungszeit nicht linear mit späterem Einspritzzeitpunkt abnimmt. Die Tropfen benötigen zum frühen Einspritzzeitpunkt deutlich mehr Zeit für die vollständige Verdampfung als zu einem späteren Zeitpunkt.

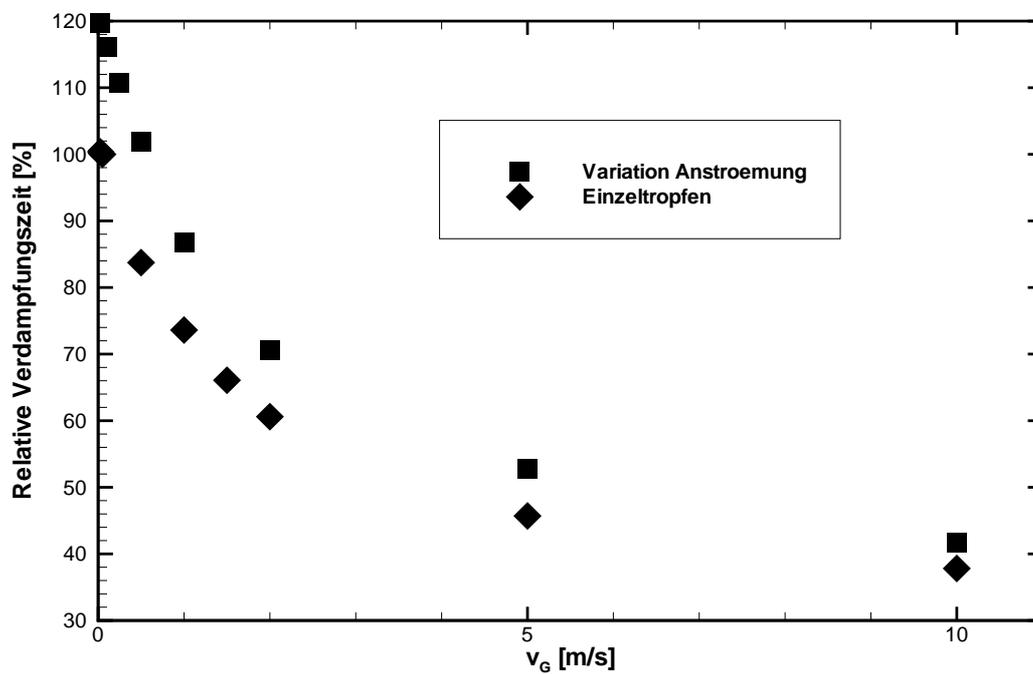
In einem weiteren Schritt wurde der Einfluss der Spraydichte auf das Verdampfungsverhalten untersucht. In Bild 45(a) ist die relative Verdampfungszeit von verschiedenen Kollektiven dargestellt, deren Tropfen im  $x$ -fachen Abstand ihres eigenen Durchmessers zueinander angeordnet waren. Die Gesamtzeit der Verdampfung nimmt mit abnehmendem Abstand stark zu, da bei kleinem Abstand – also im dichten Spray – die Tropfen am stärksten um die in Form von Wärme vorhandene Energie zur Verdampfung konkurrieren. Die nahe Umgebung der Tropfen kühlt aus, der stark temperaturabhängige Dampfdruck nimmt nicht mehr so deutlich zu, da die Tropfen langsamer erwärmt werden. Es steht außerdem weniger Energie zur Verdampfung und zur Aufheizung der Tropfen zur Verfügung. Mit zunehmendem Abstand der Tropfen sinkt ihre Verdampfungszeit und erreicht ab dem ca. achtfachen Abstand das Niveau des Einzeltropfens. Für die hier untersuchte Konfiguration kann man bei der Verdampfung also von einem Nahbereich bis zum Achtfachen des Durchmessers sprechen, in dem andere Tropfen einen Einfluss auf die Verdampfung haben, und einem Fernbereich, der keine Rückwirkung auf die Verdampfung hat. Annamalai und Ryan [4] kamen zu dem Ergebnis, dass bis hinauf zu einem Abstand von ca. dem Zehnfachen des Tropfendurchmessers auf der Interaktion beruhende Effekte zu erwarten sind.



**Abbildung 44:** Druck- und Temperatureinfluss auf die Verdampfungsrate von Heptan [8]



(a) Variation der Spraydichte



(b) Variation der Relativgeschwindigkeit

Abbildung 45: Parametervariation der verdampfenden Tropfenkollektive II

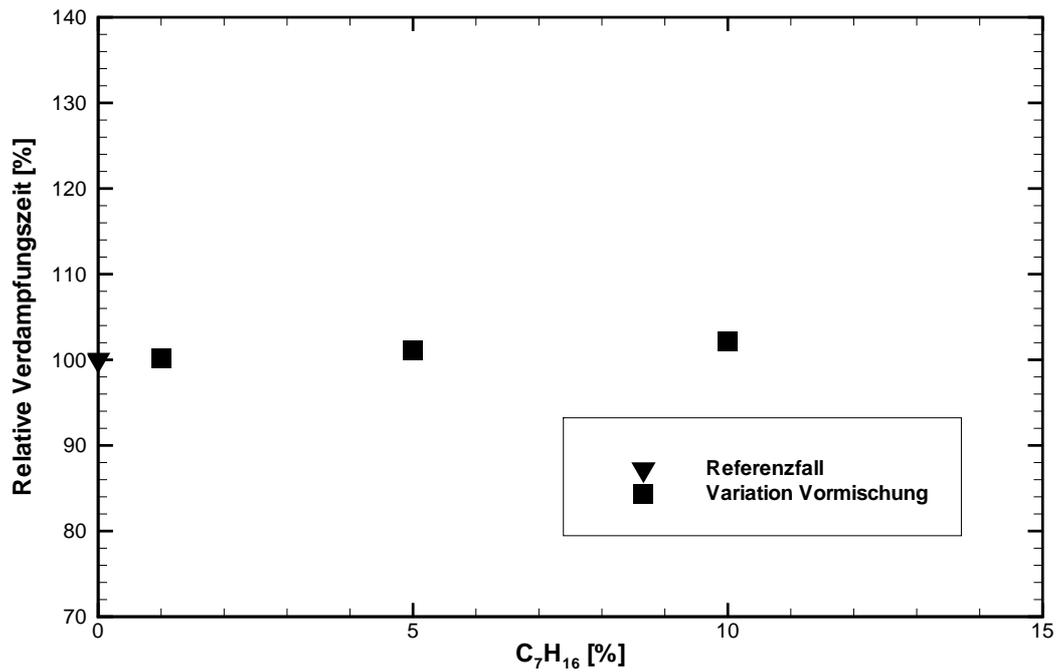
Ein ähnliches Verhalten ist bei einer Steigerung der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase (Bild 45(b)) zu beobachten. Mit zunehmender Geschwindigkeit nähern sich die Verdampfungszeit von Einzeltröpfchen und Tröpfchengruppe immer weiter an. Durch die schnellere Strömung wird zunehmend mehr heiße Umgebungsluft zwischen die Tröpfchen gebracht. Windschatteneffekte nehmen ab und der Kraftstoffdampf wird schneller abtransportiert, so dass sich die Umgebungsbedingungen der einzelnen Tröpfchen im Kollektiv ähnlich entwickeln wie die eines freien Tröpfchens. Die Zunahme der Relativgeschwindigkeit führt wie erwartet durch einen erhöhten konvektiven Wärmeübergang zu einer deutlich beschleunigten Verdampfung der Tröpfchengruppe.

Der Einfluss der anfänglichen Kraftstoffkonzentration in der Umgebung ist nur gering, da der Verdampfungsvorgang vom Erreichen des gesättigten Zustands nahe der Tröpfchenoberfläche ausgeht und damit primär von der temperaturabhängigen Dampfdruckkurve gesteuert ist (Bild 46(a)). Den stärksten Einfluss auf die Verdampfungszeit hat wie erwartet der anfängliche Durchmesser der Tröpfchen (Bild 46(b)).

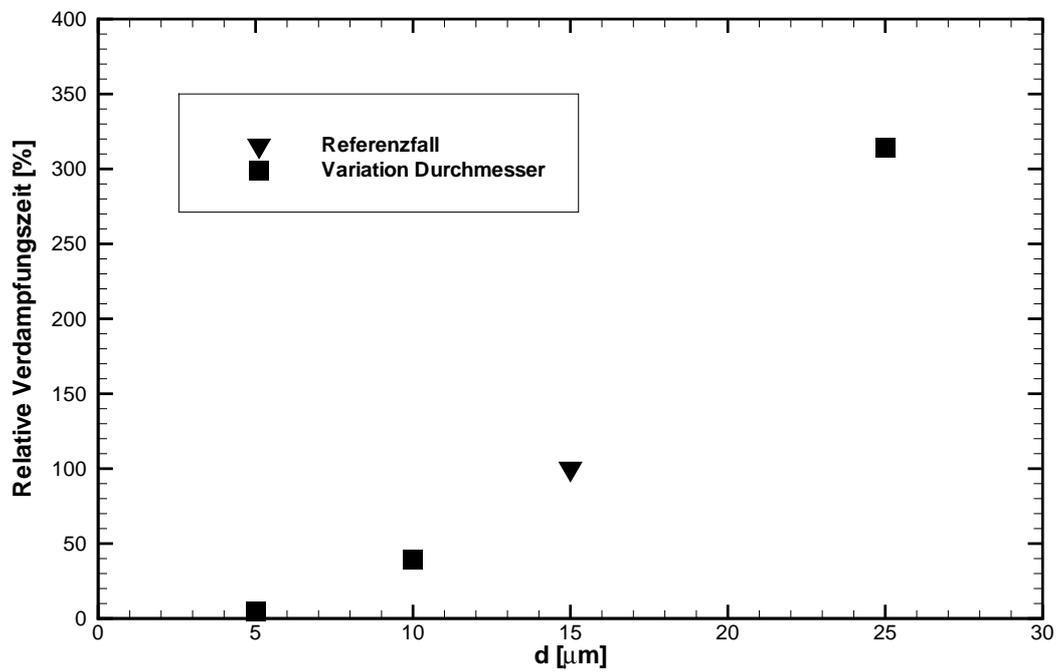
### 4.3.3 Einfluss auf die Verdampfung dichter Sprays

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, dass bei gleicher Tröpfchengröße besonders die Spraydichte die Verdampfungszeit der einzelnen, im Spray enthaltenen Tröpfchen stark beeinflusst. Bei der Modellierung von Einspritzstrahlen wird für das Verdampfungsgesetz häufig von Ergebnissen ausgegangen, die mit Experimenten oder Rechnungen für Einzeltröpfchen gewonnen wurden. Da diese jedoch deutlich schneller verdampfen als mehrere Tröpfchen unter gleichen Bedingungen in enger Konfiguration, ist dies eine beträchtliche Vernachlässigung bei dichten Sprays [77]. Dies sind im engeren Sinne Sprays, in denen der mittlere Tröpfchenabstand nicht größer ist als die Dicke des Dampffilms, der den Tröpfchen umgibt.

Mit den hier vorgestellten Verfahren ist es möglich, in einer umfassenden Parametervariation für alle während der Einspritzung zu erwartenden Zustände das Verdampfungsgesetz für unterschiedliche Tröpfchengrößen und Spraydichten zu bestimmen. Dazu müssen die Randbedingungen Temperatur, Druck, Relativgeschwindigkeit und Kraftstoffkonzentration in der Gasphase gegeneinander variiert werden. Bei Kenntnis der lokal vorliegenden Tröpfchengrößenverteilung im Spray und der Umgebungsbedingungen in der Gasphase kann dann die Verdampfungsrate, die aus einer für Einzeltröpfchen gültigen Annahme bestimmt wurde, mit den zuvor berechneten Korrekturfaktoren für dicht angeordnete Tröpfchen korrigiert werden.



(a) Variation der Kraftstoffkonzentration



(b) Variation des Tropfendurchmessers

Abbildung 46: Parametervariation der verdampfenden Tropfenkollektive III

#### 4.3.4 Einfluss auf die Gemischbildung

Bei der numerischen Simulation fallen in jedem Zeitschritt für jede Zelle des Strömungsfeldes, d.h. für jeden räumlich diskretisierten Punkt, große Mengen von Daten an. Typischerweise sind das mindestens der Druck, die Geschwindigkeit, die Temperatur und Konzentrationen der einzelnen Spezies. Diese Daten werden üblicherweise in einem vorgegebenen zeitlichen Abstand als große Tabellen in Dateien gespeichert, die nach der Berechnung des Problems einem „Post-Processing“ unterworfen werden. Dabei werden die angefallenen Daten – meist durch grafische Aufbereitung in sog. „Plots“ – in eine Form gebracht, die dem Betrachter leichter verständlich ist als die reine Zahlenkolonne.

Zur Beobachtung von einzelnen Vorgängen, wie der zeitlichen Entwicklung von Zonen mit einer bestimmten Temperatur oder Konzentration, ist eine Reduktion der Daten erforderlich, da dies den Daten nicht direkt zu entnehmen ist. Die Reduktion kann durch eine Integration der gesuchten Größe über das gesamte Strömungsfeld erfolgen. Im einfachsten Fall kann das durch die Bestimmung des Verhältnisses der Zahl der Gitterzellen, die das Kriterium erfüllen, zu der Gesamtzahl der Zellen erfolgen.

Durch die räumliche Überlappung der Gitter bei Mehrgitterverfahren kann hier die integrale Bestimmung einzelner Größen im Strömungsfeld nicht mehr durch ein Aufsummieren der Gitterzellen erfolgen, da sonst bestimmte Bereiche mehrfach erfasst werden und das Ergebnis verfälschen. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickelter Lösungsansatz ist die Gewinnung der Information aus dem bereits erzeugten Plot durch die Bearbeitung mit einem computergestützten Bildverarbeitungssystem (siehe Anhang D).

Die Aufbereitung der Daten in Tabellenform erlaubt eine vereinfachte weitere Analyse der Daten. Durch Makrofunktionen können die Daten automatisch weiterverarbeitet werden. In Bild 47 ist als Beispiel die zeitliche Entwicklung der Anteile des Gemisches einer bestimmten Luftzahl als Höhenkarte dargestellt, wobei eine stärkere Einfärbung einem höheren Anteil entspricht. Die gepunktete Linie bezeichnet den Zeitpunkt an dem alle Tropfen verdampft sind. Danach kommt kein neuer Kraftstoff in das System, und die Steigung der gestrichelten Linie beschreibt die Ausbreitung und Verteilung der Kraftstoffwolke durch die Diffusion der Kraftstoffmoleküle und Konvektion. Aus dieser Höhenkarte können Iso-Linien abgeleitet werden, die eine Aussage über die Gemischverteilung zu einem bestimmten Zeitpunkt oder die zeitliche Entwicklung von Zonen mit einer bestimmten lokalen Luftzahl machen.

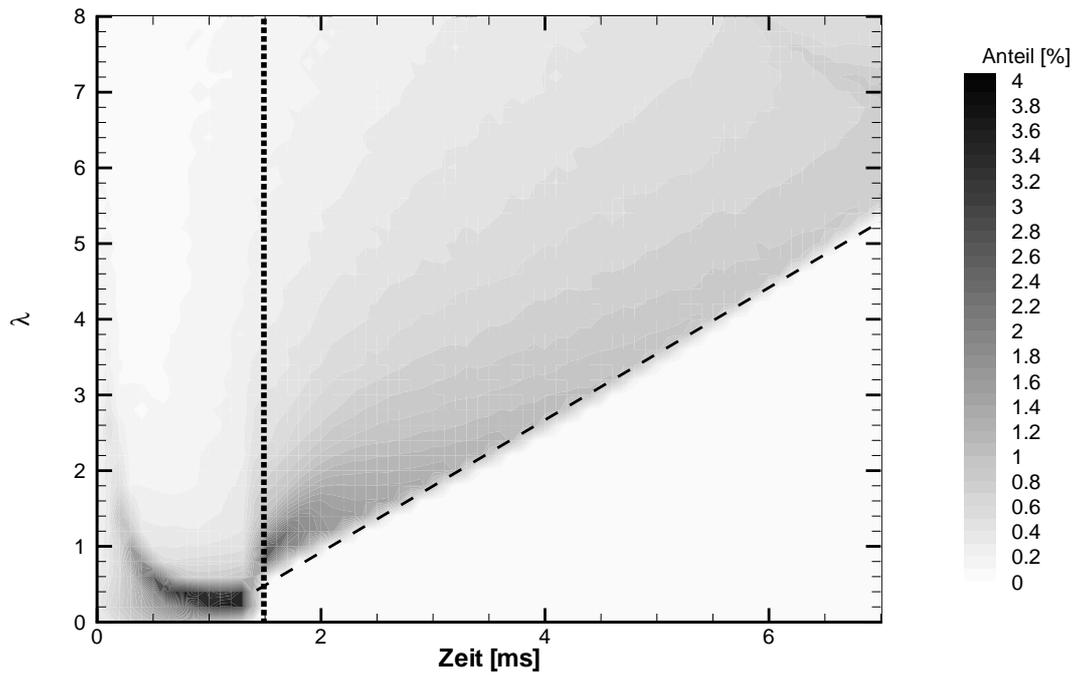


Abbildung 47: Zeitliche Entwicklung der Gemischanteile

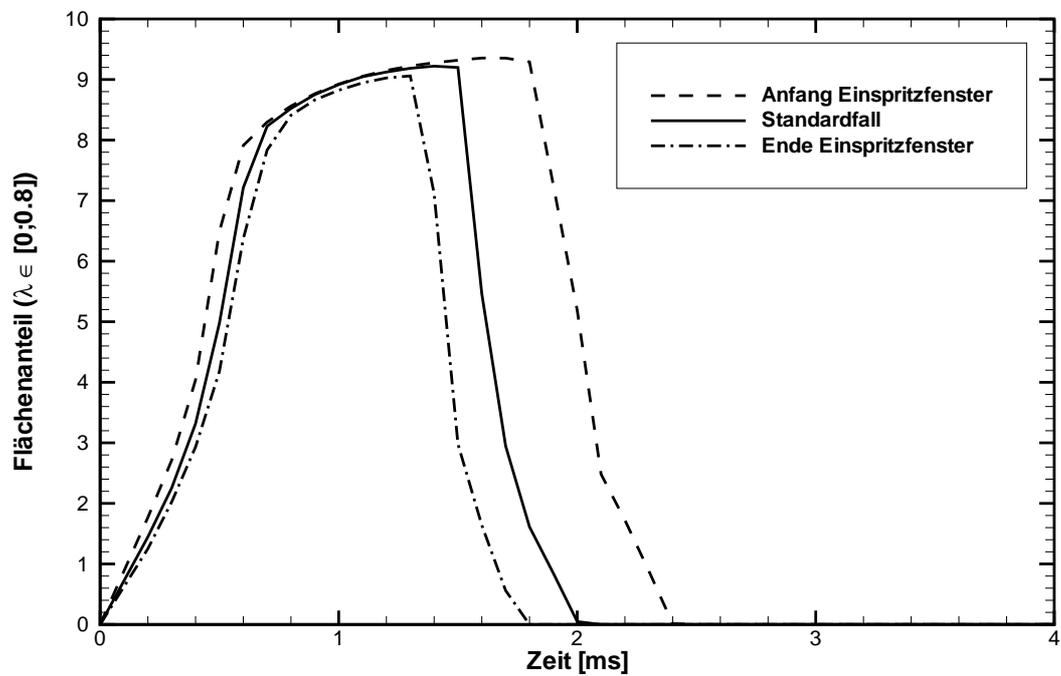
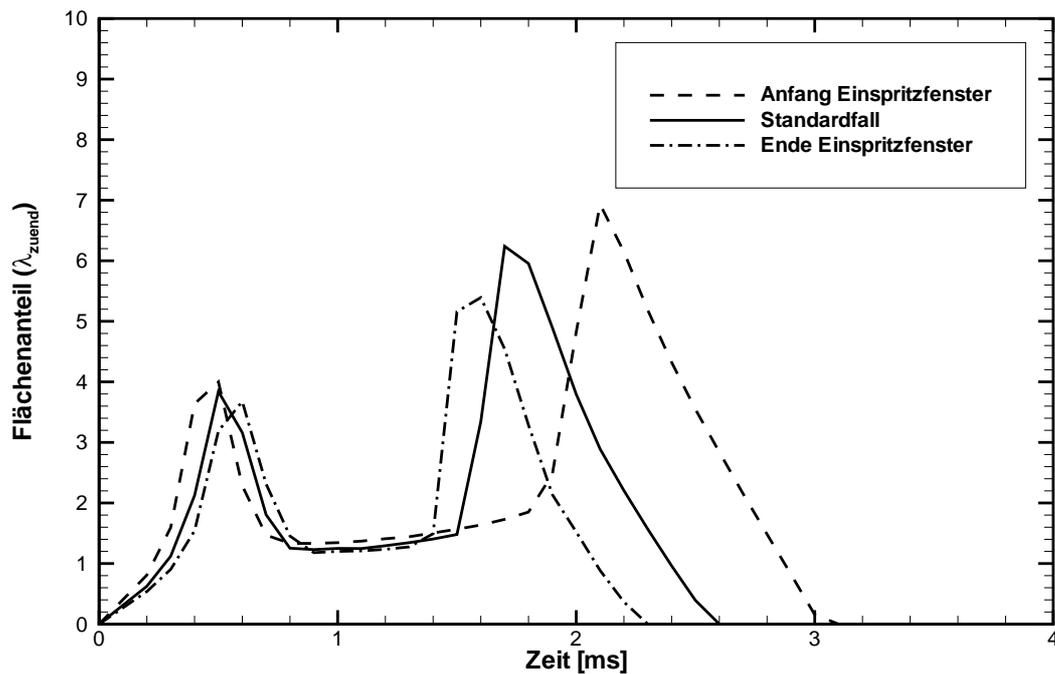


Abbildung 48: Entwicklung der fetten Gemischanteile

Weitere Daten liefert die Integration in der Tabelle zwischen bestimmten Grenzen. Für unterschiedliche Einspritzzeitpunkte zeigt Bild 48 die zeitliche Entwicklung der fetten Gemischanteile ( $0 < \lambda < 1$ ), Bild 49 die zündfähiger Gemischanteile mit  $\lambda \in (0.8; 1.2)$ . In beiden Fällen nimmt der Flächenanteil durch die Verdampfung und Ausbreitung der Kraftstoffmoleküle anfänglich zu. Die Kurven für die fetten Gemischanteile ändern nach einer gewissen Zeit ihre Steigung und gehen in einen Sättigungsbereich über. Das ist dann der Fall, wenn das Gebiet zwischen den Tropfen mit gesättigtem Kraftstoffdampf gefüllt ist, wie z.B. in Bild 28(e) dargestellt.



**Abbildung 49:** Entwicklung zündfähiger Gemischanteile

Wenn alle Tropfen verdampft sind, sinken die Kurven der fetten Gemischanteile durch die allmähliche Verteilung wieder auf null zurück. Beim frühen Einspritzzeitpunkt erfolgt die Ausbreitung am schnellsten, da die Diffusion von Druck und Temperatur abhängig ist und im betrachteten Bereich mit steigendem Druck abnimmt. Dies ist auch bei den zündfähigen Gemischanteilen zu beobachten, deren Kurven zwei Maxima zeigen. Dem ersten Maximum folgt ein Absinken des Anteils durch die gerade beschriebene Sättigung der Tropfenzwischenräume mit Kraftstoffdampf. Nach der vollständigen Verdampfung der flüssigen Phase nimmt der Anteil zündfähigen Gemisches durch den Transport und die Mischung des fetten Gemisches mit Frischluft wieder zu und erreicht ein zweites Maximum.

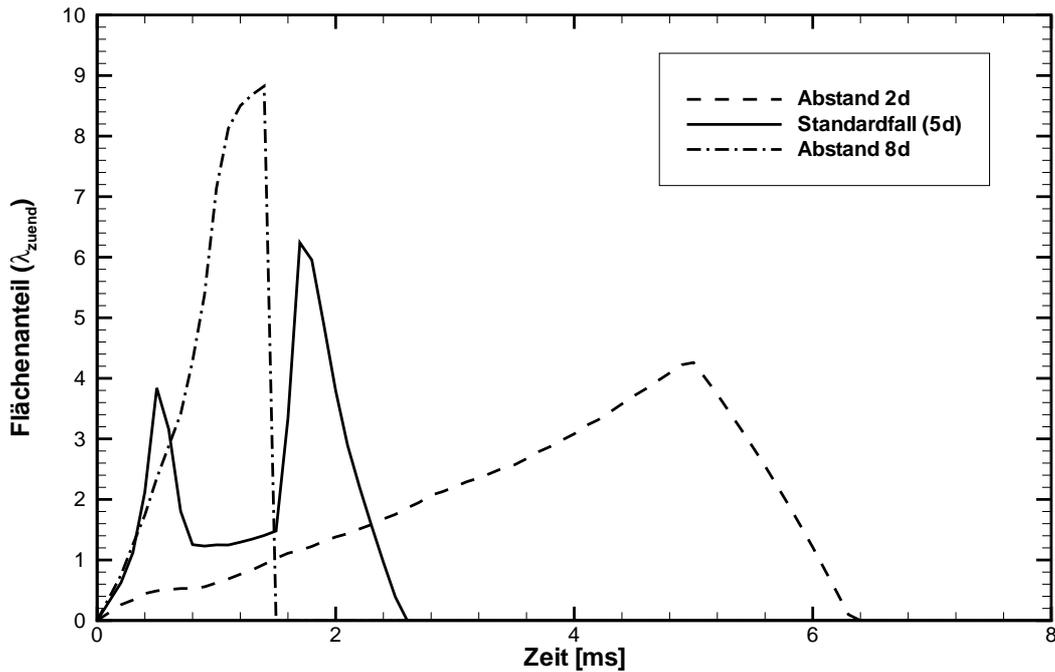


Abbildung 50: Zündfähige Gemischanteile bei unterschiedlicher Spraydichte

Bild 50 zeigt die Auswirkung der Spraydichte auf die zeitliche Entwicklung des zündfähigen Gemischs. Bei einem Abstand vom achtfachen ihres Durchmessers ist zwischen den Tropfen genug Platz für eine ständige Durchmischung mit der umgebenden Atmosphäre, so dass es nur ein stark ausgeprägtes Maximum gibt. Gleichzeitig verdampfen die Tropfen schneller als im Standardfall, da sie dem Umgebungseinfluss praktisch ungeschützt ausgesetzt sind.

Im Gegensatz dazu und zum Standardfall (Abstand= $5d$ ) ist beim dichten Spray (Abstand= $2d$ ) kein ausgeprägtes erstes Maximum zu erkennen, da der Raum zwischen den Tropfen sich sehr schnell mit Kraftstoffdampf füllt. Das zündfähige Gemisch entwickelt sich nur sehr langsam über einen Zeitraum von fast 6 ms. Für den Schichtladungsbetrieb zeigt sich ein so dichtes Spray damit als eher ungeeignet, da in der dort zur Gemischbildung verbleibenden sehr kurzen Zeit nur sehr kleine Bereiche das gewünschte Kraftstoff-Luftverhältnis aufweisen.

## 5 Zusammenfassung

Die Entwicklung verbrauchsarmer Konzepte für Verbrennungsmotoren ist gemeinsames Ziel der Automobilindustrie. Die Benzin-Direkteinspritzung gilt als wirksamste Einzelmaßnahme zu dessen Erreichung. Bei geeigneter Abstimmung des Brennverfahrens im Teillastbereich gestattet die Direkteinspritzung den kraftstoffsparenden Betrieb mit Ladungsschichtung. Die Ergebnisse der zur Unterstützung der Brennverfahrensentwicklung eingesetzten Simulationsprogramme sind abhängig von der Qualität der Annahmen, die den Modellen zugrunde liegen. Die Anfangs- und Randbedingungen, die rechnerisch oder im Experiment bestimmt werden, spielen ebenfalls eine entscheidende Rolle.

Die vorliegende Untersuchung befasste sich zunächst mit der Simulation der Einspritzsystemhydraulik für verschiedene Injektorkonzepte in einer dem Motorbetrieb entsprechenden Konfiguration. Dabei wurden Injektoren mit nach innen und nach außen öffnender Düse sowie Magnet- bzw. Piezoantrieb betrachtet. Die Einspritzrate zeigte in allen untersuchten Fällen dem Druckverlauf folgende Oszillationen. Die Simulation konnte vom Injektorkonzept abhängige Eigenschaften des Einspritzverhaltens nachweisen.

Einspritzventile mit Piezo-Antrieb sind in der Dynamik den Magnetventilen überlegen. Durch die direkte Betätigung der Nadel beim Öffnen und den möglichen Einsatz einer stärkeren Schließfeder kann der Piezo-Antrieb einen definierten Hub in sehr kurzer Zeit einstellen. Besonders für Brennverfahren, die eine Mehrfacheinspritzung erfordern, ist dies ein klarer Vorteil gegenüber dem Magnetantrieb. Das nach außen öffnende Ventil hat einen deutlich höheren Durchfluss als die nach innen öffnenden Ventile mit Druckdrallzerstäuber. Dies führt nach dem Ende der Einspritzung zu höheren Druckoszillationen im Einspritzsystem als beim vergleichbar aufgebauten Injektor mit nach innen öffnender Düse.

Mit den Informationen, die durch die detaillierte Simulation der hydraulischen Vorgänge vorlagen, wurde eine mittlere, zeitabhängige Einspritzgeschwindigkeit berechnet. Diese kann in Modellen zur Simulation von Einspritzstrahlen als integrale Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen beim Eintritt in den Brennraum angenommen werden. Bei dem Vergleich mit einem trapezförmigen Ersatzverlauf wurden Abweichungen der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit des Strahls in den Brennraum von stellenweise über  $\pm 10\%$  festgestellt.

In einem zweiten Schritt wurde ein objektorientiertes Konzept für ein Strahlmodell nach einem Euler/Lagrange-Ansatz entwickelt. Die Implementierung ist modular aufgebaut und erlaubt eine leichte Kopplung von Teilmodellen. Damit ist es möglich, z.B. das verwendete Verdampfungsmodell durch ein erweitertes Modell zu ersetzen. Zur Überprüfung der Implementierung wurde die berechnete Eindringtiefe des Strahls für verschiedene Anfangsbedingungen mit einer Messung verifiziert. Bei Annahme einer aus der Hydrauliksimulation bestimmten variablen Eintrittsgeschwindigkeit wurde eine deutlich bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt als mit einem trapezförmigen Ersatzverlauf.

Zum besseren Verständnis der Vorgänge in komplexen, realen Sprays wurde schließlich das instationäre Verdampfungsverhalten von Tropfengruppen bei den für den Schichtladebetrieb zutreffenden Randbedingungen untersucht. Die Interaktion der Tropfen hat unter anderem Auswirkung auf das Strömungsfeld, die Dampfkonzentration, die zur Verdampfung zur Verfügung stehende Energie und die Widerstandsbeiwerte der einzelnen Tropfen.

Wesentlicher Bestandteil war die Anwendung der „Chimera“-Gittertechnik zur Berechnung von Vorgängen bei der Gemischbildung in Verbrennungskraftmaschinen. Diese Gittertechnik ermöglicht die Aufteilung einer komplexen zu berechnenden Geometrie in einzelne, einfache Gitter. Die Berechnung der Gasphase erfolgte dreidimensional mit einer direkten numerischen Simulation, die flüssige Phase wurde eindimensional diskretisiert. Die Chimera-Technik gestattet die Verwendung eines vergleichsweise grobmaschigen Rechenetzes, da die erforderliche feine Auflösung der Phasengrenze durch um die Tropfen angeordnete Kugeligitter gewährleistet wird.

Es wurde eine Methode zur Lösung der vollen inkompressiblen Navier-Stokesschen Gleichungen zur Berechnung der Umströmung von Tropfenkollektiven vorgestellt. Sie eignet sich besonders zur Untersuchung des Umströmungsverhaltens bei kleinen und mittleren Reynoldszahlen. Die Gleichungen zur Massen-, Impuls- und Energieerhaltung werden zur Lösung auf der Basis einer Finite-Volumen-Formulierung approximiert und mit einem Zentrale-Differenzen-Verfahren zweiter Ordnung diskretisiert. Die auf einem Prädiktor-Korrektorverfahren beruhende Lösungsmethode hat sich für die dreidimensionale Strömungsberechnung als geeignet erwiesen.

Als entscheidende Größen für den Verdampfungsprozess wurden die Spraydichte, die Tropfengröße und die Brennraumtemperatur identifiziert. Die wichtigsten Effekte der Interaktion sind das Absenken des Temperaturniveaus und das Ansteigen der Kraftstoffkonzentration im Innern des Kollektivs, sowie die durch die Massenüber-

tragung induzierte Stefan-Strömung. Der Wärmeübergang verschlechtert sich durch die Verdampfung.

Die auftretenden Temperatur- und Konzentrationsänderungen beeinflussen stark die Widerstandsbeiwerte der einzelnen Tropfen. Dies ist von Bedeutung für die Modellierung von Einspritzstrahlen, da bei höheren Relativgeschwindigkeiten der Tropfenwiderstand die bestimmende Größe für die Tropfenbewegung ist. Während der Verdampfung ist der Widerstand der Tropfen durch die von der Stefan-Strömung verursachte Ablenkung der äußeren Strömung sehr gering. Für kleine Relativgeschwindigkeiten, wie sie nach der anfänglichen starken Abbremsung in einem Spray vorliegen, zeigte sich die Annahme von gegeneinander unbeweglichen Tropfen als eine gute Näherung.

Der Druckeinfluss auf die Verdampfung war im betrachteten Bereich nur gering. Die Temperaturerhöhung durch eine Einspritzung in den Kompressionshub zu einem späteren Zeitpunkt führte dagegen zu einer deutlichen Abnahme der Verdampfungszeit. Bis zu einem Abstand von dem ca. achtfachen des Tropfendurchmessers verhalten sich die Tropfen in der Gruppe wie Einzeltropfen. Sinkt der Tropfenabstand, kommt es zur Interaktion mit einem deutlichen Anstieg der Verdampfungszeit.

Den stärksten Einfluss auf die Verdampfungszeit hat erwartungsgemäß der anfängliche Tropfendurchmesser. Nur eine sehr geringe Auswirkung hat dagegen eine vorgegebene Kraftstoffkonzentration in der Umgebung. Eine Erhöhung der Relativgeschwindigkeit führt zu einer deutlich beschleunigten Verdampfung.

Das Chimera-Verfahren hat sich zur Simulation und Untersuchung von Tropfengruppen, die Teilbereiche von Einspritzstrahlen darstellen, bewährt. Nach einer ausführlichen Parametervariation können Korrekturfaktoren für die Verdampfungsmodelle in aktuellen Spraysimulationen abgeleitet werden, die lokale Randbedingungen von Tropfen im dichten Spray bei der Verdampfung berücksichtigen.



---

## A Simulation der Einspritzsystemhydraulik

### A.1 Das Simulationsprogramm ISIS

Zur Simulation der Einspritzsystemhydraulik wurde das eindimensionale Simulationsprogramm ISIS (*I*nteraktive *S*imulation *I*nterdisziplinärer *S*ysteme) benutzt, das die Modellierung, Berechnung und Analyse interdisziplinärer physikalischer Systeme gestattet. Das Programm ist in [72] detailliert beschrieben. Die Software bietet eine dialoggeführte grafische Benutzeroberfläche, vorprogrammierte Bausteine zur Modellerstellung, leichte Erweiterbarkeit durch modularen Aufbau und Schnittstellen zur Auswertung der Ergebnisse mit externen Programmen.

Die Verwendung eines modularen Systems wie ISIS bietet gegenüber der Entwicklung einer problemspezifisch neu programmierten Software entscheidende Vorteile [75]. Der zeitaufwändige Schritt der numerischen Analyse entfällt, es muss keine Benutzerschnittstelle programmiert werden und die Testphase ist wesentlich kürzer. Die Simulation realer Systeme mit ISIS läßt sich in folgende Schritte gliedern [86]:

1. Reduktion des realen Systems auf problemrelevante Zusammenhänge,
2. physikalische Analyse,
3. Abstraktion des reduzierten Realsystems – unter Berücksichtigung der physikalischen Randbedingungen – auf ein problemrelevantes Modell,
4. Beschaffung der erforderlichen Parameter,
5. übertragen des Modells in ISIS unter Verwendung der vorprogrammierten Bausteine und
6. Simulation des Problems.

### A.2 Modellierung des Einspritzsystems

Aktuelle Common-Rail-Einspritzsysteme (Bild 51) bestehen aus mehreren Komponenten. Der Kraftstoff wird vom Tank durch eine Vorförderpumpe mit niedrigem Druck zur Hochdruckpumpe gepumpt. Diese fördert den Kraftstoff mit hohem Druck in ein Kraftstoffverteilerrohr, die *Rail*, das als Hochdruckspeicher dient. Einspritzleitungen verteilen den Kraftstoff an die Injektoren, die schließlich – elektronisch

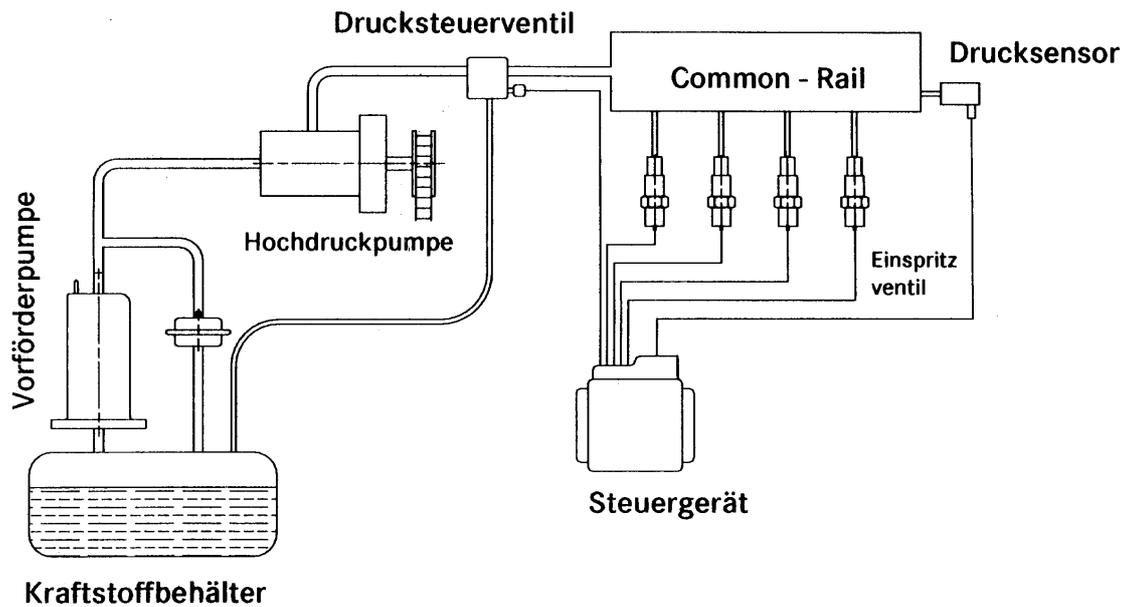


Abbildung 51: Common-Rail Einspritzsystem (Bild: Bosch)

gesteuert – die Zumessung an die Zylinder übernehmen. Die Regelung des vom Betriebspunkt abhängigen Raildrucks übernimmt ein Druckregler, der überschüssigen Kraftstoff bei Überschreiten des gewünschten Druckniveaus über ein Drucksteuerventil aus der Rail zurück in den Vorförderkreislauf ablässt. Das Gesamtsystem wird von der Einspritzelektronik im Motorsteuergerät überwacht und geregelt. Durch die Hochdruckpumpe und den Druckregler sind der Hochdruck- und der Niederdruckkreislauf, der zum Kraftstofftank führt, entkoppelt. Da der Niederdruckkreislauf somit einen nur geringen Einfluss auf das Einspritzverhalten hat, wurde auf eine Modellierung des Vorförderkreislaufes verzichtet.

Zur Modellierung einer Komponente wird das reale System in die drei Subsysteme Hydraulik, Mechanik und Elektrik gegliedert. Diese Subsysteme sind miteinander – teilweise auch mehrfach – gekoppelt. Nicht alle drei Teilsysteme sind in jeder Komponente vorhanden, z.B. enthält die Rail meistens keine beweglichen Teile.

Im hydraulischen Subsystem werden alle vom Fluid durchströmten Querschnitte durch verschiedene Rohrleitungen dargestellt, die unterschiedliche Querschnitte besitzen und sich teilweise in ihren Wandeigenschaften zur Simulation elastischer Schläuche oder dünner Leitungen unterscheiden. In die Berechnung dieses Teilsystems gehen auch die Massenträgheit und die Volumenelastizität der Flüssigkeit ein, damit die Ausbreitung von Druckwellen berechnet werden kann.

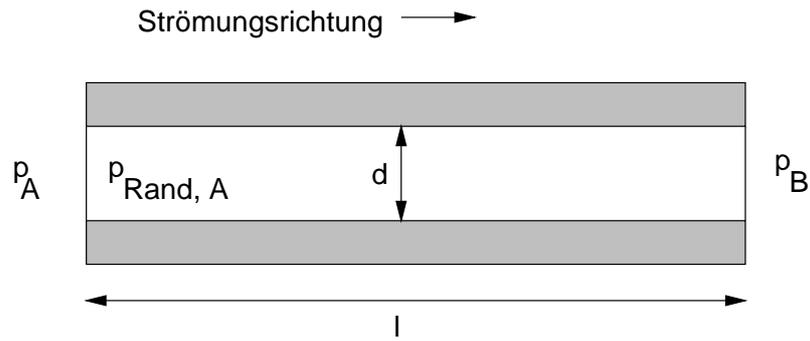


Abbildung 52: Modell für starre Rohrleitung

Im System wird der lokale Volumenstrom  $\dot{V}$  z.B. für ein von A nach B durchströmtes starres Rohr mit der Querschnittsfläche  $A = \frac{\pi}{4}d^2$  durch die Gleichung

$$\dot{V} = u \cdot A \quad (\text{A.1})$$

bestimmt. Die Geschwindigkeit  $u$  wird aus der Eulerschen Gleichung für den Stromfaden unter Vernachlässigung der Schwerkraft bestimmt,

$$\frac{\partial}{\partial t}u = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{(p_B - p_{\text{Rand,A}} - p_{\text{Reib}})}{l}, \quad (\text{A.2})$$

wobei der dabei aus den Einlauf- und Reibungsverlusten auftretende Druckabfall der Strömung wie folgt berechnet wird:

$$p_{\text{Rand,A}} = p_A - \frac{u^2}{2} \cdot \rho \cdot \zeta_{\text{A} \rightarrow \text{B}}, \quad p_{\text{Reib}} = \frac{u^2}{2} \cdot \frac{l \cdot \lambda \cdot \rho}{d}. \quad (\text{A.3})$$

Der Rohrreibungsbeiwert  $\lambda$  wird in Abhängigkeit von der Reynoldszahl

$$\text{Re} = \frac{ud}{\nu} \quad (\text{A.4})$$

für laminare und turbulente Strömung unterschiedlich berechnet [89]:

$$\lambda_{\text{laminar}} = 64\sqrt{\text{Re}} \quad \text{für } \text{Re} < 2300 \quad (\text{A.5})$$

$$\lambda_{\text{turbulent}} = 0.316\sqrt[4]{\text{Re}} \quad \text{für } \text{Re} > 2300 \quad (\text{Blasius-Formel}) \quad (\text{A.6})$$

Druckwellen können sich in der Flüssigkeit mit dem Volumenelastizitätsmodul  $E$  ausbreiten, der z.B. durch eine Messung der Schallgeschwindigkeit im Medium [74, 37] bestimmt wird. Der lokale Druck an den Stellen A und B wird durch

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{E}{V_{\text{fl.}}} \cdot \dot{V}, \quad V_{\text{fl.}} = \frac{\pi}{4} d^2 l \quad (\text{A.7})$$

unter Berücksichtigung des in der Leitung komprimierten Flüssigkeitsvolumens  $V_{\text{fl.}}$  berechnet.

Üblicherweise bildet das Einspritzventil den Abschluss des hydraulischen Systems zum Brennraum. Im Gegensatz zu der festen Geometrie der Rohrleitungen muss das Modell für das Einspritzventil eine variable Geometrie darstellen, da der durchströmte Querschnitt abhängig vom Nadelhub ist. Ferner ist der effektiv durchströmte Querschnitt kleiner als der geometrische, da es zu einer Einschnürung der Strömung kommt, die durch einen im Versuch bestimmten Faktor  $\mu$  wiedergegeben wird. Dazu wird ein Nadelhub vorgegeben und die über einen diskreten Zeitraum  $\Delta t$  ausströmende Kraftstoffmenge  $V$  gemessen. Bei Kenntnis des treibenden Druckgefälles  $\Delta p$  und der Dichte  $\rho$  des Fluides kann die effektive Fläche  $\mu A$  mit Gleichung (A.8) berechnet werden:

$$\mu A = \frac{V}{\Delta t} \sqrt{\frac{\rho}{2\Delta p}} = \dot{V} \sqrt{\frac{\rho}{2\Delta p}}. \quad (\text{A.8})$$

Zum mechanischen Teilsystem zählen alle für den Einspritzvorgang relevanten beweglichen Teile mit Rückwirkung auf andere Subsysteme. Zum Beispiel sind das beim Injektor die Ventlnadel sowie Federn und andere Komponenten, die eine direkte oder indirekte Kraftwirkung auf die Ventlnadel ausüben. Dazu zählen unter anderem der Antrieb (z.B. ein Piezoaktor oder eine Magnetspule), elastische Anschläge der Ventlnadel im Gehäuse sowie Bauteile, die eine hydraulische Kraft verursachen oder aufnehmen können.

Die für das Einspritzsystem erforderlichen elektrischen Teile des Steuergeräts werden durch signalverarbeitende Bausteine nachgebildet. Dies sind Funktionsgeber und Rechenglieder, mit denen der Verlauf des Ansteuersignals über der Zeit und die daraus auf das mechanische System resultierende Kraftwirkung nachgebildet wird.

Nach der Abstraktion des Realsystems kann das Modell per *Drag and Drop* aus dem Bausteinkatalog aufgebaut und verschaltet werden. Die interessanten Größen wie Nadelhub, Anschlagverformung, Einspritzrate, Einspritzmenge und verschiedene

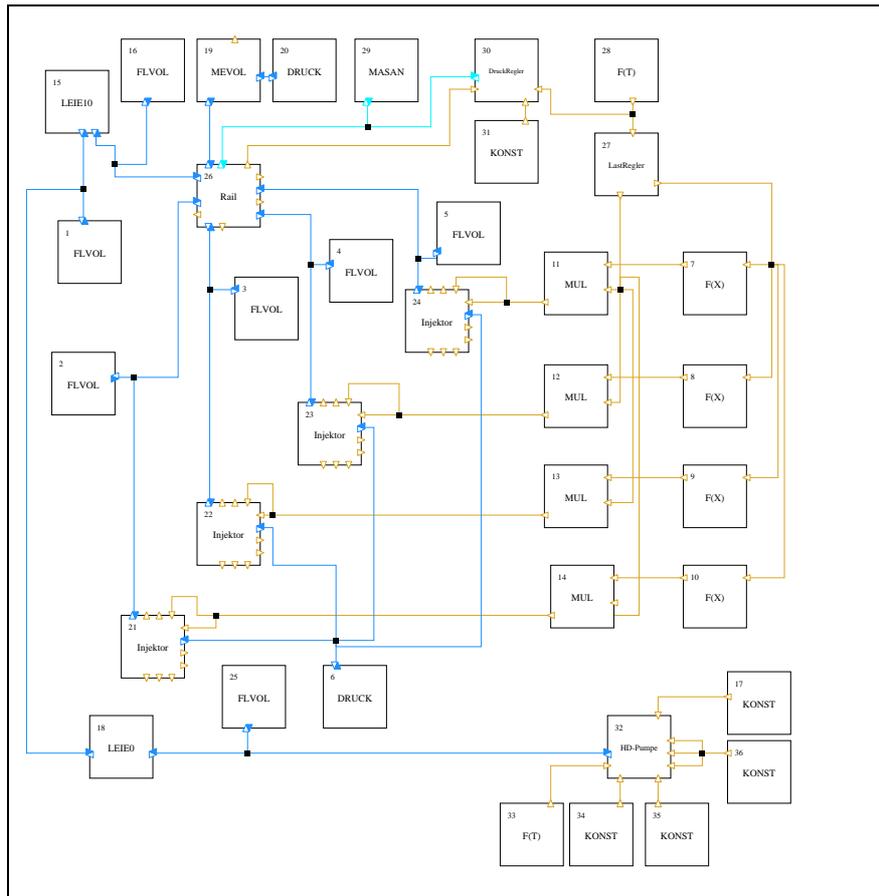


Abbildung 53: Simulationsmodell für Common-Rail Einspritzsystem

Drücke werden aus dem Modell nach außen geführt und zur erleichterten Auswertung von SI-Einheiten in eine passende Größenordnung umgerechnet. Vor Beginn der Simulation müssen die Anfangsbedingungen – wie z.B. der Druck im System oder die Ventilstellung – und die Randbedingungen gesetzt werden. Bei einfachen Injektormodellen kann dies durch die Vorgabe des Brennraumdrucks und eines fixen Versorgungsdrucks geschehen. Bei der Simulation der gesamten Einspritzsystemhydraulik inklusive Pumpe wird üblicherweise ein Betriebspunkt in Form von Drehzahl und Motorlast vorgegeben. Abschließend kann das Injektormodell in ein Makro gekapselt werden, um in einem komplexeren Modell wie dem in Bild 53 eingesetzt zu werden.

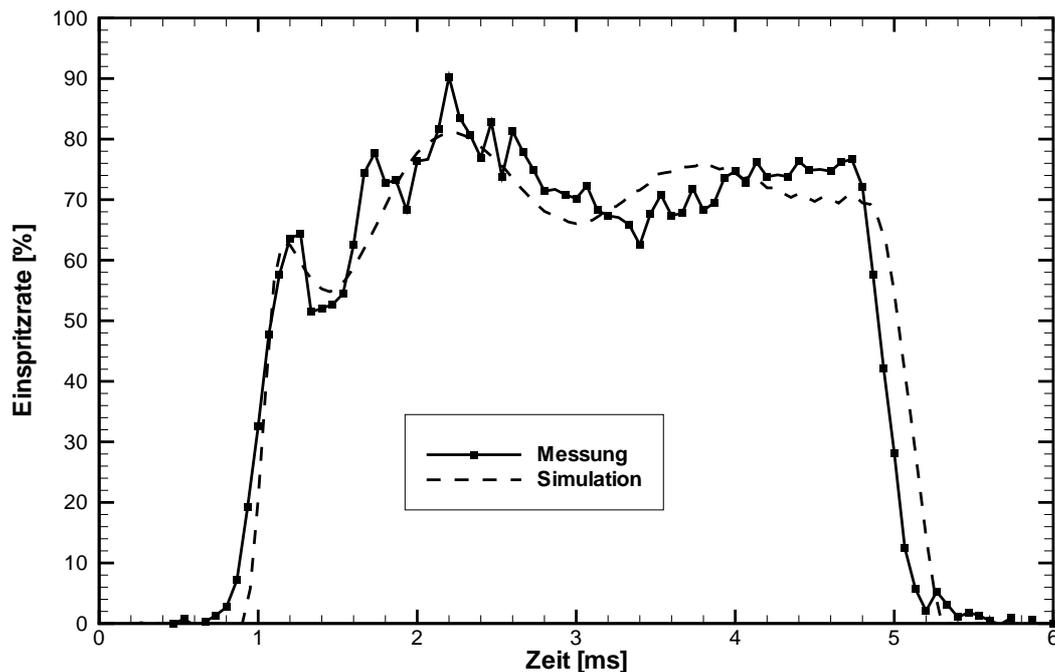


Abbildung 54: Vergleich von gemessener und berechneter Einspritzrate

### A.3 Modellverifikation

Die Ergebnisse der Simulation wurden mit experimentell in einem Einspritzlabor [60] ermittelten Daten verglichen. Der Prüfstand bietet die Möglichkeit, sowohl die integrale Menge als auch den zeitaufgelösten Verlauf einer einzelnen Einspritzung bei einer definierten Ansteuerdauer zu messen. Die Einspritzrate wurde als Vergleichsgröße gewählt, da sie für einen einzelnen Injektor mit einem vorhandenen System ohne konstruktive Änderung des Standardinjektors messtechnisch gut zu erfassen ist und alle Vorgänge im System des Injektors, wie die Ausbreitung von Druckwellen und die Nadelbewegung, eine unmittelbare Auswirkung auf den Einspritzverlauf haben. Für den Vergleich wurden die Randbedingungen des jeweiligen Simulationsmodells an die durch den Prüfstand vorgegebenen Bedingungen angepasst. In Bild 54 ist exemplarisch für einen Injektor mit elektromagnetischem Antrieb und nach innen öffnendem Ventil ein Vergleich der gemessenen und berechneten Einspritzrate für einen ausgewählten Betriebspunkt dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Experiment ist für diesen Injektor wie auch in den anderen Fällen als gut zu bezeichnen.

## B Turbulenzlängen in motorischen Strömungen

Die laminare Strömung ist in der Fluidodynamik eher die Ausnahme als die Regel: Sie erfordert eine hohe Viskosität des Mediums und kleine Abmessungen des Strömungsproblems. Ein typisches Beispiel für eine laminare Strömung ist die Bewegung von Hydrauliköl in einem schmalen Lagerspalt. Die meisten Strömungen – wie auch die Ladungsbewegung im Verbrennungsmotor – in der Natur und den Ingenieur Anwendungen sind turbulent. Die turbulente Bewegung des Verbrennungsgases während der Energieumsetzung muss sogar als einer der wichtigsten Einflussfaktoren auf den Verbrennungsvorgang gesehen werden [51].

In der Turbulenztheorie werden verschiedene charakteristische Längen unterschieden. Sie sind nach oben durch die Abmessung des Strömungsfeldes und nach unten durch die molekulare Diffusion begrenzt, die durch die Viskosität verursacht wird [84].

Das integrale Längenmaß  $L$  wird hauptsächlich durch die Ausdehnung kohärenter Strukturen bestimmt und gibt damit die mittleren Abmessungen der großen Wirbel wieder. Das Taylorsche Längenmaß  $l_T$  ist näherungsweise ein Maß für die kleinen Wirbelstrukturen, die die kinetische Energie von den großen an die kleinsten Wirbel übertragen. Das Kolmogorovmaß  $l_K$  ist ein Maß für die Größe der kleinsten Turbulenzstrukturen und ist durch die Dissipationsrate und die kinematische Viskosität gegeben. Die für diese kleinsten Wirbel bestimmenden Zeit-, Geschwindigkeits- und Längenmaße sind wie folgt definiert [84]:

$$\text{Kolmogorov Zeitmaß} \quad t_K = \left[ \frac{\nu}{\epsilon} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.1})$$

$$\text{Kolmogorov Geschwindigkeitsmaß} \quad v_K = (\nu\epsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{B.2})$$

$$\text{Kolmogorov Längenmaß} \quad l_K = \left[ \frac{\nu^3}{\epsilon} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (\text{B.3})$$

Das integrale Längenmaß  $L$  wird in der Literatur bei Kolbenmaschinen als proportional zur Brennraumhöhe  $H$  angegeben und ist im oberen Totpunkt minimal. Verschiedene Autoren haben die integrale Länge  $L$  für Kolbenmaschinen mit  $L \cong 0.2H$  bestimmt [25, 32, 11].

Die Dissipationsrate  $\epsilon$  der turbulenten kinetischen Energie ist mit der Turbulenzintensität  $u'$  als

$$\epsilon = \frac{u'^3}{L} \tag{B.4}$$

definiert. In der Literatur wird die Turbulenzintensität in Kolbenmaschinen während der Verdichtungsphase in Abhängigkeit von Drehzahl und Kompression mit Werten zwischen  $0.5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $2.8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  angegeben [25, 32, 14, 52]. Es wurde dabei eine bis zum Einsetzen der Verbrennung weitgehende Isotropie der Turbulenzintensität beobachtet. Die Kolmogorovlänge  $l_K$  beträgt damit bei verschiedenen Betriebspunkten für den betrachteten Anwendungsfall zwischen  $88 \mu\text{m}$  und  $24 \mu\text{m}$ . Nach Moin und Mahesh [57] muss das Gitter zur direkten numerischen Simulation eines fluidmechanischen Problems nicht zwingend die kleinste Kolmogorovlänge auflösen können, sondern in etwa  $\mathcal{O}(\uparrow l_K)$  entsprechen.

## C Druckkorrekturverfahren

Beträchtliche Dichteveränderungen, die auf lokale Beschleunigungen mit einer Mach-Zahl  $Ma > 0.3$  zurückzuführen sind, machen aus einer Strömung eine kompressible Strömung [68]. Bei lokal niedrigen Mach-Zahlen wie bei den in dieser Arbeit betrachteten Fällen kann oft von einer *inkompressiblen* Strömung mit einem *kompressiblen* Fluid ausgegangen werden, d.h.  $\frac{\partial \rho}{\partial t} \neq 0$ .

Bei der Berechnung inkompressibler Strömungen bereitet oft die Bestimmung des Druckfelds Schwierigkeiten, da dieses hier von der korrekten Lösung der Kontinuitätsgleichung viel stärker abhängig ist als beim kompressiblen Fall. Zur Berechnung des Druckfelds existieren verschiedene Druckkorrekturverfahren (z.B. SIMPLE [68]), die auf versetzten Gittern, den sog. „staggered grids“ [61], beruhen. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten „Low Mach Number Approximation“-Verfahren (LMA) wird die Ausbreitung von Schallwellen in den Erhaltungsgleichungen für Strömungsphänomene mit  $Ma \ll 1$  eliminiert, um die damit verbundene kleine charakteristische Zeitskala zu vermeiden. Der Ansatz lehnt sich stark an das von Chorin [9] beschriebene Verfahren an, das von Merkle [56] erfolgreich zur Berechnung einer Strömung mit hohem Wärmeeintrag eingesetzt wurde. Die Methode beruht im Gegensatz zu den „staggered grids“-Verfahren nicht auf der Verwendung zweier Gitter, sondern zweier Variablen.

Das Druckfeld wird in zwei Teile gespalten, den statischen Druck  $P$  und den dynamischen Druck  $p$ . Der statische Druck  $P$  wird als konstant für das gesamte Strömungsfeld angenommen und zur Berechnung der lokalen Gaseigenschaften über die Stoffgesetze benutzt, der dynamische Anteil wird zur Lösung der Impulsgleichungen verwendet. In der Phase der Gemischbildung ist die Annahme von  $Ma = \frac{u}{a} \ll 1$  für die motorische Anwendung zulässig, da eine typische Geschwindigkeit der Ladungsbewegung  $u \approx 10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  ist. Mit diesem Wert errechnet sich ein maximaler dynamischer Druck von  $\hat{p}_{dyn.} = \rho \frac{u^2}{2} \approx 50 \text{ Pa}$ , wogegen der thermodynamische Druck bei direkt einspritzenden Ottomotoren während der Gemischbildung typischerweise deutlich über  $10^6 \text{ Pa}$  anzusiedeln ist.

Das Feld des dynamischen Drucks wird mit einem Verfahren nach Dwyer [16, 17] bestimmt. Dabei wird angenommen, dass die gesamte Geschwindigkeitsänderung  $\Delta \vec{v}$  zu einem Teil aus der Impulserhaltung ( $\Delta \vec{v}_M$ ) und zu einem Teil aus der Massener-

haltung  $(\Delta\vec{v}_C)^2$  resultiert:

$$\Delta\vec{v} = \vec{v}^{n+1} - \vec{v}^n = \Delta\vec{v}_M + \Delta\vec{v}_C. \quad (\text{C.1})$$

Die implizite Diskretisierung der Impulsgleichungen (Gl.(4.4)ff. auf Seite 49) und der Kontinuitätsgleichung sowie die Substitution von  $\vec{v}^{n+1}$  führt auf die Gleichungen (C.2) und (C.3):

$$\begin{aligned} \iiint_V \frac{\rho}{\Delta t} (\Delta\vec{v}_C + \Delta\vec{v}_M) dV + \iint_A \rho (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M + \Delta\vec{v}_C) (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M + \Delta\vec{v}_C) dA = \\ - \iint_A p^{n+1} d\vec{A} + \iint_A \tau_{ij} (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M + \Delta\vec{v}_C) d\vec{A} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

$$\iint_A \rho (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M + \Delta\vec{v}_C) dA + \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = 0. \quad (\text{C.3})$$

Die Bestimmung der Geschwindigkeitsänderung  $\Delta\vec{v}_M$  erfolgt dann mit einem Prädiktor-Korrektor-Verfahren. In einem ersten Schritt werden die Impulsgleichungen mit dem alten Druckfeld gelöst und die daraus resultierende Geschwindigkeitsänderung  $\Delta\vec{v}_M$  bestimmt,

$$\begin{aligned} \iiint_V \rho \frac{\Delta\vec{v}_M}{\Delta t} dV + \iint_A \rho (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M) dA = \\ - \iint_A p^n d\vec{A} + \iint_A \tau_{ij} (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M) d\vec{A}. \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

In einem zweiten Schritt wird diese Geschwindigkeitsänderung über die Kontinuitätsgleichung mit  $\Delta\vec{v}_C$  korrigiert,

$$\iiint_V \rho \frac{\vec{v}_C}{\Delta t} dV = - \iint_A \Delta p d\vec{A}, \quad (\text{C.5})$$

so dass unter der Annahme von

$$p^{n+1} = p^n + \Delta p \quad (\text{C.6})$$

---

<sup>2</sup>Die hier verwendeten Indizes M und C entsprechen den englischen Bezeichnungen *Momentum* und *Continuum* für die Impuls- bzw. Massenerhaltung.

mit den Gleichungen (C.1) und (C.6) das tatsächliche Geschwindigkeits- und Druckfeld im neuen Zeitschritt berechnet werden kann.

Da aus einer einzelnen Kontinuitätsgleichung (C.5) die vektorielle Geschwindigkeitsänderung  $\Delta\vec{v}_C = (v_{C,x}, v_{C,y}, v_{C,z})^{-1}$  berechnet werden soll, wird  $\Delta\vec{v}_C$  aus dem Gradienten einer skalaren Potentialfunktion  $\Phi$  bestimmt,

$$\Delta\vec{v}_C \equiv \nabla\Phi, \quad (\text{C.7})$$

wobei die Potentialfunktion  $\Phi$  drehungsfrei ist, d.h. physikalisch keine Wirbel ins Strömungsfeld einträgt. Damit gilt dann:

$$\vec{v}^{n+1} = \vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M + \nabla\Phi. \quad (\text{C.8})$$

Die Schließung des Gleichungssystems erfordert eine Kopplung der Druckänderung während eines Zeitschritts  $\Delta t$  mit der Geschwindigkeitsänderung. Der Ausdruck  $\Delta p$  in Gleichung (C.6) ist ein Skalar, der direkt aus der skalaren Potentialfunktion  $\Phi$  für die Geschwindigkeitsänderung resultieren muss. Eine Dimensionsanalyse führt zu der Abhängigkeit

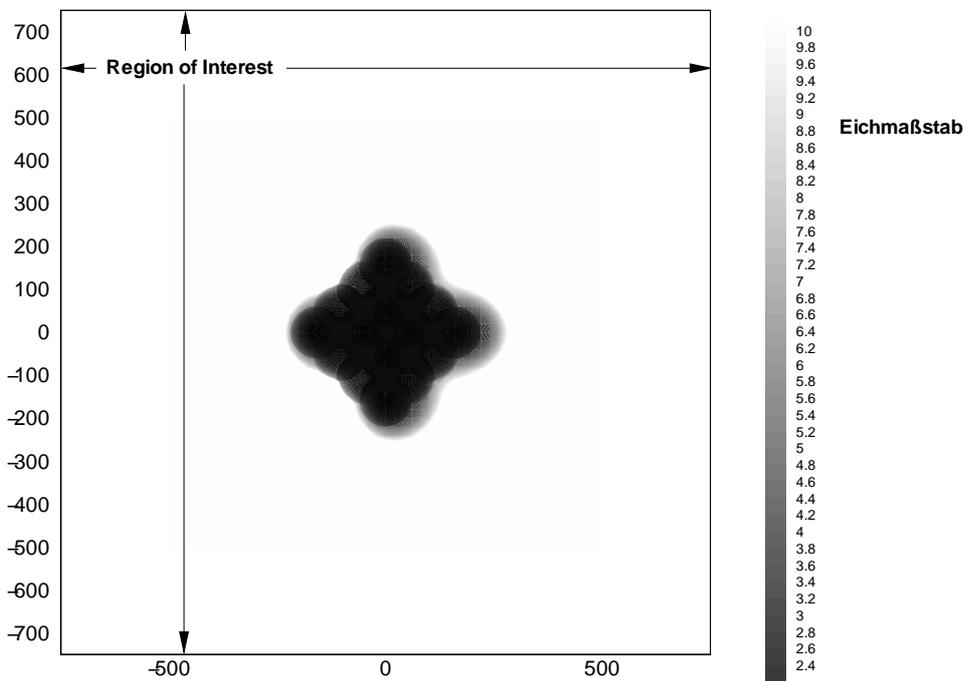
$$\rho \frac{\Phi}{\Delta t} = -\Delta p. \quad (\text{C.9})$$

Die Substitution von  $\Delta p$  und des Geschwindigkeitspotentials  $\Phi$  in der Kontinuitätsgleichung führt zu folgender Poisson-Gleichung für  $\Phi$ :

$$\iint_A \rho \nabla\Phi d\vec{A} = - \iint A \rho (\vec{v}^n + \Delta\vec{v}_M) d\vec{A} - \iiint V \frac{\partial\rho}{\partial t} dV. \quad (\text{C.10})$$

Diese Gleichung wird mit einem äußerst genauen Algorithmus gelöst, so dass schließlich durch Resubstitution die Lösung für  $\vec{v}$  und  $p$  bestimmt werden kann.

## D Methode zur Auswertung von DNS-Daten



**Abbildung 55:** Vorlage für Auswertung mit Bildverarbeitungssoftware

Aus den mit der direkten numerischen Simulation berechneten Konzentrationen der Moleküle an jedem Ort des Rechengebietes lässt sich mit der im Anhang E beschriebenen Methode eine lokale Luftzahl bestimmen, die eine Aussage über die Gemischverteilung und Zündfähigkeit macht. Zur Auswertung werden Plots der Verteilung des Gemisches wie in Bild 55 für jeden Zeitschritt erstellt. Zur leichteren Unterscheidung kleiner Nuancen durch den Betrachter wird üblicherweise eine Falschfarbendarstellung benutzt. Für die automatische Bildverarbeitung ist jedoch die Schwarzweiß-Darstellung zu bevorzugen. Wichtig ist die Aufnahme des Graukeils, der als Eichmaßstab dient.

Eine vorher programmierte, selbst ablaufende Funktion, ein sog. Makro, automatisiert die Verarbeitung jedes einzelnen Plots: Die Software lokalisiert zuerst den Graukeil, analysiert die darin vorhandenen Grautöne und ordnet jedem Grauwert eine bestimmte lokale Luftzahl zu. Im nächsten Schritt wird die schwarze Umrandung des Rechengebiets detektiert, um die Begrenzung der zu untersuchenden Fläche – die sog. „Region of Interest“ – zu finden. Schließlich werden alle Pixel<sup>3</sup> in dieser Fläche durchgezählt und auf ihren Grauwert geprüft.

<sup>3</sup>Abk. für *Picture Element*; entspricht einem grafischen Punkt

Damit kann nach Abschluss der Auswertung jeder Graustufe eine bestimmte Anzahl von Pixeln zugeordnet werden, die in ihrer Summe der Gesamtzahl der Pixel im untersuchten Gebiet entsprechen. Zur weiteren Verarbeitung werden die so gewonnenen Daten automatisch in ein Programm zur Tabellenverarbeitung kopiert. In dieser Tabelle sind schließlich die Grauwerte der lokalen Luftzahl und die einzelnen Bilder bestimmten Zeitpunkten mit der Angabe der prozentualen Flächenanteile der verschiedenen Grauwerte zugeordnet.

## E Die Berechnung einer lokalen Luftzahl

Jeder Kraftstoff benötigt bei der Verbrennung zur vollständigen Umsetzung eine bestimmte Luft- bzw. Sauerstoffmenge, die von der chemischen Zusammensetzung des Kraftstoffs abhängt [80]. Diese Menge wird als der *stöchiometrische Luftbedarf*  $L_{st.}$  bzw. der *spezifische Mindestsauerstoffbedarf*  $\omega_{min}$  bezeichnet [50]. Der Luftbedarf errechnet sich aus dem Massenanteil des Sauerstoffs von ca. 23.2% in der Luft zu  $L_{st.} \approx \frac{\omega_{min}}{0.232}$ . Die *Luftzahl*  $\lambda$  bezeichnet das Verhältnis zwischen dem tatsächlich vorhandenen und dem zur stöchiometrischen Verbrennung benötigten Sauerstoff. Bei der motorischen Verbrennung wird zur Berechnung eines globalen  $\lambda$  meistens das Verhältnis von tatsächlicher Luftmasse  $m_L$  zu stöchiometrischer Luftmasse  $m_{L_{st.}}$  benutzt,

$$\lambda_{global} = \frac{m_L}{m_{L_{st.}}} = \frac{m_L}{m_{HC} \cdot L_{st.}}. \quad (E.1)$$

Für die lokale Betrachtung der Luftzahl ist eine Definition über die Massenkonzentration der Edukte (Sauerstoff ( $Y_{O_2}$ ) und Kraftstoff ( $Y_{HC}$ )) vorzuziehen:

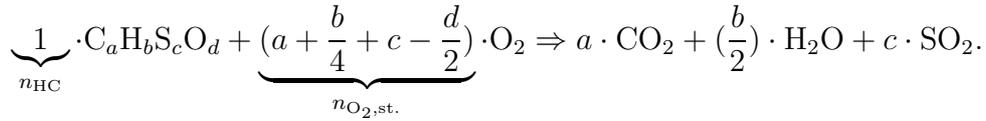
$$\lambda = \frac{Y_{O_2}}{Y_{HC} \cdot \omega_{min}}. \quad (E.2)$$

In der folgenden Definition des Mindestsauerstoffbedarfs  $\omega_{min}$  sind  $M_{O_2}$  und  $M_{HC}$  die Molmassen von Sauerstoff und Kraftstoff,  $n_{O_2}$  und  $n_{HC}$  sind die Stoffmengen der Moleküle:

$$\omega_{min} = \frac{m_{O_2, st.}}{m_{HC}} = \frac{M_{O_2}}{M_{HC}} \cdot \frac{n_{O_2, st.}}{n_{HC}}. \quad (E.3)$$

Obwohl die eigentliche Umsetzung des Kraftstoffs über zahlreiche Elementarreaktionen unter kurzzeitiger Bildung von Radikalen erfolgt [55], sind die Produkte bei allen Verbrennungsvorgängen von Kohlenwasserstoffen und ihren Mischungen nahezu dieselben. Die reaktiven Bestandteile Kohlenstoff, Wasserstoff und in geringen Mengen Schwefel werden unter stöchiometrischen Bedingungen zu Kohlendioxid, Wasser und Schwefeldioxid oxidiert, der in der Luft enthaltene Stickstoff bleibt dann als Inertgas unverändert. Bei vollständiger Verbrennung eines Kohlenwasserstoffs mit der

Zusammensetzung  $C_a H_b S_c O_d^4$  gilt dann die chemische Bruttoreaktionsgleichung:



Einsetzen in Gleichung E.3 führt zu

$$\omega_{\min} = \frac{M_{\text{O}_2}}{M_{\text{HC}}} \cdot \left(a + \frac{b}{4} + c - \frac{d}{2}\right) \quad (\text{E.4})$$

und mit Übergang von Massen- zu Molanteilen ( $X_i = \frac{Y_i \cdot \bar{M}}{M_i}$ ) zu

$$\lambda = \frac{X_{\text{O}_2}}{X_{\text{HC}}} \cdot \left(a + \frac{b}{4} + c - \frac{d}{2}\right)^{-1}. \quad (\text{E.5})$$

Verallgemeinert für Mischungen aus  $n$  Kohlenwasserstoffen mit der lokalen Konzentration  $X_{\text{HC},i}$  und der Anzahl von Elementen  $a_i, b_i, c_i$  und  $d_i$  ( $i \in [1 \dots n]$ ) gilt:

$$\lambda = \frac{X_{\text{O}_2}}{\sum_{i=1}^n X_{\text{HC},i} \cdot \left(a_i + \frac{b_i}{4} + c_i - \frac{d_i}{2}\right)}. \quad (\text{E.6})$$

Für Realkraftstoffe als komplexe Kohlenwasserstoffgemische werden häufig die Mengenanteile  $c, h, o$  und  $s$  der einzelnen Elemente als Bruchteile der Mischung angegeben. Mit den Molmassen der Elemente  $M_C, M_H, M_O$  und  $M_S$  kann man mit Gleichung (E.7) das lokale  $\lambda$  bestimmen:

$$a = \frac{c}{M_C}; \quad b = \frac{h}{M_H}; \quad c = \frac{s}{M_S}; \quad d = \frac{o}{M_O} \quad \Rightarrow$$

$$\lambda = \frac{X_{\text{O}_2}}{X_{\text{HC}} \cdot M_{\text{HC}}} \cdot \left(\frac{c}{M_C} + \frac{h}{4 \cdot M_H} + \frac{s}{M_S} - \frac{o}{2 \cdot M_O}\right)^{-1}. \quad (\text{E.7})$$

---

<sup>4</sup>Die Indizes bezeichnen die Anzahl der im Molekül enthaltenen Atome eines Elements



## Literatur

- [1] *UML Summary, Version 1.1 September 1997*. WWW: <http://www.rational.com/uml>, September 1997.
- [2] ABRAMZON, B. und W. A. SIRIGNANO: *Droplet Vaporization Model for Spray Combustion Calculations*. Int. J. Heat Mass Transfer, 32(9):1605–1618, 1989.
- [3] AMSDEN, A. A., P. J. O’ROURKE und T. D. BUTLER: *KIVA-II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays*. Techn. Ber. , LA-11560-MS, Los Alamos National Laboratory, 1989.
- [4] ANNAMALAI, K. und W. RYAN: *Interactive Processes in Gasification and Combustion. Part I: Liquid Drop Arrays and Clouds*. Prog. Energy Combust. Sci., 18:221–295, 1992.
- [5] ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES und B. FRENCH: *Effect of Fuel Injection Processes on the Structure of Diesel Sprays*. SAE Technical Paper 970799, SAE, 1997.
- [6] BENEK, J. A., J. L. STEGER, F. C. DOUGHERTY und P. G. BUNING: *Chimera: A Grid-Embedding Technique*. Techn. Ber. , AEDC-TR-85-64, Arnold Engineering Development Center, 1986.
- [7] BOOCH, G.: *Software Engineering with Ada*. Benjamin/Cummings Publishing Co., Menlo Park, CA, 1983.
- [8] CHIN, J. S. und A. H. LEFEBVRE: *Steady State Evaporation Characteristics of Hydrocarbon Fuel Drops*. In: *18th Joint Propulsion Conference*, AIAA-82-1176. AIAA/SAE/ASME, 1982.
- [9] CHORIN, A. J.: *Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations*. Math. Comput., 22:745–762, 1968.
- [10] CLAUSSEN, U.: *Objektorientiertes Programmieren: mit Beispielen und Übungen in C++*. Springer-Verlag, 1998.
- [11] CORCIONE, F. E. und G. VALENTINO: *Turbulence Length Scale Measurements by Two-Probe-Volume LDA Technique in a Diesel Engine*. SAE Technical Paper 902080, SAE, 1990.

- 
- [12] COUSIN, J., W. M. REN und S. NALLY: *Transient Flows in High Pressure Swirl Injectors*. SAE Technical Paper 980499, SAE, 1998.
- [13] CROWE, C., M. SOMMERFIELD und Y. TSUJI: *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press LLC, 1998.
- [14] DINSDALE, S., A. ROUGHTON und N. COLLINGS: *Length Scale and Turbulence Intensity Measurements in a Motored Internal Combustion Engine*. SAE Technical Paper 880380, SAE, 1988.
- [15] DOUGHERTY, F. C.: *Development of a Chimera grid scheme with applications to unsteady problems*. Dissertation, Stanford University, 1985.
- [16] DWYER, H. A.: *Calculations of Droplet Dynamics in High Temperature Environments*. Prog. Energy Combust. Sci., 15:131–158, 1989.
- [17] DWYER, H. A.: *Course notes*. UC Davis, Vorlesungsbegleitende Unterlagen, Kalifornien, USA, 1997.
- [18] DWYER, H. A. und B. R. SANDERS: *Detailed Computation of Unsteady Droplet Dynamics*. In: *20th Symposium (Int.) on Combustion*, S. 1743–1749. The Combustion Institute, 1984.
- [19] DWYER, H. A., B. D. SHAW und H. NIAZMAND: *Droplet/Flame Interactions including Surface Tension Influences*. In: *27th Int. Combustion Symposium*, S. 1951–1957. The Combustion Institute, 1998.
- [20] DWYER, H. A., P. STAPF und R. R. MALY: *Unsteady Vaporization and Ignition of a Three-Dimensional Droplet Array*. Combustion and Flame, 121:181–194, 2000.
- [21] EGLER, W., W. FUCHS und J. SCHMIDT: *Die simulationsgestützte Entwicklung von Hochdruckeinspritzsystemen für Dieselmotoren*. Motortechnische Zeitschrift, 58(11):670ff., 1997.
- [22] EICHLSEDER, H., E. BAUMANN, P. MÜLLER und S. NEUGEBAUER: *Chancen und Risiken von Ottomotoren mit Direkteinspritzung*. Motortechnische Zeitschrift, 61(3):144–152, 2000.
- [23] FAETH, G. M.: *Current Status of Droplet and Liquid Combustion*. Prog. Energy Combust. Sci., 3:191–224, 1977.

- [24] FAETH, G. M.: *Evaporation and Combustion of Sprays*. Prog. Energy Combust. Sci., 9:1–76, 1983.
- [25] FRASER, R. A., P. G. FELTON und F. V. BRACCO: *Preliminary Turbulence Length Scale Measurements in a Motored IC Engine*. SAE Technical Paper 860021, SAE, 1986.
- [26] FRÖSSLING, N.: *Über die Verdunstung fallender Tropfen*. Gerl. Beitr. Geophysik, 52:170–216, 1937.
- [27] GLÜCK, K.-H., U. GÖBEL, H. HAHN, R. KREBS, T. KREUZER und E. POTT: *Die Abgasreinigung der FSI-Motoren von Volkswagen*. Motortechnische Zeitschrift, 61(6):402–412, 2000.
- [28] GODSAVE, G. A. E.: *Studies of the combustion of drops in a fuel spray: The burning of single drops of fuel*. In: *4th Int. Combustion Symposium*, S. 818–830. The Combustion Institute, 1953.
- [29] GOMEZ III, R. J. und J. P. SLOTNICK: *Preliminary Analysis of Ascent Loads on a Space Shuttle Liquid Flyback Booster Configuration*. In: *13th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, Bd. 2, S. 824–831, 1995.
- [30] HARTMANN, H.: *Schattenrissuntersuchungen an Einspritzstrahlen*. Interner Bericht, Juni 2000. DaimlerChrysler AG.
- [31] HERRMANN, L.: *Tröpfchengrößenuntersuchungen mit Malvern*. Interner Bericht, Februar 2000. DaimlerChrysler AG.
- [32] IKEGAMI, M., M. SHIOJI und K. NISHIMOTO: *Turbulence Intensity and Spatial Integral Scale during Compression and Expansion Strokes in a Four-Cycle Reciprocating Engine*. SAE Technical Paper 870372, SAE, 1987.
- [33] INTEL CORP.: *Intel Museum Home Page*. WWW: <http://www.intel.com/intel/museum/25anniv/hof/moore.html>, Juli 2000.
- [34] INTEL CORP.: *Tech Specs*. WWW: <http://www.intel.com/intel/museum/25anniv/hof/tspecs.html>, Juli 2000.
- [35] JIA, H. und G. GOGOS: *High Pressure Droplet Evaporation: Effects of Liquid-Phase Gas Solubility*. Journal of Heat and Mass Transfer, 36(18):4419–4431, 1993.

- [36] JIN, J. D. und G. L. BORMAN: *A Model for Multicomponent Droplet Vaporization at High Ambient Pressures*. SAE Technical Paper 850264, SAE, 1985.
- [37] KABELAC, S.: *Die Schallgeschwindigkeit als thermodynamische Zustandsgröße*. Forsch. Ingenieurwes., 64:47–54, 1998.
- [38] KEE, R. J., J. A. MILLER und T. J. JEFFERSON: *CHEMKIN: A general-purpose, problem-independent, transportable, FORTRAN chemical kinetics code package*. Techn. Ber. , SAND80-8003, Sandia National Laboratories, 1980.
- [39] KEE, R. J., F. M. RUPLEY, G. D. LEWIS, J. WARNATZ, M. E. COLTRIN und J. A. MILLER: *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas Phase Properties*. Techn. Ber. , SAND86-8246, Sandia National Laboratories, 1986.
- [40] KEE, R. J., F. M. RUPLEY und J. A. MILLER: *CHEMKIN II*. Techn. Ber. , SAND89-8009, Sandia National Laboratories, 1990.
- [41] KLEINSTREUER, C. und T.-Y. WANG: *Approximate Analysis of interacting vaporizing fuel droplets*. Int. J. Multiphase Flow, 16(2):295–304, 1990.
- [42] KLINGSPORN, M.: *Modellierung der Mehrkomponenten-Verdunstung bei der dieselmotorischen Einspritzung*. Dissertation, RWTH Aachen, 1995.
- [43] KNEER, R., M. SCHNEIDER, B. NOLL und S. WITTIG: *Effects of Variable Liquid Properties on Multicomponent Droplet Vaporization*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 115(3):467–472, Juli 1993.
- [44] KRÄMER, S.: *Untersuchung zur Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung beim Ottomotor mit Benzin-Direkteinspritzung*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1998.
- [45] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1991.
- [46] LANDIS, R. B. und A. F. MILLS: *Effect of internal diffusional resistance on the evaporation of binary droplets*. In: *5th Int. Heat Transfer Conf.*, S. 345–349, 1974.
- [47] LAW, C. K.: *Internal boiling and superheating in vaporizing multicomponent droplets*. AIChE J., 24:626–632, 1978.

- 
- [48] LAW, C. K.: *Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion*. Prog. Energy Combust. Sci., 8:171–201, 1982.
- [49] LEE, A. und C. K. LAW: *An Experimental Investigation on the Vaporization and Combustion of Methanol and Ethanol Droplets*. Comb. Sci. and Tech., 86:253–265, 1992.
- [50] LEUCKEL, W.: *Maschinenkunde und Energietechnik – Teil Feuerungstechnik*. Vorlesungsumdruck, Universität Karlsruhe (TH), 1995.
- [51] LORENZ, M., A. MÜLLER, K. PRESCHER und K. STREHLOW: *Ladungsbe-  
wegung und Verbrennungsablauf beim Ottomotor – Teil 1*. Motortechnische  
Zeitschrift, 50(10):492–496, 1989.
- [52] LORENZ, M., A. MÜLLER, K. PRESCHER und K. STREHLOW: *Ladungsbe-  
wegung und Verbrennungsablauf beim Ottomotor – Teil 2*. Motortechnische  
Zeitschrift, 50(12):586–592, 1989.
- [53] MERKER, G. P.: *Konvektive Wärmeübertragung*. Springer-Verlag, Berlin Hei-  
delberg, 1987.
- [54] MERKER, G. P.: *Simulation motorischer Prozesse*. Vorlesungsskriptum, Insti-  
tut für Technische Verbrennung, Universität Hannover, 1997.
- [55] MERKER, G. P. und G. STIESCH: *Technische Verbrennung. Motorische Ver-  
brennung*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1999.
- [56] MERKLE, C. L. und Y. CHOI: *Computation of compressible flows at very low  
Mach numbers*. In: *AIAA 24th Aero Sci. Meet.*, Januar 1986.
- [57] MOIN, P. und K. MAHESH: *Direct Numerical Simulation: A Tool in Turbulence  
Research*. Annu. Rev. Fluid Mech., 30:539–578, 1998.
- [58] MOSER, W., D. MENTGEN und H. REMBOLD: *Benzin-Direkteinspritzung –  
eine neue Herausforderung für zukünftige Motorsteuerungssysteme*. Motortech-  
nische Zeitschrift, 58(9):458–464, 1997.
- [59] NIRSCHL, H.: *Mikrofluidmechanik: Experimentelle und numerische Untersu-  
chungen zur Umströmung kleiner Körper*. Dissertation, Technische Universität  
München, 1993.

- [60] ÖING, H.: *Entwicklung eines neuen dieselmotorischen Injektorkonzeptes für zukünftige Emissionsgrenzwerte*. Dissertation, Universität Hannover, 2000.
- [61] PATANKAR, S. V.: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, New York, 1980.
- [62] PRAUSNITZ, J. M. und J. GMEHLING: *Thermodynamik der Phasengleichgewichte*. vt-Hochschulkurs III: Thermische Verfahrenstechnik, Phasengleichgewichte, 1979.
- [63] PREUSSNER, C., C. DÖRING, S. FEHLER und S. KAMPMANN: *GDI: Interaction Between Mixture Preparation, Combustion System and Injector Performance*. SAE Technical Paper 980498, SAE, 1998.
- [64] PREUSSNER, C. und S. KAMPMANN: *Benzin-Direkteinspritzung – eine neue Herausforderung für künftige Motorsteuerungssysteme*. Motortechnische Zeitschrift, 58(10):592–598, 1997.
- [65] RANZ, W. E. und W. R. MARSHALL, JR.: *Evaporation from Drops*. Chem. Eng. Prog., 48(3):141–146, 1952.
- [66] REID, R. C., J. M. PRAUSNITZ und B. E. POLING: *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw-Hill, Inc., 4. Aufl., 1987.
- [67] RENKSIZBULUT, M. und R. J. HAYWOOD: *Transient Droplet Evaporation with Variable Properties and Internal Circulation at Intermediate Reynolds Numbers*. Journal of Multiphase Flow, 14(2):189–202, 1988.
- [68] ROGG, B.: *CFD – Computational Fluid Dynamics*. Haus der Technik e.V. 1999. Veranstaltungsunterlagen.
- [69] RUMBAUGH, J., M. BLAHA und W. PREMERLANI: *Object-Oriented Modeling and Design*. Prentice-Hall, 1991.
- [70] SCHMALZING, C.-O.: *Theoretische und experimentelle Untersuchung zum Strahlausbreitungs- und Verdampfungsverhalten aktueller Diesel-Einspritzsysteme*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2000.
- [71] SCHMALZING, C.-O., P. STAPF, R. R. MALY, G. RENNER, H. STETTER und H. A. DWYER: *A Holistic Hydraulic and Spray Model – Liquid and Vapor Phase Penetration of Fuel Sprays in Diesel engines*. SAE Technical Paper 1999-01-3549, SAE, 1999.

- [72] SCHMIDT, B. und G. HÄFNER: *Berechnung komplexer dynamischer Systeme mit dem Simulationsprogramm DB-ISIS, erläutert am Beispiel einer hydraulischen Pumpendüse*. Automobil-Industrie, 86(1):57–61, 1986.
- [73] SCHUCKERT, M., L. SCHULZE und H. TSCHÖKE: *Zur Auslegung von Common-Rail-Diesel-Einspritzsystemen*. Motortechnische Zeitschrift, 59(12):800–807, 1998.
- [74] SCHULZ, J.: *Untersuchung der Druckwellendämpfung und der Schallgeschwindigkeit in Einspritzleitungen*. Diplomarbeit, TU München, 1986.
- [75] SCHWARZ, V.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen an unterschiedlich aufgebauten Common Rail-Einspritzsystemen*. Dissertation, TH Darmstadt, 1996.
- [76] SIRIGNANO, W. A.: *Fluid Dynamics of Sprays – 1992 Freeman Scholar Lecture*. Journal of Fluids Engineering, 115:345–378, 1993.
- [77] SIRIGNANO, W. A.: *Fluid dynamics and transport of droplets and sprays*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999. ISBN 0-521-63036-3.
- [78] SPALDING, D. B.: *The combustion of liquid fuels*. In: *4th Int. Combustion Symposium*, S. 847–864. The Combustion Institute, 1953.
- [79] SPARROW, E. M. und J. L. GREGG: *The variable fluid problem in free convection*. Transactions of ASME, 80:879–886, 1958.
- [80] SPICHER, U.: *Verbrennungsmotoren*. Vorlesungsumdruck, Universität Karlsruhe (TH), November 1996.
- [81] STAPF, P., H. A. DWYER und J. WARNATZ: *A numerical study of Heating, Mixture Formation and Detailed Combustion around a Fuel Droplet under engine-like conditions*. In: *Comodia '94, 3rd Int. Symp. on Diagnostics and Modeling in Internal Combustion Engines*, 1994.
- [82] STAPF, P., R. R. MALY und H. A. DWYER: *A Group Combustion Model for Treating Reactive Sprays in IC Engines*. In: *27th Symposium (Int.) on Combustion*, 1998.
- [83] STENGELE, J., M. WILLMANN und S. WITTIG: *Tropfenverdunstung in Hochdruckatmosphäre*. Chemie Ingenieur Technik, 69(1):962–966, 1997.

- 
- [84] TENNEKES, H. und J. L. LUMLEY: *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, 1985.
- [85] VOLKSWAGEN AG: *Technik-Kompetenz bei Volkswagen*. WWW: [http://www.vw-online.de/technik/8\\_lupoFSI/verbrenn.htm](http://www.vw-online.de/technik/8_lupoFSI/verbrenn.htm), Juli 2000.
- [86] WOLF, A. R.: *Rechnerische Simulation der Einspritzsystemhydraulik bei Common Rail Systemen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), 1997.
- [87] YUEN, M. C. und L. W. CHEN: *On Drag of Evaporating Liquid Droplets*. *Combustion Science and Technology*, 14:147–154, 1976.
- [88] ZHAO, F.-Q., M.-C. LAI und D. L. HARRINGTON: *A Review of Mixture Preparation and Combustion Control Strategies for Spark-Ignited Direct-Injection Gasoline Engines*. SAE Technical Paper 970627, SAE, 1997.
- [89] ZIEREP, J.: *Grundzüge der Strömungslehre*. Springer-Verlag, 1993.



