

4.2 Strahlausbreitung, Zerstäubung und Verdampfung

4.2.1 Einführung

Die Gemischbildung im Dieselmotor umfaßt die Zerstäubung des Kraftstoffs an der Düse, die Strahlausbreitung sowie die Verdunstung der Tropfen. Der sich ausbildende Einspritzstrahl beschleunigt das heiße, komprimierte Gas und kühlt es durch die Verdunstung ab. Diese Vorgänge bestimmen die nachfolgenden Prozesse wie Selbstzündung und Verbrennung [1]. Für eine Optimierung des Dieselmotors und zum besseren Verständnis der ablaufenden physikalischen Vorgänge wurden eine Vielzahl an Meßverfahren und numerischen Methoden eingesetzt.

Die Strahlstruktur wurde mit der Schlierentechnik und anderen photographischen Methoden beobachtet. Die tomographische Holographie dient zur detaillierten Untersuchung der Strahlentstehung und der Strahlstruktur im Randbereich. Die Tropfengröße und Geschwindigkeit bzw. Volumenstromdichte der Tropfen wurde mit der Phasen-Doppler-Anemometrie bzw. einem Streulicht-Meßverfahren erfaßt. Die Tropfentemperatur wurde mit Hilfe der Fluoreszenz-Meßtechnik untersucht. Die Messung der Dampfkonzentration erfolgte mit der Spontanen Raman-Spektroskopie und der Kohärenten-Anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS).

Durch die enorme Steigerung der Computerleistungen in den letzten Jahren bei zugleich sinkenden Kosten wurde der Einsatz moderner Rechenverfahren zur Simulation der Strömungsvorgänge im Zylinder möglich. Hierzu werden auf einem diskreten Berechnungsgitter die instationären Erhaltungsgleichungen für die Gas- und Flüssigphase gekoppelt numerisch gelöst. Diese Verfahren ermöglichen einen tieferen Einblick in die im Detail ablaufenden Prozesse und können zur Reduzierung der Anzahl teurer, aufwendiger Prototypenentwicklungen beitragen. Eine schnelle und einfache Vorhersage des Einflusses verschiedener Parameter, wie Beginn und Dauer der Vor- und Haupteinspritzung, Einspritzdruckverlauf sowie Anzahl und Durchmesser der Düsenlöcher, erleichtert die Optimierung der Strömung und Verbrennung im Zylinder. Ein Vorteil der numerischen Simulation gegenüber Experimenten ist die bessere Reproduzierbarkeit der Ergebnisse, die Verfügbarkeit aller relevanten Daten und die höhere Detailauflösung.

Viele physikalische Abläufe, wie z.B. die Zerstäubung des Kraftstoffs, können aufgrund der Komplexität und der Vielzahl der Einflußparameter bisher nicht im Detail beschrieben werden. Daher müssen für einzelne Teilprozesse Modelle entwickelt werden, welche die physikalischen Vorgänge möglichst genau wiedergeben, jedoch gleichzeitig nur ein vertretbares Maß an Rechenzeit und Speicherplatz beanspruchen.

Die im Sonderforschungsbereich gewonnenen experimentellen Ergebnisse dienen daher auch zur Absicherung und Weiterentwicklung dieser Teilmodelle. Dazu ist die Einstellung von genau definierten, reproduzierbaren Randbedingungen notwendig.

Die in diesem Kapitel dargestellten grundlegenden Untersuchungen wurden an der im vorherigen Kapitel beschriebenen Druckkammer durchgeführt. Dadurch sind bessere Bedingungen für die meßtechnischen Untersuchungen im Vergleich zum schwer zugänglichen Brennraum eines Motors gegeben. Aufgrund der einfachen Kammergeometrie ist eine zweidimensionale Modellierung mit akzeptabler Rechenzeit und moderatem Speicherplatzbedarf möglich.

4.2.2 Strahlausbreitung

4.2.2.1 Grundlagen der Strahlausbreitung

Die Strömung im Brennraum eines Dieselmotors ist eine hochinertionäre, turbulente Zweiphasenströmung. Der Kraftstoff strömt mit hoher Geschwindigkeit aus der Düse aus. Durch das Auftreten von Kavitation im Einlauf des Düsenloches kann unter bestimmten Randbedingungen ein Teil in dampfförmigem Zustand austreten /2/. Die Gasgeschwindigkeit ist demgegenüber zu Beginn der Einspritzung wesentlich kleiner, so daß die hohe Relativgeschwindigkeit starke Wechselwirkungen zwischen beiden Phasen bewirkt. Die aerodynamischen Kräfte sind maßgeblich an der Zerstäubung der Flüssigkeit beteiligt, die zunächst in unregelmäßige Fragmente und anschließend zu Tropfen zerfällt /3/.

Kurz unterhalb des Düsenaustritts liegt ein Bereich mit einem hohen Flüssigkeitsanteil vor, der oft als Flüssigkern (liquid core) oder besser als break-up Zone /3/ bezeichnet wird. Mit zunehmender Vermischung mit dem Gas und aufgrund der Verdampfung nimmt der Volumenanteil der Flüssigkeit zur Strahlspitze und zum Strahlrand hin stark ab.

Die numerische Simulation des Einspritzvorganges ist seit vielen Jahren Gegenstand der Forschung. Die einfachen, älteren Modelle behandeln einen Einspritzstrahl als einen quasi-stationären eindimensionalen turbulenten Gasstrahl /4/, /5/ ohne Unterscheidung zwischen Flüssigphase und Gasphase. Das Ziel ist die Vorhersage der Strahlform als Funktion der Zeit. Dazu wird die Ansaugung der Umgebungsluft entlang des Strahlrandes in Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit zwischen Strahl und Umgebung betrachtet. Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Stoff werden für jede axiale Position zur Bestimmung der Länge, Breite und Geschwindigkeit des Strahls verwendet. Radiale Profile der interessierenden Größen wie

Geschwindigkeit und Dampfkonzentration können mit diesen Ansätzen nicht bestimmt werden. Diese Modelle wurden erweitert, indem der Strahl in mehrere Zonen mit unterschiedlicher Kraftstoffkonzentration und Geschwindigkeit unterteilt wird. Der Kraftstoffanteil wird zum Beispiel durch eine Normalverteilung in radialer Richtung und ein hyperbolisches Profil in axialer Richtung vorgegeben. Der Mischungsprozeß zwischen Kraftstoff und Luft kann daher mit solchen Gasmodellen nur sehr unvollkommen wiedergegeben werden.

Moderne mehrdimensionale Rechenverfahren basieren auf der numerischen Lösung der Erhaltungsgleichungen. Da sich die Geschwindigkeiten und Temperaturen von Gas und Kraftstoff stark unterscheiden, müssen die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Energie und Stoff für beide Phasen gelöst werden. Aufgrund der Abbremsung des Kraftstoffs und der hohen Verdunstungsrate bestehen starke Wechselwirkungen zwischen beiden Phasen, die eine Kopplung der Erhaltungsgleichungen bedingen. Zusätzliche Modelle sind zur Berücksichtigung der Zerstäubung an der Düse und der Turbulenz sowohl der Gasphase als auch der dispersen Phase erforderlich.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs wurden verschiedene Programme zur Beschreibung von instationären Einspritzstrahlen entwickelt /6/, /7/. Dazu müssen gewisse vereinfachende Annahmen getroffen werden. Der flüssige Kraftstoff wird durch kugelförmige Tropfen beschrieben. Dies ist immer dann gerechtfertigt, wenn die auf den Tropfen einwirkenden aerodynamischen Kräfte im Verhältnis zu den Oberflächenkräften klein sind. Für den Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch zwischen den beiden Phasen können somit einfache Kennzahlgesetze verwendet werden. Im überwiegenden Teil des Einspritzstrahls ist der Volumenanteil der Flüssigkeit so gering, daß die Wechselwirkungen zwischen den Tropfen und die Verdrängung des Gases nicht berücksichtigt werden müssen.

Zur Beschreibung der Gasphase wird die Eulersche Betrachtungsweise gewählt. Dazu werden die Erhaltungsgleichungen auf einem ortsfesten Gitter mit dem Finite-Volumen Verfahren diskretisiert und iterativ gelöst, wie in Kapitel 7 ausführlich beschrieben ist.

Die disperse Phase kann mit Hilfe der Methode nach Euler oder Lagrange beschrieben werden. Ein ausführlicher Vergleich der verschiedenen Methoden wurde von Flower /6/ durchgeführt. Bei der Lagrangeschen Methode werden die Erhaltungsgleichungen der Tropfenphase für ein mitbewegtes Bezugssystem formuliert. Das gesamte Tropfenspektrum wird in diskrete Klassen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen unterteilt. Für jede Klasse werden die Bahnen charakteristi-

scher Tropfen verfolgt und deren Bewegung, Erwärmung und Verdunstung mit Hilfe einfacher physikalischer Gesetze berechnet. Mit einer hinreichend großen Anzahl von Einzeltropfenberechnungen kann das Verhalten der gesamten Tropfenphase sowie deren Einfluß auf die Gasphase erfaßt werden.

Bei der Eulerschen Formulierung wird die flüssige Phase analog zur Gasphase als Kontinuum betrachtet. In diesem Fall lassen sich die gleichen Diskretisierungs- und Lösungsverfahren heranziehen. Für unterschiedliche Startbedingungen hinsichtlich Tropfendurchmesser und Bewegungsrichtung müssen verschiedene Kontinua definiert werden, wobei für jedes die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Energie etc. zu lösen sind. Daher ist die Modellierung einer breiten Tropfengrößenverteilung, wie sie hier vorliegt, mit hohem Rechenaufwand verbunden. Bei hohen Volumenanteilen der dispersen Phase bietet das Verfahren nach Euler dagegen Vorteile, da die Interaktionen innerhalb der Tropfenphase einfacher beschrieben werden können.

Die Vorteile der Lagrangeschen Methode sind neben dem geringeren Speicherplatzbedarf die einfachere Beschreibung des Turbulenzeinflusses auf die Tropfenausbreitung sowie die Vermeidung von numerischer Diffusion bei der Kraftstoffausbreitung. Daher wurde die Lagrangesche Betrachtungsweise weiterverfolgt /7/. Dieser Ansatz kommt auch in vielen anderen Programmen zur Simulation von Einspritzstrahlen wie z.B. SPICE /8/, SPEED /9/, KIVA /10/ und FIRE /11/ zum Einsatz.

Zur Modellierung der Turbulenz in der Gasphase wird aufgrund der einfachen, problemlosen Anwendbarkeit das Standard k,ϵ -Modell verwendet. Dem Modell liegt als Vereinfachung die Annahme lokal isotroper, also richtungsunabhängiger Turbulenz zugrunde, was strenggenommen im Einspritzstrahl nicht erfüllt ist. Trotzdem lassen sich damit in vielen Anwendungsfällen mit vertretbarem Aufwand gute Ergebnisse erzielen. Eine genauere Modellierung der Turbulenz ist mit höheren Turbulenzmodellen wie dem Reynolds-Stress Modell (RSM) möglich, das weniger vereinfachende Annahmen erfordert. Die erforderlichen Rechenzeiten würden jedoch deutlich ansteigen, da zusätzliche Differentialgleichungen für die Korrelationen der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten zu lösen sind.

Die Bewegung der Tropfen wird durch die auf den Tropfen einwirkenden Kräfte bestimmt. Bei Betrachtung nur einer Koordinatenrichtung, z.B. der axialen Richtung, läßt sich aus der Kräftebilanz für kugelförmige Tropfen folgende Gleichung für die Tropfengeschwindigkeit formulieren:

$$\frac{dU_d}{dt} = \frac{3}{4} \cdot C_D \cdot Re \cdot \frac{m_{ref}}{\rho_d \cdot D_d^2} \cdot (U_g - U_d) - \frac{1}{\rho_d} \cdot \frac{dp}{dx} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_d} \cdot \frac{d}{dt} \cdot (U_g - U_d) \quad (4.2-1)$$

Neben der Trägheitskraft sind hierin die Widerstandskraft, die Druckkraft sowie die virtuelle Massenkraft enthalten. Die Widerstandskraft, der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (4.2-1), wirkt aufgrund einer Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas und wird mit Hilfe des Widerstandsbeiwerts C_D ausgedrückt. Dieser kann experimentell oder mit Hilfe einer numerischen Simulation der Umströmung eines Einzeltropfens ermittelt werden und hängt primär von der Reynolds-Zahl sowie von der Höhe der Verdampfungsrate ab.

Der zweite Term beschreibt die durch eine Druckdifferenz des Gases zwischen den gegenüberliegenden Seiten des Tropfens hervorgerufene Kraft. Dieser Anteil an der Gesamtkraft ist im vorliegenden Anwendungsfall vergleichsweise gering. Die virtuelle Massenkraft, der dritte Term, berücksichtigt die Beschleunigung der den Tropfen umgebenden Gasgrenzschicht und wird dann bedeutsam, wenn die Dichte des umgebenden Fluids nicht wesentlich kleiner als die des Tropfens ist. Besonders bei Blasenströmungen und in geringerem Maße auch bei der dieselmotorischen Einspritzung ist diese Kraft zu beachten, wie aus einer quantitativen Abschätzung von Flower /6/ hervorgeht. Die Basset-Kraft und die Gravitationskraft können aufgrund der geringen Bedeutung vernachlässigt werden.

Die in der Impulsbilanz (Gleichung (4.2-1)) zu berücksichtigende Gasgeschwindigkeit beinhaltet neben der mittleren Gasgeschwindigkeit auch einen turbulenten Geschwindigkeitsanteil. Die Bewegung der Tropfen durch eine turbulente, d.h. wirbelbehaftete Umgebung führt zu einer zufallsbedingten Ablenkung der Tropfen. Die genaue Bahn eines einzelnen Partikels ist somit nicht exakt vorhersagbar. Dieser Einfluß wird mit einem statistischen Modell von Gosman und Ioanides /12/ berücksichtigt, das als „eddy life time“ oder „discrete eddy concept“ bezeichnet wird.

Unter der Annahme einer konstanten Gasumgebung, eines konstanten Durchmessers und einer konstanten Dichte während eines kurzen Zeitintervalls Δt läßt sich Gleichung (4.2-1) analytisch lösen. Die Länge des Zeitintervalls Δt muß für eine genaue und stabile Lösung ausreichend klein sein, wogegen eine zu kurze Zeitschrittweite den Rechenaufwand unnötig erhöht. Daher wird für jeden Tropfen vor der Integration eine sinnvolle Zeitschrittweite Δt anhand verschiedener Kriterien bestimmt /7/.

Da Dieselmotorkraftstoff ein komplexes Gemisch vieler verschiedener Kohlenwasserstoffe ist, die ein unterschiedliches Verdunstungsverhalten aufgrund verschiedener Siedepunkte aufweisen, ist eine umfassende Modellierung der Verdampfung mit vertretbarem Aufwand nicht durchführbar. Daher werden für die Simulation Modellkraftstoffe wie z.B. n-Heptan verwendet, deren Stoffwerte über einen weiten Temperaturbereich abgesichert sind und deren Verdampfungsverhalten leicht beschrieben werden kann.

Hier wird das Finite-Volumen Programm FLUENT /13/ verwendet, das zur Simulation der Zerstäubung, Ausbreitung und Verdunstung eines dieselmotorischen Einspritzstrahls sowie zur Beschreibung von Zweikomponentenkraftstoffen erweitert wurde /7/.

4.2.2.2 Randbedingungen

An dieser Stelle sollen die für die Berechnung erforderlichen Anfangs- und Randbedingungen erläutert werden. Das Berechnungsgebiet umfaßt nur den oberen Teil der Kammer mit einer Länge von 70 mm, in dem sich der Strahl während der relevanten Zeit von etwa 1.5 ms befindet. Das rotationssymmetrische expandierende Gitter enthält 60 Zellen in axialer und 30 in radialer Richtung. Die Länge einer Zelle beträgt im Bereich des Einspritzstrahls $\Delta x=1$ mm bei einer radialen Spreizung von $\Delta r=0.5$ mm, womit eine zufriedenstellende Gitterunabhängigkeit der Lösung erreicht wird. Die Zeitschrittweite beträgt 3.33 μ s.

Zu Beginn der Einspritzung wird von einer homogen verteilten Gastemperatur und vernachlässigbarer Dampfkonzentration ausgegangen. Die Kammerwand wird als isotherm angenommen und besitzt die Anfangstemperatur des Gases. Diese beträgt im Standardfall 500 °C (773 K) bei einem Druck von 45 bar. Die Kammer wird mit einer Geschwindigkeit von 0.2 m/s bei einem angenommenen Turbulenzgrad von 10% durchströmt. Im Experiment werden so die Abfuhr des Kraftstoffdampfes und die Beheizung gewährleistet. Diese Geschwindigkeit ist für die betrachteten Vorgänge unerheblich, da der Einspritzstrahl das Gas auf etwa 100 m/s beschleunigt und damit die Strömung dominiert.

Die Randbedingungen für die Flüssigkeit werden am Düsenaustritt vorgegeben. Innerhalb eines Zeitraums von typischerweise 1.5 ms wird eine Kraftstoffmenge von z.B. 7 mm³ eingespritzt. Der Massenstrom und die Austrittsgeschwindigkeit bestimmen den in den Brennraum eingebrachten Impuls und besitzen daher großen Einfluß auf die Strahlausbreitung. Zur Ermittlung dieser zeitlich veränderlichen Größen werden der Druckverlauf in der Einspritzleitung nahe des Düsenhalters und der Nadelhub gemessen. Mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung können die über den Düsenquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit und der Massenstrom berechnet werden.

$$U = \frac{C_D}{a} \cdot \sqrt{\frac{2}{r_D} \cdot (p_{inj} - p_g)} \quad (4.2-2)$$

$$\dot{m} = r_D \cdot A \cdot C_D \cdot \sqrt{\frac{2}{r_D} \cdot (p_{inj} - p_g)} \quad (4.2-3)$$

Der die Impulsverluste beschreibende Durchflußbeiwert C_D und der Einschnürfaktor a müssen, z.B. anhand von Experimenten, vorgegeben werden. Die zeitliche Verzögerung zwischen Druck- und Nadelhubsignal, die sich aus der Schallgeschwindigkeit von etwa 900 m/s /14/ und dem Abstand der Meßorte ermitteln läßt, ist zu berücksichtigen. Ein Abgleich der berechneten mit einer über viele Zyklen durch Wägung ermittelten eingespritzten Kraftstoffmasse ist vorteilhaft. Da die Wägung üblicherweise bei Umgebungsdruck und -temperatur durchgeführt wird, ist der Einfluß des unterschiedlichen Kammerdrucks auf die Druckdifferenz zwischen Einspritzsystem und Gas und auf den Durchflußbeiwert sowie die Temperaturabhängigkeit der Dichte zu beachten.

Ein häufig am Einlauf des Düsenlochs auftretendes Phänomen ist Kavitation, d.h. die Bildung von Dampfblasen, wenn der statische Druck lokal den Dampfdruck unterschreitet. Nach Bergwerk /15/ und Chaves et al. /16/ ist bei den typischen Einspritzdrücken von mehr als 200 bar immer mit Kavitation zu rechnen. Es besteht noch Unklarheit darüber, ob die kavitationsbedingten Blasen den Düsenaustritt erreichen und ein Teil des Kraftstoffs die Düse in dampfförmigem Zustand verläßt /2/. Üblicherweise wird dieser Anteil vernachlässigt.

Zusätzlich ist die Vorgabe des Strahlwinkels nötig, der von der Gasdichte, der Düsengeometrie, dem Einspritzdruck und den verwendeten Stoffen abhängt, und daher durch eigene Messungen bestimmt wurde. Die Temperatur des Kraftstoffs am Düsenaustritt wird mit 40 °C angenommen.

Die Tropfengrößen und die jeweiligen Anteile am Massenstrom werden ebenso wie die anfängliche Ausbreitungsrichtung mit einem Zerstäubungsmodell berechnet, das in Kapitel 4.2.3 beschrieben wird.

Die Formulierung der Randbedingungen ist noch mit deutlichen Unsicherheiten verbunden, vor allem hinsichtlich der Tropfengrößenverteilung, aber auch bezüglich des Durchflußbeiwertes und des Einschnürfaktors. Bei Verwendung von unsymmetrischen Mehrlochdüsen können zudem, bedingt durch die unterschiedliche Strömungsumlenkung innerhalb der Düse, deutlich niedrigere Durchflußbeiwerte /17/ und eine ungleiche Ausbreitung der Einzelstrahlen auftreten.

Für eine aussagekräftige Beurteilung der numerischen Ergebnisse und die Weiterentwicklung der physikalischen Modelle ist eine sorgfältige Aufnahme der experimentellen Randbedingungen und eine möglichst genau angepaßte Formulierung im Rechenverfahren unerlässlich.

4.2.2.3 Strahlstruktur

Die Strahlstruktur wurde im Teilprojekt B7 mit einem schlierenoptischen Meßverfahren bei sehr kurzen Belichtungszeiten untersucht. Diese Meßmethode gibt im Prinzip Dichteunterschiede wieder. Eine zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach Einspritzbeginn aufgenommene Sequenz ist in Abbildung 4.2-1 dargestellt.

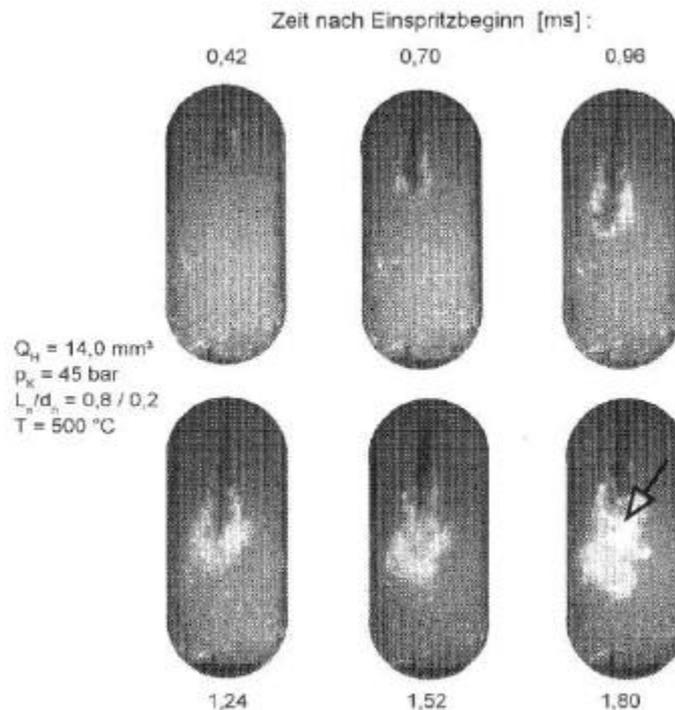


Abbildung 4.2-1 Schlierenaufnahmen des Einspritzstrahls (500 °C, 45 bar, 6 mm³ Diesel, Düse $l/d=1.0/0.2$ [mm])

Man erkennt die typische keulenförmige Form des Einspritzstrahles. Die dunklen Bereiche kennzeichnen einen hohen Anteil flüssigen unverdampften Kraftstoffs. Der helle Bereich am Strahlrand läßt auf ein Zone mit sehr wenigen Tropfen bzw. einen nur wenig vom Umgebungszustand abweichenden Gaszustand schließen. Eine Unterscheidung zwischen Tropfen und Gas ist lediglich aufgrund der Helligkeit bzw. Dichte möglich und daher nicht exakt und vom Auswerteverfahren abhängig. Die sehr hellen Bereiche zu späteren Zeitpunkten sind die Lichtemissionen aufgrund der Verbrennung.

In der ersten Phase der Einspritzung breitet sich der Kraftstoff zunächst schnell aus und verdampft dabei kaum. Erst zu späteren Zeitpunkten führt die Verdampfung zu sehr dünnen, hell dargestellten Strahlbereichen, die zuerst am Strahlrand und im Bereich der Strahlspitze auftreten. Es ist ein typischer, nahezu zeitlich konstanter Strahlwinkel unmittelbar am Düsenaustritt zu erkennen. Bis zum Einspritzende liegt

ein Bereich mit einem hohem Flüssigkeitsanteil in Düsennähe vor. Die Selbstzündung findet unter den gegebenen Randbedingungen in einer Zone mit weitgehend verdampftem, gut aufbereitetem Kraftstoff statt. Die Eindringtiefe nimmt annähernd proportional zur Wurzel der Zeit nach Einspritzbeginn zu.

Am Rand bilden sich großskalige turbulente Wirbelstrukturen aus, die bei jeder Einspritzung zufällig variieren. In Abbildung 4.2-2 sind die Umrisse von 32 Strahlen zum gleichen Zeitpunkt wiedergegeben.

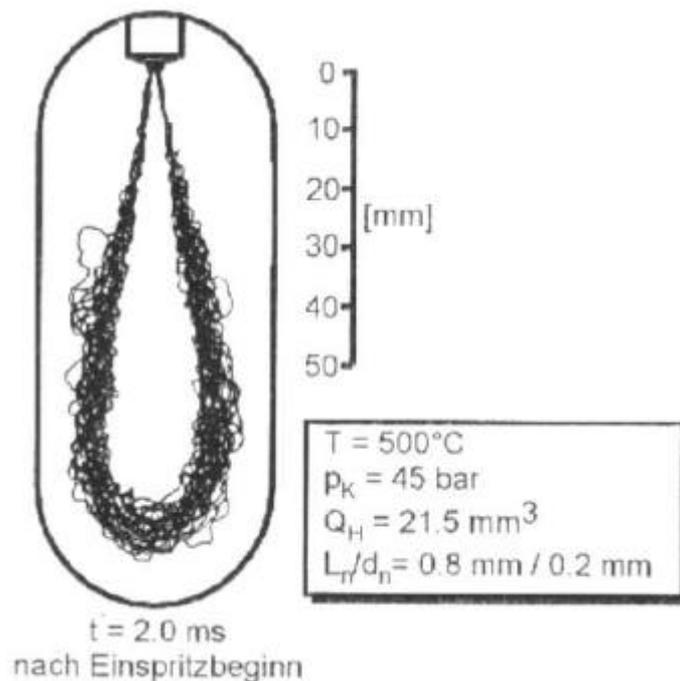


Abbildung 4.2-2 Zyklische Schwankungen der Strahlausbreitung (500°C , 45 bar , 21.5 mm^3 Heptamethylnonan, Düse $l/d=0.8/0.3 \text{ [mm]}$)

Diese deutlichen zyklischen Schwankungen sowohl in radialer als auch in axialer Richtung sind vorwiegend auf die Turbulenz und den zufälligen Charakter der Wechselwirkungen zwischen beiden Phasen und weniger auf schwankende Anfangs- oder Randbedingungen zurückzuführen.

Ein erster Vergleich von Strahlphotographien und numerischen Ergebnissen ist in der folgenden Abbildung 4.2-3 wiedergegeben.

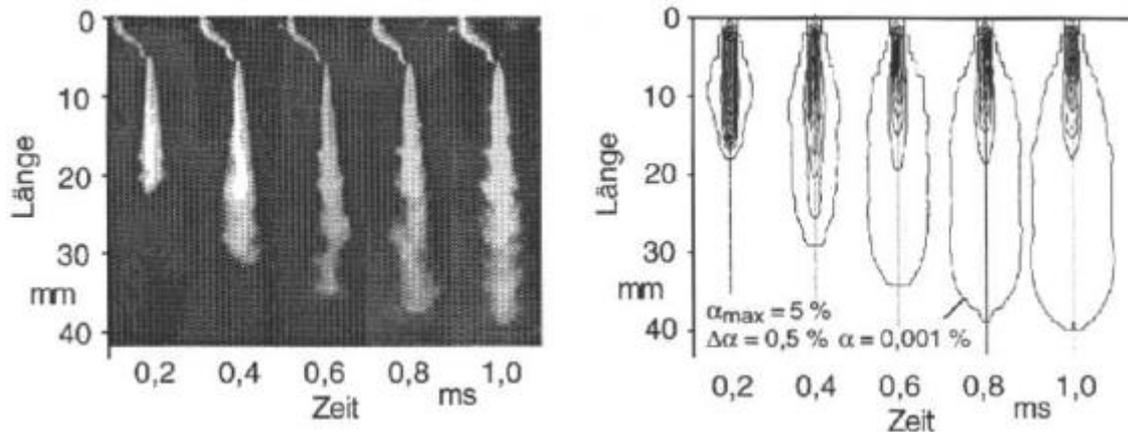


Abbildung 4.2-3 Strahlphotographie und berechneter Volumenanteil der Tropfen (500 °C, 45 bar, 7 mm³ n-Heptan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])

Der Volumenanteil a der Tropfen am Gesamtvolumen ist ein Maß für die Dichte des Strahls. Beim Vergleich mit den Photographien ist zu beachten, daß die berechneten Ergebnisse einen Schnitt durch den Strahl wiedergeben, wogegen die Photographien eine Integration über die gesamte Strahldicke beinhalten und somit auf der Symmetrieachse eine vergleichsweise höhere Dichte wiedergeben.

Die im Experiment beobachtete Strahlausbreitung wird durch die Rechnung gut wiedergegeben. Nahe der Düse existiert auf der Strahlachse eine Zone mit hoher Tropfenbelastung, wie im vorangegangenen Abbildung 4.2-1 zu erkennen ist.

Die Länge dieses Bereiches, die etwa 12 mm beträgt und zeitlich leicht abnimmt, stimmt recht gut mit den Ergebnissen der von Hiroyasu /18/ und Yule und Salters /3/ aufgestellten empirischen Korrelationen überein, die für diese Randbedingungen 9 bzw. 10 mm ergeben. Im vorderen Strahlbereich ist der Flüssigkeitsanteil aufgrund der Strahlausdehnung und der hohen Verdampfungsrate mit weniger als 0.5 % deutlich kleiner, so daß die Annahme eines dünnen Strahls gut erfüllt ist. Der höchste Volumenanteil beträgt nur etwa 5 % und ist zudem auf einen sehr kleinen Bereich in unmittelbarer Düsennähe beschränkt. Die Wirbelstrukturen am Strahlrand können mit der Berechnung aufgrund der dafür zu groben räumlichen Auflösung nicht wiedergegeben werden.

4.2.2.4 Eindringtiefe

Die Strahlgeschwindigkeit und die zeitliche Entwicklung der Eindringtiefe haben einen wichtigen Einfluß auf die Vermischung des Kraftstoffs und der Luft. Von verschiedenen Autoren wurden einfache empirische Gesetze aufgestellt, welche die Eindringtiefe und andere integrale Größen, wie z.B. die Break-up-Länge und den Strahlwinkel,

in Abhängigkeit der Randbedingungen beschreiben. In die Beziehungen von Hiroyasu /18/ und Yule und Salters /3/, die auf einer Vielzahl von Messungen basieren, gehen zum Beispiel der Einspritzdruck, Düsengeometrie, Gasdichte sowie weitere Stoffwerte ein.

Bei der Interpretation sowohl von experimentellen als auch von numerischen Ergebnissen ist zu berücksichtigen, daß die Eindringtiefe verschieden definiert werden kann. Die in folgender Abbildung 4.2-4 dargestellte Eindringtiefe des Strahls ist definiert als die Länge des Bereiches, in dem 99% der jeweils vorhandenen Tropfenmasse enthalten ist. Eine Alternative ist die Bestimmung mit Hilfe des Dichtegradienten des Gases am Strahlrand. Dazu wird die Position ermittelt, an der die Dichte um 4% größer als diejenige der ungestörten Gasumgebung ist, was in guter Näherung dem größten Dichtegradienten entspricht. Diese Definition ist bei stark verdunstenden Strahlen vorteilhaft und entspricht im Prinzip der Vorgehensweise bei der Auswertung von Schlierenaufnahmen. Die so bestimmten Eindringtiefen sind etwas größer als die über die Tropfenmasse berechneten, was sich durch die geringe Tropfenbelastung an der Strahlspitze erklären läßt.

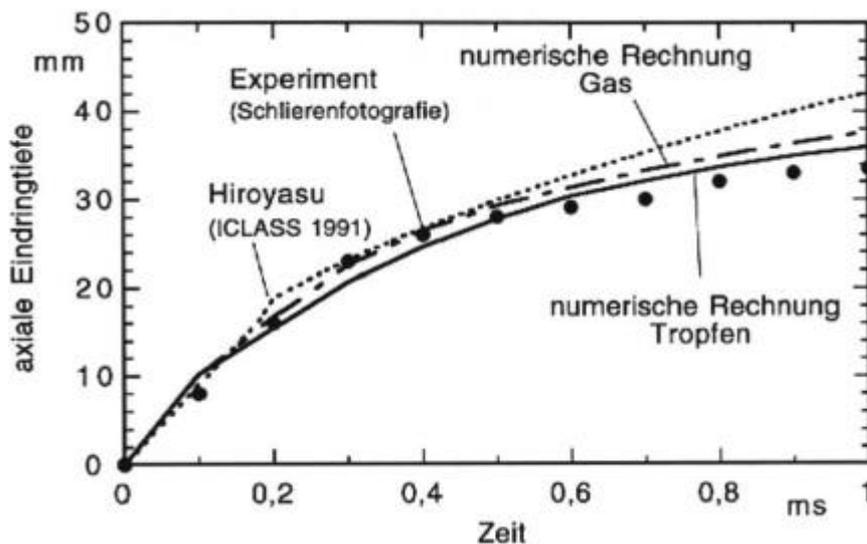


Abbildung 4.2-4 Axiale Eindringtiefen (500 °C, 45 bar, 7 mm³ n-Heptan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])

Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den numerischen und experimentellen Werten zu erkennen. Der größte Einfluß wird durch die als Randbedingung vorgegebenen Impuls- und Kraftstoffmassenströme ausgeübt, die daher möglichst genau bekannt sein müssen. Weiterhin wurde festgestellt, daß die berechneten Eindringtiefen praktisch unabhängig von der anfänglichen Tropfengrößenverteilung sowie vom benutzten Verdampfungsmodell sind /7/.

Die Formel von Hiroyasu ergibt einen linearen Anstieg zu Beginn der Einspritzung und anschließend einen Abfall proportional zur Wurzel aus der Zeit, der den Übergang zu

einer stationären Strahlausbreitung einleitet. Die Übereinstimmung mit den Meßwerten ist erstaunlich gut, lediglich zu größeren Zeiten übersteigen die so vorhergesagten Werte die tatsächliche Strahllänge um bis zu 25 %, was vermutlich durch den in der Rechnung verwendeten zeitlich abnehmenden Einspritzdruck bedingt ist.

Eine Beurteilung der Modellierung allein anhand der Strahleindringtiefe ist jedoch kaum möglich, da die Einflüsse der für die Zündung wichtigen Parameter, wie die der Verdunstung oder der Gas- und Tropfentemperaturen nicht deutlich werden.

Innerhalb des Teilprojekts B1c wurde die Strahlform unmittelbar am Düsenaustritt mit Hilfe der Doppelpuls-Holographie ermittelt. Der Zeitabstand zwischen den beiden Belichtungen ist so kurz, daß der bei der Bildung der Mittelgeschwindigkeit auftretende Fehler durch die Beschleunigung des Strahls in diesem Zeitraum vernachlässigbar ist. Der Kammerdruck von 17 bar bei Umgebungstemperatur von 20 °C wurde gewählt, um die gleiche Dichte der Luft wie bei einer Temperatur von 500 °C bei einem Druck von 45 bar zu erreichen.

In Abbildung 4.2-5 ist die Strahlspitzengeschwindigkeit über die Strahllänge aufgetragen. Die eingezeichnete Ausgleichskurve veranschaulicht die funktionale Abhängigkeit und stellt keinen allgemein gültigen theoretischen Zusammenhang dar. Die Strahllänge wurde hier anstelle der üblicherweise benutzten Zeit nach Einspritzbeginn als Ordinate gewählt. Dies ist dadurch gerechtfertigt, daß wegen der Schwankungen des Druckverlaufs in der Einspritzleitung, der als Triggersignal benutzt wurde [19], die Länge mit einem geringeren relativen Fehler behaftet ist als die Zeit nach Einspritzbeginn.

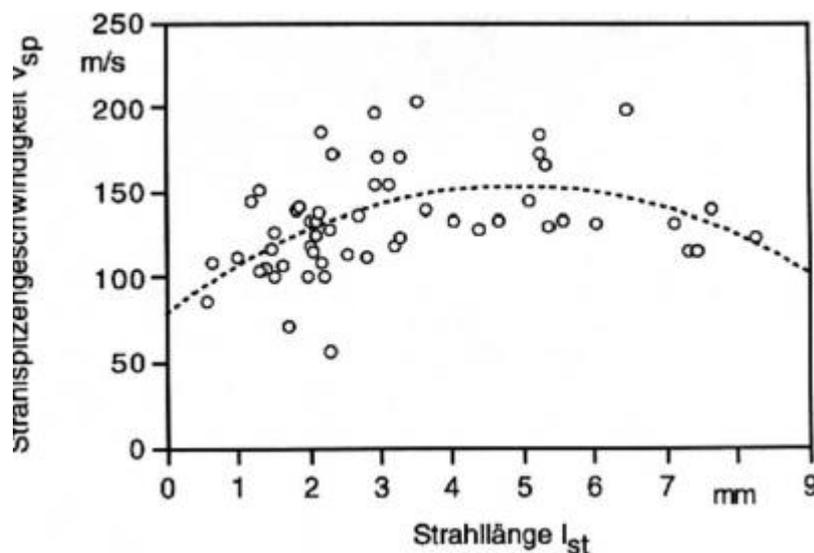


Abbildung 4.2-5 Entwicklung der Strahlspitzengeschwindigkeit in Düsennähe (20 °C, 17 bar, 7 mm³ n-Dekan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])

Zu Beginn der Einspritzung tritt eine starke Beschleunigung des Strahls auf, die durch den Druck des in der Düse schnell strömenden Kraftstoffs ($U \approx 300 \text{ m/s}$) auf die langsamere Strahlspitze hervorgerufen wird. Das nahezu ruhende Gas wirkt der Beschleunigung der Strahlspitze entgegen. Obwohl die durch die Ausgleichskurve angedeutete Tendenz recht eindeutig ist, treten beträchtliche Schwankungen der gemessenen Strahlspitzengeschwindigkeit auf. Dies wird auf periodisch an der Strahlspitze ablaufende Beschleunigungs- und Verzögerungsprozesse zurückgeführt. Die Schwankungen lassen sich also damit erklären, daß zum Zeitpunkt der Messung lokal eine positive oder negative Beschleunigung vorliegen kann.

In Abbildung 4.2-6 sind zusätzlich Meßwerte an der Position 20 mm unterhalb der Düse sowie Ergebnisse von Strahlphotographien von Renz et al. /20/ aufgetragen.

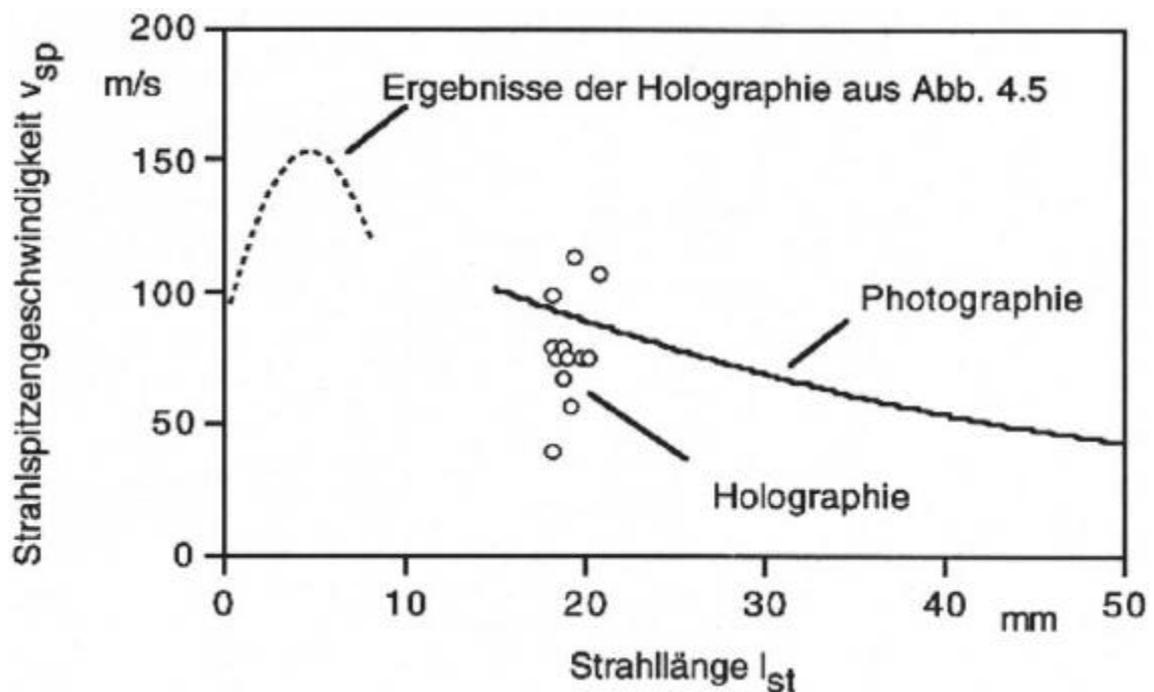


Abbildung 4.2-6 Strahlspitzengeschwindigkeit als Funktion der momentanen Strahllänge ermittelt aus photographischen (WÜK, /20/) und holographischen Aufnahmen (LHT) ($20 \text{ }^\circ\text{C}$, 17 bar , 7 mm^3 n-Dekan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])

Die sich in Abbildung 4.2-5 andeutende Abbremsung der Strahlspitze mit zunehmender Eindringtiefe tritt wie erwartet auf.

Der Einfluß des Gaszustandes auf die Strahlausbreitung und die Strahlspitzengeschwindigkeit wird im folgenden Kapitel 4.2.2.5 untersucht.

4.2.2.5 Einfluß des Gaszustandes

Der Gaszustand zu Beginn der Einspritzung ist durch die Gastemperatur, den Druck sowie Strömungsfeld und Turbulenzgrad charakterisiert. Die aus Druck und Temperatur resultierende Gasdichte wird als wichtigster Einflußparameter auf die Strahlausbreitung, also Eindringtiefe und Strahlwinkel, angesehen /4/, /18/.

In Abbildung 4.2-7 sind die aus Strahlphotographien ermittelten Eindringtiefen und daraus abgeleitete Strahlspitzengeschwindigkeiten für verschiedene Drücke bei Umgebungstemperatur gezeigt /19/, /20/.

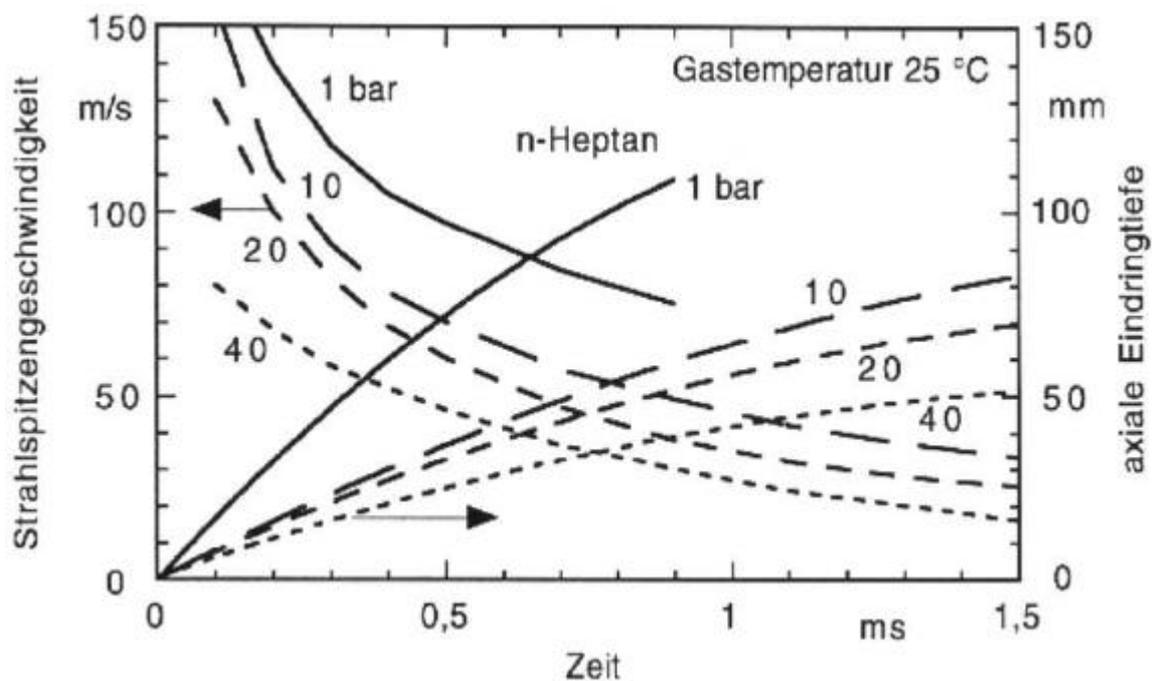


Abbildung 4.2-7 Einfluß des Gasdrucks auf die Strahlspitzengeschwindigkeit und die Eindringtiefe, ermittelt aus Strahlphotographien (25 °C, 20.5 mm³ n-Heptan, Düse /d=1.0/0.2 [mm]; nach Shehata /19/)

Der Druck wirkt sich deutlich auf die Eindringtiefe aus. Bei atmosphärischem Kammerdruck ergibt sich eine sehr große axiale Eindringtiefe, die mit zunehmendem Gegendruck abnimmt. Dies ist vor allem auf den stärkeren Impulsaustausch zwischen Gas und Flüssigkeit aufgrund der höheren Gasdichte zurückzuführen. Daneben sinkt die Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffs aus der Düse geringfügig ab. Aus den gleichen Gründen fällt die Strahlspitzengeschwindigkeit mit dem Druck ab. Der düsennahe Bereich konnte hier nicht fein genug aufgelöst werden. Es sei deshalb auf die zuvor beschriebenen holographischen Untersuchungen verwiesen. Bei einem quantitativen Vergleich ist allerdings zu berücksichtigen, daß die in Abbildung 4.2-7 darge-

stellten Verläufe für n-Heptan und bei anderen Einspritzvolumina ermittelt wurden als Daten in Abbildung 4.2-4 und Abbildung 4.2-6. Der Spritzlochdurchmesser beträgt jedoch in allen Fällen 0.2 mm.

Mit steigender Gastemperatur nimmt die Verdunstungsgeschwindigkeit zu und die Tropfenkonzentration sinkt. Gleichzeitig beeinflusst die Gastemperatur aber auch die Gasdichte, mit den oben beschriebenen Auswirkungen.

Der aus den Strahlphotographien ermittelte Strahlwinkel ist als Funktion des Drucks für zwei unterschiedliche Düsendurchmesser in Abbildung 4.2-8 gezeigt /19/.

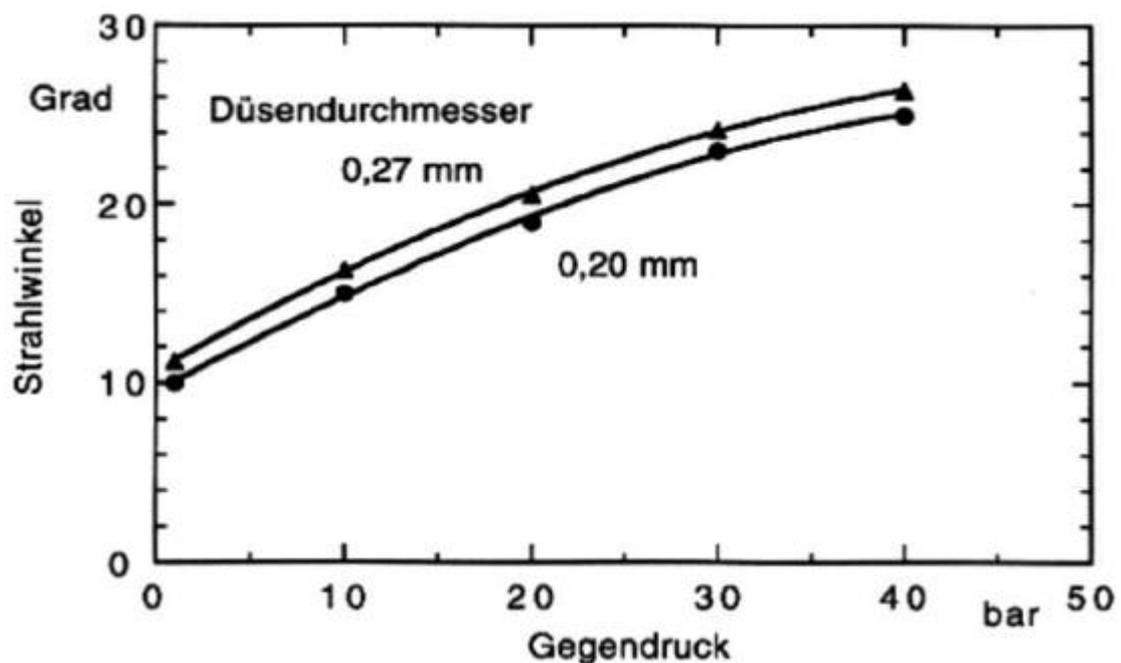


Abbildung 4.2-8 Einfluß von Druck und Düsenlochdurchmesser auf den Strahlwinkel (20.5 mm³ n-Heptan, 25 °C, Spritzlochlänge $l = 1.0$ mm; nach Shehata /19/)

Der Strahlwinkel ist eine Funktion des Dichteverhältnisses von Gas und Flüssigkeit sowie der Düsengeometrie. Mit steigendem Druck nimmt der Winkel zu, was wiederum auf die erhöhte Dichte und die verstärkten Wechselwirkungen zwischen den beiden Phasen zurückzuführen ist. Mit zunehmendem Lochdurchmesser wird der Strahlwinkel in Übereinstimmung mit einfachen Formeln /4/, /18/ größer. Dies wird mit der größeren Turbulenz des Flüssigkeitsstrahls erklärt.

Der Strahlwinkel ändert sich während des Einspritzvorgangs kaum.

Daneben wurde auch der Einfluß der zum Beginn der Einspritzung herrschenden Turbulenz in der Gasphase untersucht. Dazu wurden mit einer schnell bewegten Lochplatte hohe Schwankungsgeschwindigkeiten bei vernachlässigbaren mittleren Gasgeschwindigkeiten in der Druckkammer zum Zeitpunkt der Einspritzung eingestellt. Diese Bedingungen sind denen im Motor ähnlich. Die gemessenen Eindringtiefen werden davon nur unwesentlich beeinflusst. Auf den Einfluß der erhöhten Turbulenz auf die sich einstellende Dampfkonzentration wird im Kapitel 4.2.4 eingegangen.

Weiterhin wurde der Dralleinfluß in der Luftströmung experimentell untersucht. Mit zunehmendem Drall wird vorwiegend der dampfförmige Kraftstoff seitlich abgelenkt, während der dichte Strahlbereich mit einem hohen Anteil flüssigen Kraftstoffs nahezu unbeeinflusst bleibt.

4.2.2.6 Einfluß des Einspritzsystems

Beim direkteinspritzenden Dieselmotor wird die Gemischbildung zu einem wesentlichen Teil dem Einspritzsystem übertragen, weil der Kraftstoff hier unmittelbar in den Brennraum eingespritzt wird. Hierbei sind im motorischen Betrieb insbesondere die Parameter Einspritzmenge, mittlere Einspritzrate, Düsenöffnungsdruck sowie Düsenlochdurchmesser von Bedeutung /21/, /22/. Die Gemischbildung kann im Motor durch den Zustand der Zylinderladung (siehe vorherigen Abschnitt), d.h. im wesentlichen durch die Strömung im Brennraum sowie die Parameter Aufladegrad und Verdichtungsverhältnis, gezielt unterstützt werden. Sie wird außerdem noch stark von Wandinflüssen (Kapitel 4.2.2.7) sowie den physikalischen Eigenschaften des verwendeten Kraftstoffes beeinflusst.

Der Einfluß der oben aufgeführten Einspritzsystemparameter auf den Einspritzvorgang bei Verwendung eines konventionellen Pumpe-Leitung-Düse-Einspritzsystems sowie deren Auswirkungen auf die Strahlausbreitung und Gemischbildung eines Dieseleinspritzstrahls (hierauf wird im folgenden zum Teil noch detailliert eingegangen) sind in Abbildung 4.2-9 schematisch zusammengefaßt:

	Erhöhung von:			
	mittlere Einspritzrate	Düsenöffnungs- druck	Einspritzmenge	Düsenloch- durchmesser
Spritzdauer	↓	→	↑	↓
max. Einspritzdruck	↑	→	↑	↓
max. Einspritzrate	↑	→	↑	↗
Strahleindringtiefe	↑	→	↑	↗
Gemischbildung	↑	→	↘	↓

↑ nimmt signifikant zu / wird signifikant verbessert
 → kein Einfluß
 ↓ nimmt signifikant ab / wird signifikant verschlechtert

Abbildung 4.2-9 Einfluß verschiedener Einspritzparameter

- Eine Erhöhung der eingespritzten Kraftstoffmenge je Zyklus, wie sie im Motorbetrieb zur Lastregelung unabdingbar ist, verlängert die Einspritzdauer bei gleichzeitiger Erhöhung des maximalen Einspritzdruckes sowie der mittleren Einspritzrate.
- Eine erhöhte mittlere Einspritzrate führt zu einer verkürzten Einspritzdauer bei gleichzeitig erhöhtem maximalem Einspritzdruck.
- Ein höherer Düsenöffnungsdruck verkürzt in geringem Maße die Einspritzdauer und erhöht den Einspritzdruck insbesondere in der sehr frühen Phase der Einspritzung.
- Für einen größeren Düsenlochdurchmesser nehmen aufgrund des vergrößerten effektiven Strömungsquerschnittes sowohl die Einspritzdauer als auch der maximale Einspritzdruck ab. Insgesamt ergibt sich hieraus eine Zunahme der Einspritzrate.

Die vollständige Entkopplung dieser Einspritzsystemparameter ist nur durch den Einsatz moderner Einspritzsysteme, wie sie z.B. elektronisch geregelte Pumpe-Düse-Systeme oder Common-Rail-Systeme darstellen, zu erreichen. Hiermit lassen sich im Motorbetrieb u.a. eine von der Motordrehzahl unabhängige Spritzdauer sowie eine lastabhängige Regelung der Einspritzmenge über eine Änderung der Einspritzrate realisieren.

Einspritzrate

Die Randbedingungen bei der Variation der Einspritzrate, welche an der Druckkammer ohne Sekundäreffekte durch eine Variation der Pumpendrehzahl realisiert werden kann, sind in der folgenden Tabelle 4.2-3 zusammengefaßt. Der Düsenlochdurchmesser betrug einheitlich 0.25 mm, der Düsenöffnungsdruck war auf 200 bar eingestellt und die eingespritzte Kraftstoffmenge lag bei 14 mm³.

Tabelle 4.2-3 Randbedingungen bei der Variation der Einspritzrate

	hohe Rate	mittlere Rate	niedrige Rate
maximaler Einspritzdruck	800 bar	480 bar	360 bar
maximale Einspritzrate	14.5 cm ³ /s	12.2 cm ³ /s	10 cm ³ /s
mittlere Einspritzrate	9.33 cm ³ /s	8.5 cm ³ /s	7.6 cm ³ /s
Einspritzdauer	1.50 ms	1.65 ms	1.84 ms

Eine erhöhte Einspritzrate führt über einen höheren Einspritzdruck und damit eine höhere Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffes aus der Düse zu einer schnelleren Ausbreitung des Kraftstoffstrahls, so daß die Strahleindringtiefe zu gleichen Zeitpunkten zunimmt (Abbildung 4.2-10, bestimmt aus Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen). Gleichzeitig kann aus Schlierenaufnahmen qualitativ eine deutliche Tendenz zu einer verbesserten Kraftstoffverdampfung und damit Gemischaufbereitung abgeleitet werden /23/. Diese ist im wesentlichen auf die mit zunehmendem Einspritzdruck abnehmenden Tropfendurchmesser zurückzuführen /24/, /25/, welche über ein größeres Oberflächen/Volumen-Verhältnis die Verdampfung des Kraftstoffes verbessern.

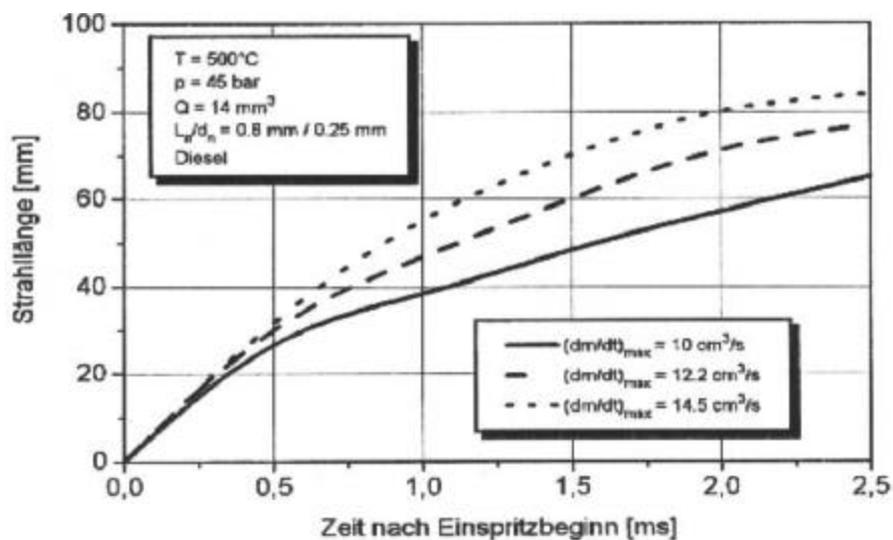


Abbildung 4.2-10 Einfluß der Einspritzrate auf die Strahlausbreitung, ermittelt aus Schlierenaufnahmen

Einspritzmenge

Die Randbedingungen für eine Variation der Einspritzmenge sind in der folgenden Tabelle 4.2-2 zusammengefaßt. Der Düsenlochdurchmesser betrug einheitlich 0.30 mm und der Düsenöffnungsdruck war auf 200 bar eingestellt.

Tabelle 4.2-2 Randbedingungen bei der Variation der Einspritzmenge

Einspritzmenge	7 mm ³	14 mm ³	21 mm ³	28 mm ³
maximaler Einspritzdruck	280 bar	400 bar	470 bar	520 bar
mittlere Einspritzrate	10.8 cm ³ /s	11.2 cm ³ /s	12.7 cm ³ /s	14.3 cm ³ /s
Einspritzdauer	0.65 ms	1.25 ms	1.65 ms	1.95 ms

In der frühen Phase der Einspritzung ist der Einspritzdruck und damit die Einspritzrate nahezu unabhängig von der eingespritzten Kraftstoffmenge und so zeigen sich auch nur geringe Unterschiede bezüglich der Strahlausbreitung und Gemischbildung (Abbildung 4.2-11, $t=1.0$ ms nach Einspritzbeginn). Erst einige Zeit nach Einspritzende nimmt die Strahleindringtiefe bei kleinerer Menge ab und der verdampfte Kraftstoffanteil im Strahl nimmt zu (keine weitere Einbringung von flüssigem Kraftstoff, geringere Abkühlungseffekte durch später eingespritzten Kraftstoff). Die längere Einbringung von Kraftstoff und die damit verbundene verzögerte Kraftstoffverdampfung und Gemischbildung führen schließlich dazu, daß zum Zündzeitpunkt bei einer großen eingebrachten Kraftstoffmenge noch weite Strahlbereiche schlecht aufbereitet sind (Abbildung 4.2-11, $t=2.3$ ms), /23/, /26/. Die Pfeile weisen auf den Ort der ersten Zündung hin.

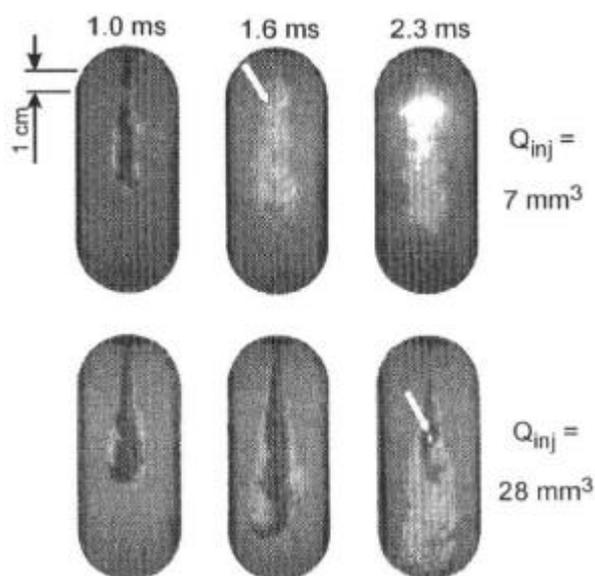


Abbildung 4.2-11 Strahlausbreitung und Gemischbildung bei Variation der Einspritzmenge, 45 bar, 500 °C

Düsenlochdurchmesser

Die Randbedingungen für eine Variation des Düsenlochdurchmessers sind in der folgenden Tabelle 4.2-3 zusammengefaßt. Die eingespritzte Kraftstoffmenge je Zyklus betrug einheitlich 14 mm^3 und der Düsenöffnungsdruck war auf 200 bar eingestellt.

Tabelle 4.2-3 Randbedingungen bei der Variation des Düsenlochdurchmessers

Düsenlochdurchmesser	0.20 mm	0.25 mm	0.27 mm	0.30 mm
maximaler Einspritzdruck	850 bar	345 bar	240 bar	215 bar
mittlere Einspritzrate	$7.4 \text{ cm}^3/\text{s}$	$7.6 \text{ cm}^3/\text{s}$	$9.2 \text{ cm}^3/\text{s}$	$13.1 \text{ cm}^3/\text{s}$
Einspritzdauer	1.89 ms	1.84 ms	1.52 ms	1.07 ms

Um den Einfluß des Düsenlochdurchmessers zu isolieren und sekundäre Einflüsse des Einspritzdruckes sowie der Einspritzrate zu vermeiden, wurde bei diesen Untersuchungen die Einspritzrate durch Anpassung der Pumpendrehzahl gezielt beeinflusst. Für die Spritzlochdurchmesser 0.25 sowie 0.27 und 0.30 mm konnte so eine annähernd konstante maximale Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffes erreicht werden, während für die Spritzlochdurchmesser 0.20 mm und 0.25 mm eine annähernd gleiche Spritzdauer und damit mittlere Einspritzrate angestrebt wurde.

In Abbildung 4.2-12 zeigt sich bei konstanter Austrittsgeschwindigkeit kein signifikanter Einfluß des Düsenlochdurchmessers auf die Eindringtiefe des Kraftstoffstrahls (vgl. auch Abbildung 4.2-8). Qualitative Analysen von Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen zeigen jedoch, daß die Kraftstoffverdampfung und damit auch die Gemischaufbereitung mit abnehmendem Düsenlochdurchmesser verbessert werden (Abbildung 4.2-13, $d_n=0.25/0.27 \text{ mm}$), /23/, /26/. Dies kann durch die mit abnehmendem Düsenlochdurchmesser auch bei konstantem Einspritzdruck abnehmenden Tropfengrößen /25/ erklärt werden, welche über ein günstigeres Oberflächen/Volumen-Verhältnis die Verdampfung begünstigen.

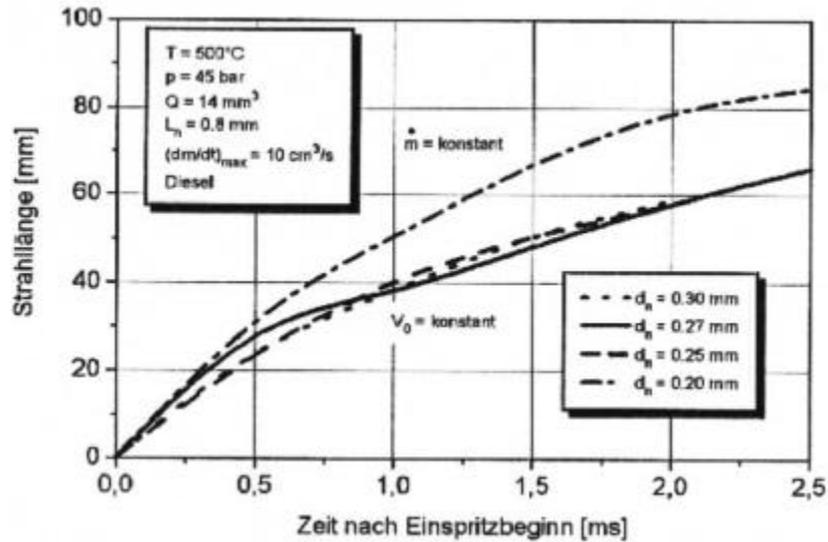


Abbildung 4.2-12 Einfluß des Düsenlochdurchmessers auf die Strahlausbreitung

Bei gleicher Einspritzdauer nimmt jedoch mit abnehmendem Düsenlochdurchmesser aufgrund des dabei stark ansteigenden Einspritzdruckes und damit einer größeren Austrittsgeschwindigkeit die Strahleindringtiefe signifikant zu. Dabei wird auch die Kraftstoffverdampfung deutlich verbessert (Abbildung 4.2-13, $d_n = 0.20/0.25$ mm) /23/, /26/. Dabei überlagern sich hier den unmittelbaren Einflüssen des Düsenlochdurchmessers die zuvor beschriebenen Einflüsse einer Variation des Einspritzdruckes bzw. der Einspritzrate. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß diese Überlagerung wie oben beschrieben auch im realen Motorbetrieb bei Verwendung eines konventionellen Einspritzsystems auftritt.

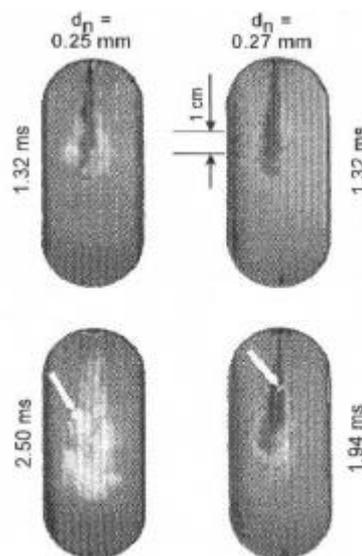


Abbildung 4.2-13 Strahlausbreitung und Gemischbildung bei Variation des Düsenlochdurchmessers 45 bar, 500 °C

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß die Parameter des Einspritzsystems in starkem Maße die Strahlausbreitung und Gemischbildung und somit auch alle nachfolgenden Prozesse beeinflussen. Für eine schnelle Kraftstoffverdampfung und damit gute Gemischbildung sind hohe Einspritzraten und kleine Düsenlochdurchmesser von Vorteil. Insbesondere bei großen Einspritzmengen und kleinen Düsenlochdurchmessern besteht die Gefahr, daß durch die lange Einspritzdauer der Gemischzustand im gesamten Strahl zum Zündzeitpunkt nicht zufriedenstellend ist. Hier kann durch eine gute Abstimmung der gesamten Einspritzparameter Abhilfe geschaffen werden.

4.2.2.7 Wandeinfluß

Die Strahlausbreitung und Gemischbildung wird in kleinen und mittelgroßen direkteinspritzenden Dieselmotoren wesentlich von der Interaktion des Einspritzstrahls mit der im Vergleich zur Temperatur der Ladung relativ kalten Kolbenmuldenoberfläche beeinflusst. Im folgenden soll deshalb anhand von schlierenoptischen Untersuchungen an Dieseleinspritzstrahlen in der Druckkammer der Einfluß der Parameter Wandtemperatur, Abstand der Wand von der Einspritzdüse sowie Neigungswinkel der geometrischen Strahlachse zur Wandoberfläche gezeigt werden. Dabei wird in einem ersten Schritt eine vereinfachte ebene Wand betrachtet /27/, /28/, bevor im weiteren auch motorrelevante Kolbenmuldengeometrien betrachtet werden sollen.

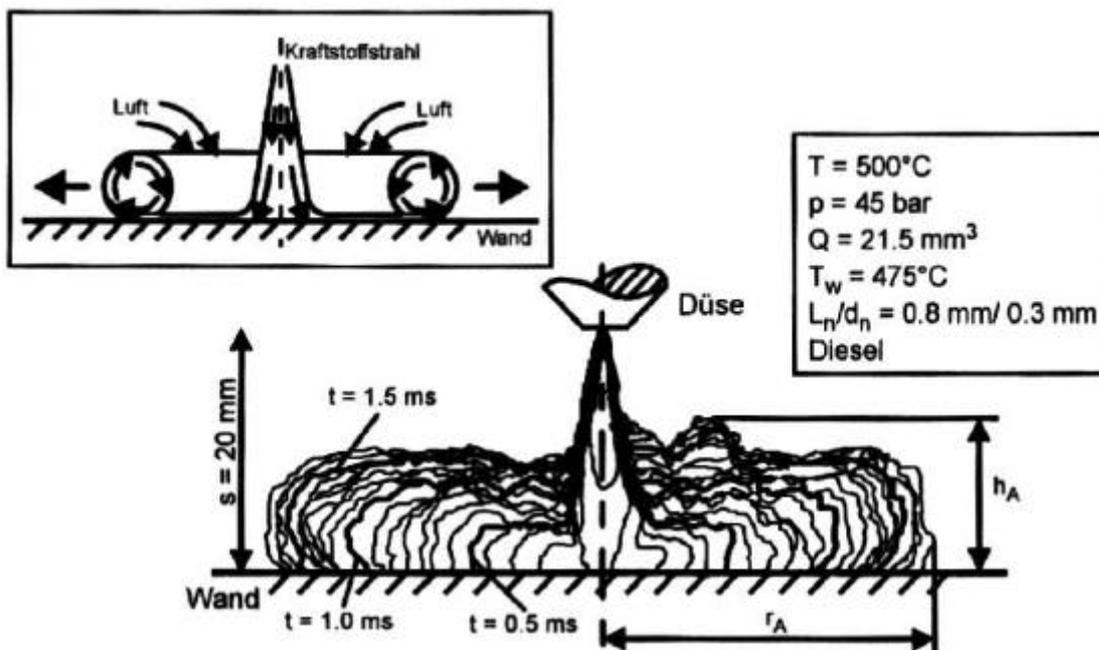


Abbildung 4.2-14 Strahlausbreitung an der ebenen Wand

Trifft ein Dieseleinspritzstrahl unter einem Winkel von 90° auf eine ebene Wand, so stellt sich die Ausbreitung der äußeren Strahlkontur wie in Abbildung 4.2-14 gezeigt

dar. Der Abstand zwischen Einspritzdüse und Wandoberfläche beträgt hierbei 20 mm, was den freien Strahllängen eines kleinen direkteinspritzenden Dieselmotors entspricht, und die Oberflächentemperatur der Wand 475°C. Die Strahlspitze trifft ca. 0.25 ms nach Einspritzbeginn auf die Wandoberfläche auf, wird an ihr umgelenkt und breitet sich entlang der Wandoberfläche kreisförmig aus, wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit gegenüber dem Freistrahls deutlich abnimmt. Senkrecht zur Wand nimmt gleichzeitig die Höhe des Einspritzstrahls über der Wand schnell zu. In der Randzone des umgelenkten Kraftstoffstrahls kann eine wirbelartige Rückströmung detektiert werden, welche – wie im oberen Teil der Abbildung schematisch dargestellt – neben der Ejektorwirkung des Einspritzstrahls den Lufteintrag in den Strahl unterstützt und somit die Zuführung von Sauerstoff bis in die Wandnähe ermöglicht. Dieses Verhalten eines Einspritzstrahls beim Auftreffen auf eine Wand wird durch die Untersuchungen in /29/, /30/ bestätigt.

Zur Charakterisierung des Ausbreitungsverhaltens eines Dieseleinspritzstrahls beim Auftreffen auf eine ebene Wand werden im weiteren folgende aus Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen definierte Größen herangezogen:

- die maximale radiale Ausdehnung des Einspritzstrahls r_A
- die maximale Höhe des an der Wand abgelenkten Strahlbereiches h_A

Einfluß der Wandtemperatur

Abbildung 4.2-15 zeigt die Abhängigkeit der Strahlausbreitung von der Wandtemperatur. Bei einem Wandabstand von 20 mm wurde hierzu Dieselkraftstoff durch eine Einlochdüse ($d=0.3$ mm, $l=0.8$ mm) senkrecht auf eine ebene Wand gespritzt. Deren Temperatur wurde zwischen 170 und 475°C variiert, was den Bereich motorrelevanter Oberflächentemperaturen umfaßt. Es zeigt sich, daß die radiale Ausbreitung des Einspritzstrahles nahezu unabhängig von der Wandtemperatur ist, während sich tendenziell eine Abnahme der Strahlhöhe mit zunehmender Temperatur andeutet. Anhand qualitativer Analysen der Hochgeschwindigkeitsfilme kann insgesamt eine etwas verbesserte Kraftstoffverdampfung mit steigender Wandtemperatur abgeleitet werden. Wie in Kapitel 4.3 gezeigt wird, ergibt sich trotz dieser geringen Unterschiede bezüglich der Strahlausbreitung ein signifikanter Einfluß der Wandtemperatur auf die Selbstzündung.

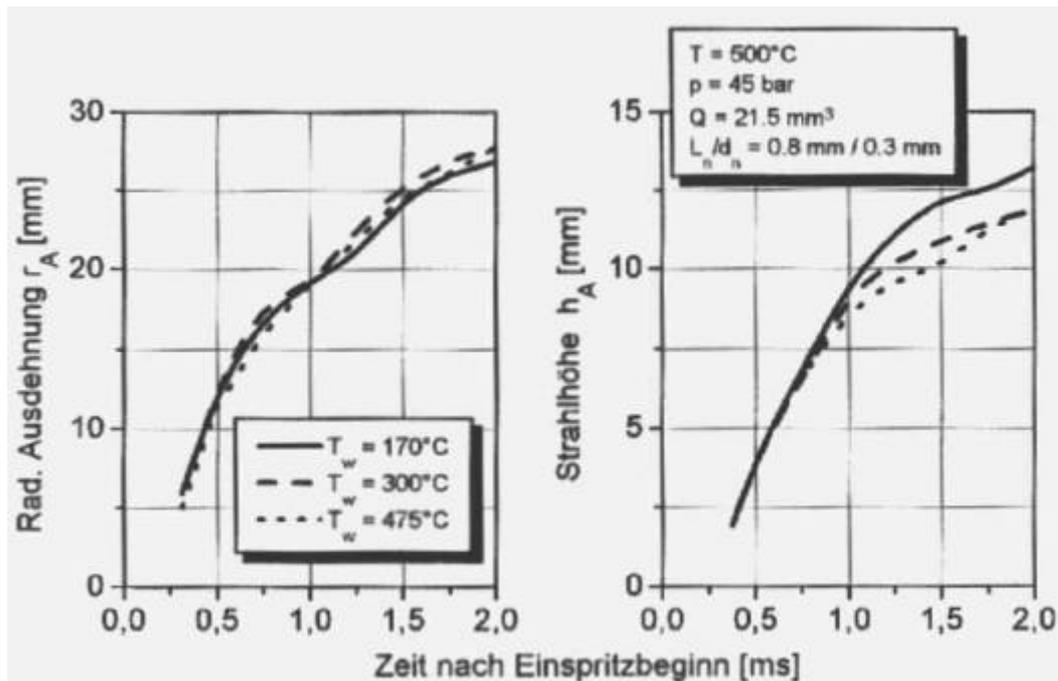


Abbildung 4.2-15 Einfluß der Wandtemperatur auf die Strahlausbreitung

Das Verhalten eines Dieseleinspritzstrahles bei Variation des Abstands der Wand zur Einspritzdüse im Bereich 20 bis 40 mm, welcher wiederum den motorisch relevanten Bereich einschließt, ist für eine Wandtemperatur von 475°C in Abbildung 4.2-16 dargestellt. Auffällig ist ein zeitlicher Versatz von rund 0,1 ms zwischen den Verläufen der Strahlhöhe und der maximalen radialen Ausdehnung für eine Änderung des Wandabstandes um 10 mm, was auf den unterschiedlichen Auftreffzeitpunkt zurückzuführen ist. Trägt man die Kurven über der Zeit nach Beginn des Auftreffens auf die Wandoberfläche auf, so verlaufen die Kurven annähernd deckungsgleich, so daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit nicht vom Wandabstand abhängt. Der Grund für dieses Verhalten liegt darin, daß innerhalb des untersuchten Bereiches (Auftreffzeitpunkte zwischen 0,25 und 0,40 ms nach Einspritzbeginn) der Einspritzstrahl einen nahezu unveränderten Impuls aufweist /31/.

Ein sichtbarer Einfluß des Wandabstands auf die Kraftstoffverdampfung läßt sich aus Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen nicht ableiten. Da über den Abstand der Wand zur Einspritzdüse - und somit den Auftreffzeitpunkt - der Zeitraum bestimmt wird, in dem der Einfluß der Wand wirksam ist, ergeben sich trotzdem signifikante Einflüsse auf die Selbstzündungsvorgänge (siehe Kapitel 4.3).

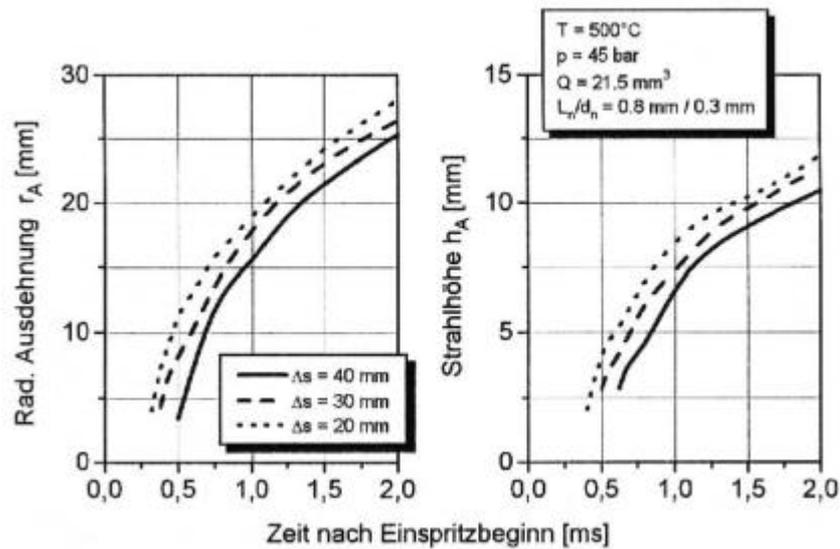


Abbildung 4.2-16 Einfluß des Abstands Düse/Wand auf die Strahlausbreitung

Einfluß des Strahlauffreffwinkels

Der Winkel zwischen geometrischer Strahlachse und der Wandoberfläche wird in realen Brennräumen von der Düsenauslegung sowie der Kolbenmuldengeometrie bestimmt und beeinflusst in starkem Maße die Strahlausbreitung. Die Definitionen der Größen Auftreffwinkel, Abstand Düse-Wand, maximale radiale Ausdehnung sowie maximale Strahlhöhe für Winkel $< 90^\circ$ sind in Abbildung 4.2-17 schematisch dargestellt. In den folgenden Darstellungen werden dabei die Richtungen stromaufwärts mit dem Index '1' und stromabwärts mit dem Index '2' gekennzeichnet.

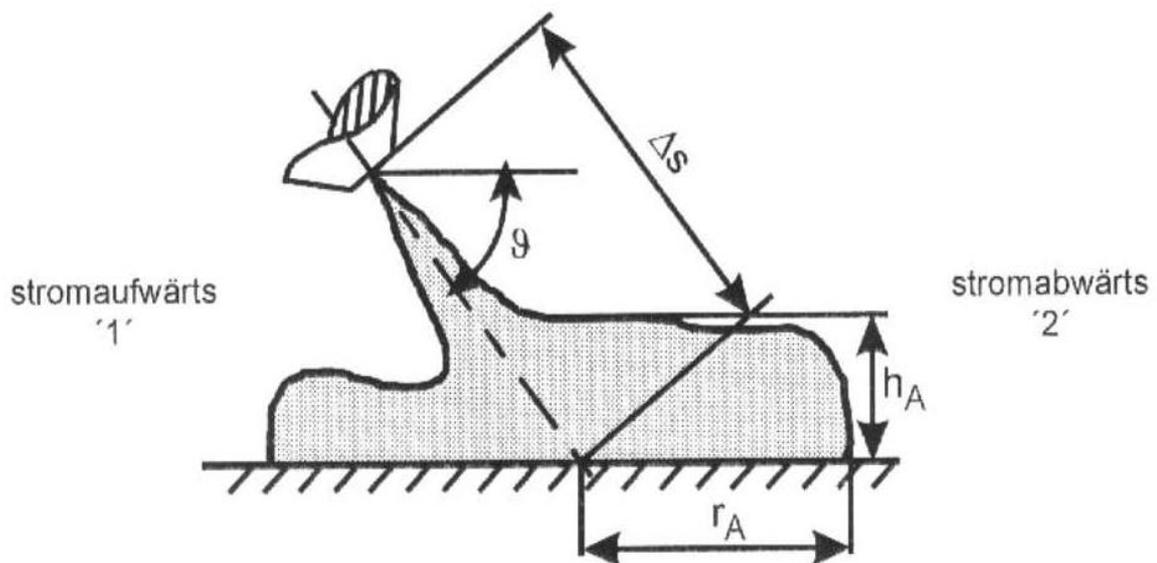


Abbildung 4.2-17 Größendefinition bei Variation des Strahlauffreffwinkels

Bei einem Winkel zwischen geometrischer Strahlachse und Wandoberfläche $< 90^\circ$ wird nach der Wandberührung die Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Wand im Vergleich zur senkrechten Einspritzung stromaufwärts kleiner und stromabwärts größer. Ein quantitativer Vergleich der Strahlausbreitung bei Variation des Auftreffwinkels zwischen 30° und 90° bei einem Wandabstand Δs von 20 mm ist in Abbildung 4.2-18 wiedergegeben. Es zeigt sich, daß mit reduziertem Auftreffwinkel die radiale Ausdehnung stromabwärts deutlich zunimmt, während die maximale Strahlhöhe nur geringfügig beeinflusst wird. Stromaufwärts nehmen hingegen sowohl die maximale radiale Ausdehnung als auch die Strahlhöhe mit abnehmendem Auftreffwinkel stark ab. Bei einer Einspritzung unter einem Winkel von 30° bleiben Strahlradius und Strahlhöhe ab einem Zeitpunkt 0,5 ms nach Einspritzbeginn stromaufwärts annähernd konstant, während beide Größen stromabwärts stetig zunehmen.

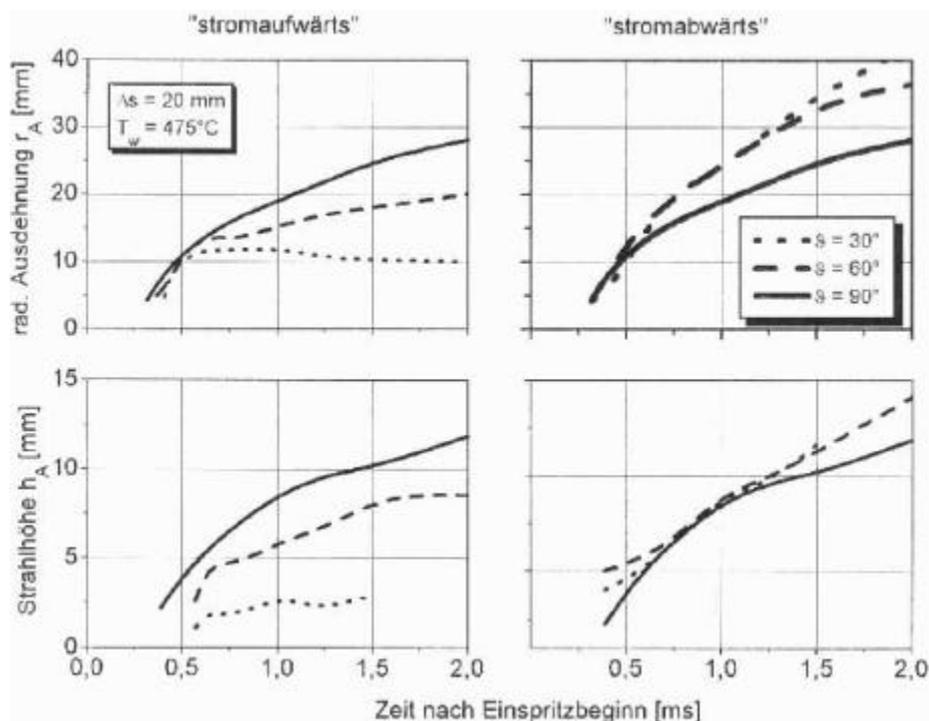


Abbildung 4.2-18 Einfluß des Strahlauffreffwinkels auf die Strahlausbreitung

Dieses Verhalten legt den Schluß nahe, daß für kleine Auftreffwinkel ($< 45^\circ$) der eingespritzte Kraftstoff hauptsächlich stromabwärts strömt. Mit abnehmendem Auftreffwinkel nimmt die vom Strahl überdeckte Wandfläche dabei eine zunehmend elliptische Form an /31/, /32/, /33/.

Dieses Strahlverhalten ist zum einen auf die schwächere Wechselwirkung zwischen der Wand und dem Strahl bei kleinen Auftreffwinkeln sowie die geringeren Verluste infolge nicht so starker Umlenkungen und damit eine schnellere Ausbreitung zurückzuführen. Modellrechnungen zeigen ferner, daß der Einspritzstrahl für Winkel $< 45^\circ$ nahezu vollständig an der Wand reflektiert wird /31/.

Reale Kolbenmuldengeometrien

Im kleinen direkteinspritzenden Dieselmotor treffen die aus einer Mehrlochdüse abgespritzten Kraftstoffstrahlen im allgemeinen nicht auf eine ebene Fläche auf, sondern werden in eine mehr oder weniger stark w -förmig ausgeprägte Kolbenmulde eingespritzt. In 2-Ventilmotoren ist dabei die Einspritzdüse aus konstruktiven Gründen in einer oder zwei Ebenen geneigt im Zylinderkopf eingesetzt, so daß die einzelnen Kraftstoffstrahlen unterschiedlich stark in der Düse umgelenkt werden müssen, um ein symmetrisches Spritzbild in der Mulde zu erzeugen. Um diese Effekte in der Druckkammer simulieren zu können, wurde die Druckkammer wie in Kapitel 4.1 beschrieben mit einer 2-dimensionalen Kolbenmulde sowie einer geneigten Zweilochdüse modifiziert.

Ein exemplarisches Ergebnis der Kraftstoffeinspritzung in eine motorrelevante Kolbenmuldengeometrie ist in Abbildung 4.2-19 dargestellt. Eine separate Einspritzmengenmessung für die beiden Spritzlöcher mit einem Spritzwinkel von 55° bzw. 95° (Spritzlochkegelwinkel 150° , Düsenneigungswinkel 20°) ergab für eine gesamte eingespritzte Kraftstoffmenge von 14 mm^3 Einzelmengen von 7.3 bzw. 6.7 mm^3 . Dieses Ergebnis, welches durch Untersuchungen an einer 5-Lochdüse in /22/ und /34/ bestätigt wird, spiegelt sich in der Ausbreitung der beiden Einspritzstrahlen wieder und kann auf die unterschiedlichen Strömungsverhältnisse und -verluste in beiden Löchern zurückgeführt werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des schwach umgelenkten Einspritzstrahls ist größer und der Einspritzstrahl ist insbesondere in der frühen Phase der Einspritzung schlanker. Unter den hier vorliegenden Randbedingungen, d.h. insbesondere bei motorrelevanten Muldengeometrien und Einspritzmengen je Spritzloch, die in der Größenordnung der Menge eines Pkw-Dieselmotors an der Vollast liegen, trifft schließlich ein Strahl aus weitgehend unverdampftem Kraftstoff auf die Muldenoberfläche auf. Der Einspritzstrahl wird nach dem Auftreffen auf die Muldenoberfläche an dieser abgelenkt, wobei - analog zu den Untersuchungen an der ebenen Wand bei Auftreffwinkeln $< 90^\circ$ - auch hier der Kraftstoff überwiegend in die Richtung „strahlabwärts“ strömt /22/. Gleichzeitig setzen zunehmend Kraftstoffverdampfung und Gemischbildung ein. Die Zündung erfolgt schließlich überwiegend im Freistrahلبereich des schwach umgelenkten Einspritzstrahles.

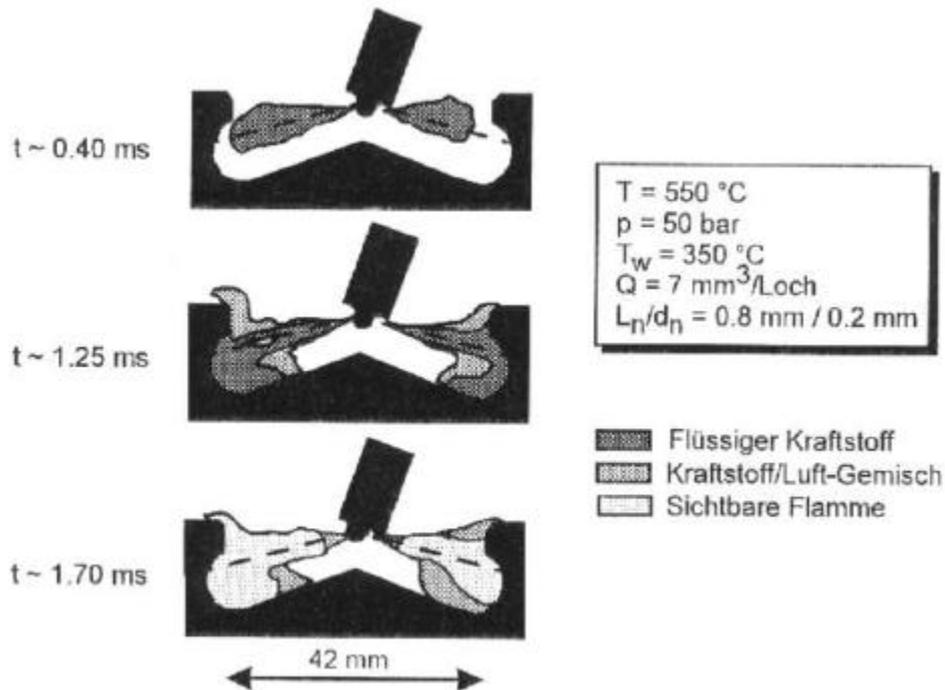


Abbildung 4.2-19 Strahlausbreitung in einer realen Kolbenmulde

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß die Interaktion von Einspritzstrahl mit einer Wand die Strahlausbreitungs- und Gemischbildungsvorgänge signifikant beeinflussen kann. Dies ist insbesondere unter dem Aspekt, daß der Einspritzstrahl in kleinen direkteinspritzenden Dieselmotoren nahe der Vollast in jedem Falle auf die Muldenoberfläche auftrifft, von besonderer Bedeutung.

4.2.3 Zerstäubung

4.2.3.1 Grundlagen des Strahlzerfalls

Nachdem im vorherigen Kapitel 4.2.2 die Strahlausbreitung global betrachtet wurde, sollen in diesem Abschnitt die bei der Zerstäubung und der Strahlentstehung ablaufenden Vorgänge im Detail beschrieben werden. Die erforderliche schnelle Gemischbildung wird durch die Zerstäubung des Kraftstoffs in sehr kleine Tropfen erreicht, die aufgrund der hohen spezifischen Oberfläche schnell verdunsten. Der mittlere Tropfendurchmesser ist ein Maß für die Güte der Gemischbildung.

Die verschiedenen Formen des Strahlzerfalls können nach Lefebvre /35/ durch die Reynolds-Zahl und die Ohnesorge-Zahl des Strahls charakterisiert werden.

$$Re = \frac{r_D \cdot U \cdot D}{\mu_D} \quad (4.2-4)$$

$$Oh = \frac{m_D}{\sqrt{r_D \cdot s \cdot D}} \quad (4.2-5)$$

Die Ohnesorge-Zahl beschreibt das Verhältnis der Zähigkeitskräfte zu den Oberflächenkräften und ist ebenso wie die Reynolds-Zahl mit dem Düsendurchmesser, der Austrittsgeschwindigkeit und den Stoffwerten der Flüssigkeit zu bilden. Die Bereiche, in denen die Mechanismen Zertropfen, Zerwellen und Zerstäuben vorherrschen, sind in der folgenden Abbildung 4.2-20 als Funktion der dimensionslosen Kennzahlen dargestellt.

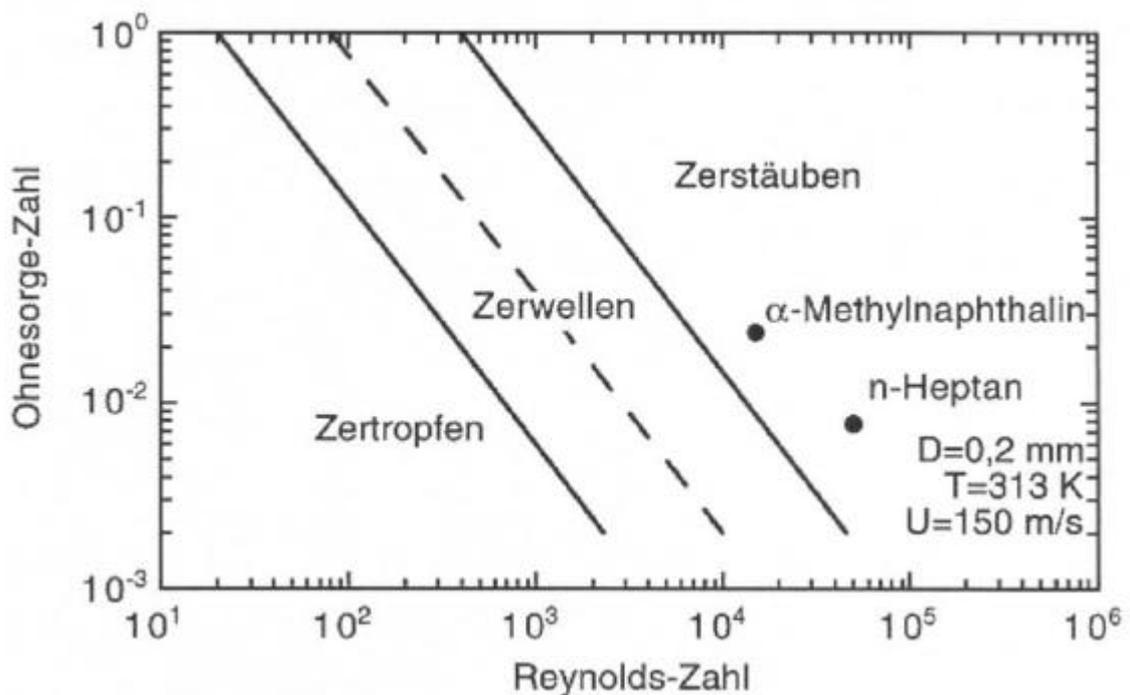


Abbildung 4.2-20 Mechanismen des Strahlerfalls nach Lefebvre /35/ und zwei typische Zustände der Untersuchungen an der Druckkammer

Beim Zertropfen dominieren die Oberflächenkräfte. Mit zunehmender Reynolds-Zahl gewinnen die Schubspannungskräfte an der Oberfläche an Einfluß. Die Form des Zerwellens kann in Abhängigkeit vom Verhältnis der Oberflächenkraft zur Reibungskraft in die beiden Bereiche „first wind induced breakup“ und „second wind induced breakup“ unterteilt werden. Die beiden eingezeichneten Punkte geben hier verwendete Düsenaustrittsbedingungen ($D=0.2$ mm, $T=313$ K, $u=150$ m/s) für n-Heptan und α -Methylnaphthalin wieder. Für typische Randbedingungen bei der dieselmotorischen Einspritzung liegt somit nahezu ausschließlich Zerstäubung vor.

Über die genauen Mechanismen bei der Zerstäubung ist noch wenig bekannt, da Beobachtungen unter anderem aufgrund der Abschirmung durch die entstehenden Tropfen äußerst schwierig sind. Als mögliche Ursachen für den Zerstäubungsvorgang werden von Reitz und Bracco /36/ die die Oberfläche zu Schwingungen anregenden aerodynamische Kräfte, der Turbulenzgrad und die Änderung des radialen Geschwindigkeitsprofils der Flüssigkeit, Druckschwankungen im Einspritzsystem sowie das Zusammenfallen von Kavitationsblasen am Düsenaustritt genannt. Auch der weitere Zerfall der entstehenden, aber instabilen Tropfen durch aerodynamische Kräfte sowie die Kollision bzw. Koagulation zweier Tropfen sind Phänomene, die bei den hohen Tropfenkonzentrationen in Düsennähe häufig auftreten und den Zerstäubungsprozeß mitbeeinflussen. Eine aktuelle Diskussion der Problematik ist unter anderem bei Yule und Salters /3/ und Lefebvre /35/ zu finden.

Oft wird die Existenz eines kurzen, noch intakten Flüssigkeitskerns am Düsenaustritt angenommen, wogegen Roosen /2/ mit Hilfe der Flüssigkernfluoreszenz ein Aufreißen des Strahls noch innerhalb der Düse beobachtet hat. In einem vom Zufall bestimmten Prozeß entstehen langgestreckte, teils zusammenhängende fadenförmige Strukturen (Ligamente), die anschließend zu Tropfen zerfallen. In diesem dichten Strahlbereich existieren sowohl Ligamente als auch Tropfen, wobei der Gasanteil schon sehr hoch ist /3/. Die Länge dieses Bereiches kann durch einfache empirische Formeln /3/, /18/ abgeschätzt werden und beträgt für n-Heptan etwa 45 Düsendurchmesser und für α -Methylnaphthalin 50 bis 80 Düsendurchmesser. Optische Messungen, wie zum Beispiel mit der Phasen-Doppler-Anemometrie, sind dort aufgrund der unregelmäßigen Flüssigkeitsstrukturen auf den äußersten Strahlrand beschränkt.

4.2.3.2 Zerstäubungsmodelle

Eine numerische Beschreibung der mikroskopischen Abläufe bei der Zerstäubung auf der Grundlage der Erhaltungsgleichungen ist mangels ausreichender Detailkenntnisse zur Zeit noch nicht möglich. Daher sind zur Bestimmung der für die Strahlberechnung erforderlichen Anfangsbedingungen, wie Tropfengrößenverteilung und Ausbreitungsrichtungen der Tropfen, spezielle Zerstäubungsmodelle erforderlich. Diese beruhen auf sehr unterschiedlichen Ansätzen, die alle ganz oder zumindest teilweise auf experimentellen Ergebnissen basieren. Diese wurden jedoch in der Regel weit von der Düse entfernt ermittelt, wodurch die Genauigkeit der Modelle eingeschränkt ist. In Abbildung 4.2-21 sind einige Modellierungsansätze dargestellt [3].

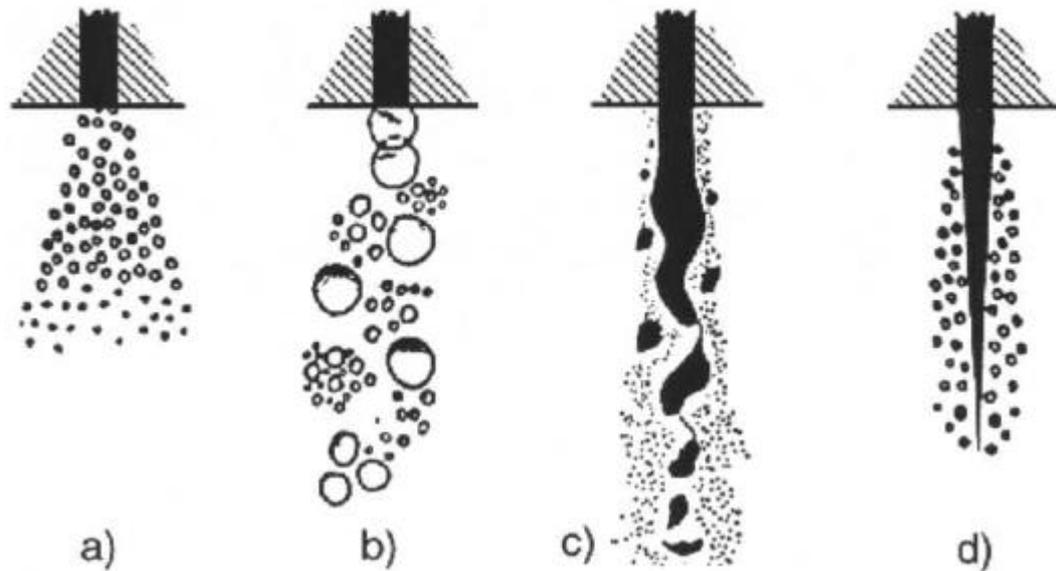


Abbildung 4.2-21 Ansätze zur Modellierung des Zerstäubungsvorgangs nach [3]

Die erste, einfache Möglichkeit (a), ist die Verwendung von nahe der Düse gemessenen Tropfengrößenverteilungen als Anfangsbedingung an der Düse /37/. Die Experimente sollten dazu bei Umgebungstemperatur und gleicher Dichte wie im Motor durchgeführt werden, um den Einfluß der Verdunstung zu unterbinden. Diese Vorgehensweise ist bei der praxisnahen Anwendung jedoch kaum möglich, da die Messungen sehr aufwendig sind und nur für die jeweils vorliegende Düsenkonfiguration gelten. Daher sind Zerstäubungsmodelle vorzuziehen, die ohne vorherige Kenntnisse der Strömung angewandt werden und für einen weiten Parameterbereich sinnvolle Ergebnisse liefern können.

Beim zweiten, weitverbreiteten Ansatz (b) wird die Zerstäubung mit Hilfe von Zerfallsmodellen simuliert, welche die Verformung und das Aufbrechen von Einzeltropfen aufgrund von aerodynamischen Kräften beschreiben. Beim Einsatz dieser Zerfallsmodelle in Simulationsprogrammen wie KIVA /10/ und SPICE /8/ wird die aus der Düse austretende Flüssigkeit durch Tropfen mit Düsendurchmesser angenähert, die anschließend in viele kleine Sekundärtropfen aufbrechen.

Der dritte Ansatz (c) nach Andrews /38/ basiert auf einer Stabilitätsuntersuchung des Flüssigkeitskerns. Dabei werden sowohl durch Wirbel bedingte kleinskalige Störungen als auch großskalige Instabilitäten untersucht, die eine schlangenförmige Bewegung des Strahls bewirken. Die dadurch erzeugten Strukturen zerfallen anschließend zu Tropfen. Die Bestimmung der Länge und des Durchmessers des Kerns erfolgt dabei unter ähnlichen Annahmen wie beim folgenden Modell.

Als besonders geeignet hat sich das von Obermeier /39/ entwickelte Modell (d) erwiesen, das in den folgenden Berechnungen eingesetzt wird /7/. Die verwendeten Beziehungen entstanden durch Anpassung der resultierenden Tropfengrößenverteilungen an Meßwerte. Der Strahlerfall wird durch das Abscheren von Tropfen von einem sich verjüngenden Flüssigkeitskern simuliert. Diese Vorstellung basiert zwar auf Beobachtungen beim Zerwellen, d.h. bei niedrigeren Austrittsgeschwindigkeiten als beim Zerstäuben, liefert jedoch nach entsprechender Anpassung auch für zerstäubende Dieseleinspritzstrahlen gute Ergebnisse.

Die Länge des Flüssigkeitskerns wird aus dem Düsendurchmesser und dem Dichteverhältnis berechnet, wobei die Konstante an experimentelle Ergebnisse, unter anderem an die des Sonderforschungsbereichs SFB 224, angepaßt wurde.

$$L_{\text{Kern}} = 4 \sqrt[4]{\frac{r_d}{r_g}} \cdot D_{\text{Düse}} \quad (4.2-6)$$

Der Durchmesser des Kerns nimmt linear mit dem Abstand von der Düse ab. Es wird weiter vorausgesetzt, daß der Kerndurchmesser an der Spitze genau dem Durchmesser der dort entstehenden Sekundärtropfen entspricht. Der Durchmesser der Sekundärtropfen hängt vom jeweiligen Düsenabstand ab und wird aus einem Kräftegleichgewicht zwischen der aerodynamischen Scherkraft und der Oberflächenkraft ermittelt.

$$0,0849 \cdot w \cdot \sqrt{m_g \cdot r_g} \cdot D^2 \cdot \sqrt{\frac{dU}{dr}} \cdot (\alpha \cdot Re)^{0,5} = p \cdot s \cdot D \quad (4.2-7)$$

Der dimensionslose Geschwindigkeitsgradient a wird ebenso wie die Relativgeschwindigkeit w zwischen Kern und Gas und der radiale Geschwindigkeitsgradient als Funktion des Düsenabstandes berechnet /39/. Damit läßt sich der Durchmesser des Kerns an der Spitze und der Durchmesser der Sekundärtropfen iterativ zeitlich aufgelöst berechnen.

Der jeweilige Startwinkel für die Tropfen wird als zufällig verteilt angenommen und mit Hilfe des maximalen Strahlwinkels bestimmt, der aus Experimenten oder empirischen Beziehungen, wie zum Beispiel denen von Hiroyasu /18/, vorzugeben ist.

Der aus dem Zerstäubungsmodell resultierende Tropfengrößenbereich umfaßt Tropfendurchmesser von etwa 10 bis 60 μm . Dies ist abhängig vom Düsendurchmesser, der Austrittsgeschwindigkeit sowie den Stoffwerten von Flüssigkeit und Gas. Die

resultierende Tropfengrößenverteilung für n-Heptan mit einer Düsenaustrittsgeschwindigkeit von 200 m/s ist zusammen mit Meßergebnissen von Dibelius et al. /40/ in Abbildung 4.2-22 dargestellt. Diese wurden bei Raumtemperatur bei einem Abstand von 15 mm unterhalb der Düse innerhalb des Sonderforschungsbereichs 224 ermittelt. Die Fläche unter der Kurve ist ein Maß für den in beiden Fällen gleichen Gesamtmassenstrom.

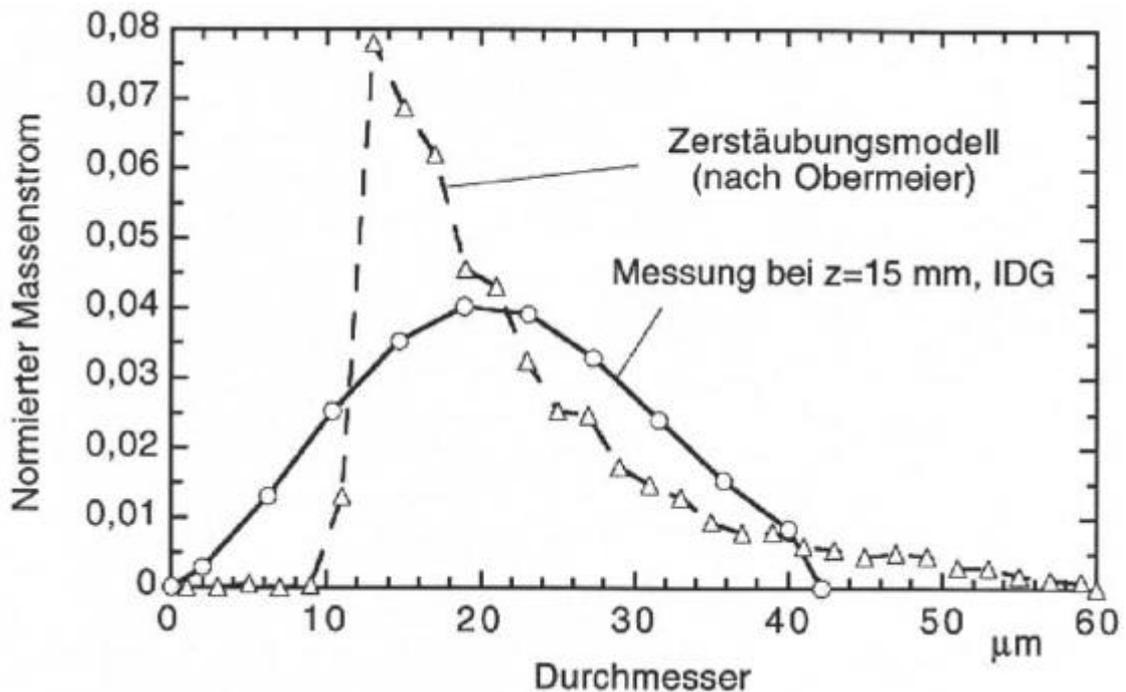


Abbildung 4.2-22 Typische Tropfengrößenverteilungen in Düsennähe

Man erkennt, daß die mit dem Zerstäubungsmodell berechnete Verteilung den Bereich kleiner Tropfen bis 10 µm nicht umfaßt und ein ausgeprägtes Maximum bei 14 µm besitzt. Der maximale Durchmesser von etwa 60 µm ist im Vergleich zur gemessenen Verteilung deutlich größer. Der mittlere Sauter-Durchmesser beträgt 19 µm gegenüber 16 µm aus den Messungen.

4.2.3.3 Tropfenzerfall

Aufgrund der im Kraftstoffstrahl herrschenden hohen Relativgeschwindigkeiten zwischen Tropfen und Gas kann auch im dünnen Bereich des Strahls bedingt durch aerodynamische Kräfte eine Deformation der Tropfen auftreten. Bei starker Deformation tritt anschließend ein Zerfall in viele kleine Satellitentropfen auf. Dieses Phänomen bewirkt eine deutliche Verringerung des mittleren Tropfendurchmessers und übt somit großen Einfluß auf das Verdunstungsverhalten des Strahls aus.

Die wichtigste Kennzahl zur Beschreibung des Zerfallsprozesses ist die Weber-Zahl, die das Verhältnis der äußeren aerodynamischen Kraft zur Oberflächenkraft beschreibt.

$$We \equiv \frac{r_g \cdot d_0 \cdot w^2}{s_d} \quad (4.2-8)$$

Der Zähigkeitseinfluß, der durch die Ohnesorge-Zahl charakterisiert ist, kann für die hier verwendeten Stoffe n-Heptan, n-Dekan und α -Methylnaphthalin vernachlässigt werden, da deren Ohnesorge-Zahl sehr klein ist.

Bei Untersuchungen mit Stoßwellen im Windkanal wurden von Krzeczowski /41/ verschiedene Zerfallsformen wie bag breakup, stripping breakup und verschiedene Übergangsformen in Abhängigkeit von der Weber-Zahl des Tropfens beobachtet, wie in Abbildung 4.2-23 schematisch dargestellt ist.

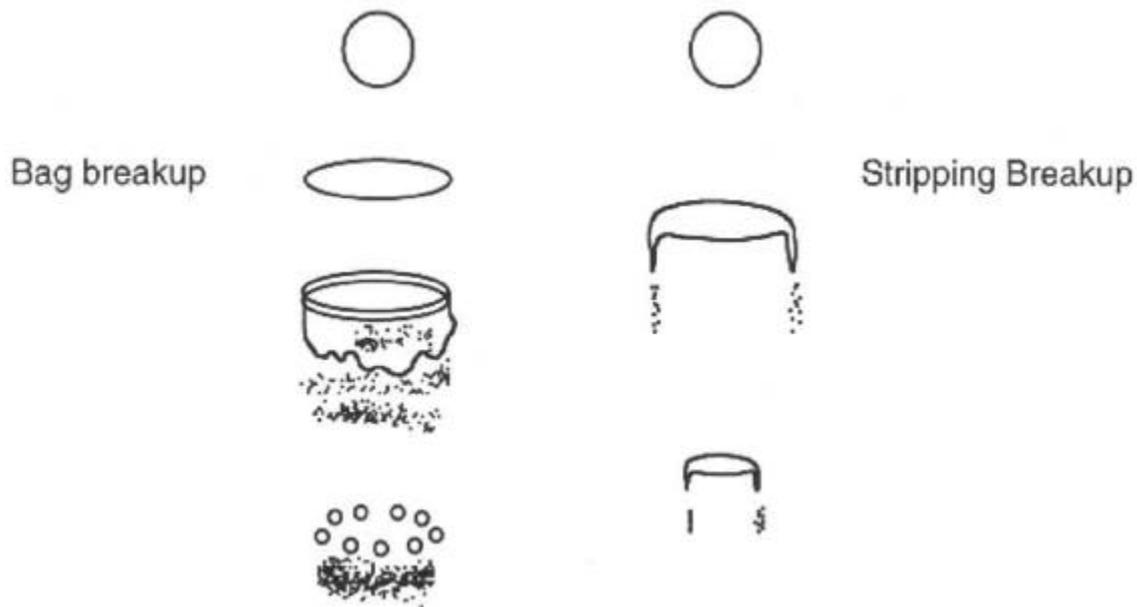


Abbildung 4.2-23 Tropfendeformation und Zerfall durch aerodynamische Kräfte (nach Krzeczowski /41/)

Von Reitz und Diwakar /42/, Hsiang und Faeth /43/, /44/ sowie Pilch und Erdman /45/ wurden Kriterien für die kritische Weber-Zahl, die Zeit bis zum vollständigen Zerfall und die Größe der entstehenden Sekundärtropfen abgeleitet. Von O'Rourke und Amsden /46/ wurde die TAB-Methode (Taylor-Analogy-Breakup) entwickelt, bei der jeder Tropfen als schwingendes System, analog zu einem gedämpften Feder-Masse System, betrachtet wird. Hierbei werden die Oberflächenkraft, die aerodynamischen

Kräfte sowie die Dämpfung aufgrund der Viskosität der Flüssigkeit berücksichtigt. Ein Vergleich verschiedener Zerfallsmodelle zeigt jedoch nur geringe Unterschiede hinsichtlich der Zerfallskriterien und der aus dem Zerfall resultierenden Tropfengrößen.

Das von Hsiang und Faeth /43/, /44/ anhand von experimentellen Untersuchungen in einem Stoßwellenrohr entwickelte Modell wurde in leicht modifizierter Form in das Rechenverfahren zur Einspritzstrahlberechnung implementiert. Dieses Modell bietet den Vorteil, daß sich der Durchmesser der entstehenden Tropfen mit nur einer Beziehung für alle Zerfallsmechanismen darstellen läßt. Als Voraussetzung für den Zerfall muß die Weber-Zahl des Tropfens für eine gewisse Zeit einen kritischen Wert überschreiten. Diese kritische Weber-Zahl wird in der Literatur /43/, /41/, /45/ mit $We_c=12$ angegeben. Die zum Zerfall erforderliche Zeitdauer ist abhängig von dem Durchmesser, der Relativgeschwindigkeit und dem Dichteverhältnis und kann mit Hilfe der dimensionslosen Zerfallszeit t^* wie folgt geschrieben werden:

$$t = t^* \cdot \frac{D_0}{w} \cdot \sqrt{\frac{r_d}{r_g}} \quad (4.2-9)$$

Die dimensionslose Zeit wird in guter Näherung für kleine Ohnesorge-Zahlen zu $t^*=5$ bestimmt.

Der Durchmesser der nach dem Zerfall entstehenden Tropfen wurde von Hsiang und Faeth in Form einer Größenverteilung experimentell bestimmt /44/. Die so ermittelten Durchmesserverteilungen können überraschenderweise für alle beobachteten Zerfallsformen mit Hilfe einer Wurzelnormalverteilung beschrieben werden. Der mittlere Durchmesser der entstehenden Tropfen nimmt mit zunehmender Weber-Zahl ab und kann aus einer Stabilitätsbetrachtung an einer charakteristischen Grenzschicht ermittelt werden. Dies entspricht vom Prinzip her der Modellierung des Zerfalls von laminaren Strahlen.

Die Größenverteilung der aus dem Zerfallsprozeß resultierenden Tropfen kann aus numerischen Gründen nur durch einen einzelnen Durchmesser charakterisiert werden. Bei Verwendung des Mass Mean Diameters (MMD) gilt für das Verhältnis der Durchmesser nach und vor dem Zerfall /43/:

$$\frac{D}{D_0} = 7,44 \cdot \left[\frac{r_d}{r_g} \right]^{0,25} \cdot \left[\frac{m_d}{r_d \cdot D_0 \cdot w} \right]^{0,5} \quad (4.2-10)$$

Problematisch ist die Übertragbarkeit der Ergebnisse aus Stoßwellenversuchen auf den Einspritzstrahl. Im Windkanal wird ein nahezu ruhender Tropfen schlagartig von einer Druckwelle beschleunigt und verformt, während die Tropfen im Dieselstrahl in einer hoch turbulenten Umgebung relativ gleichmäßig abgebremst werden. Daher sind die Bedingungen für Beginn und Dauer des Tropfenzerfalls in Einspritzstrahlen auf ihre Gültigkeit hin zu überprüfen.

4.2.3.4 Kollision und Koagulation

Bei höheren Flüssigkeitskonzentrationen gewinnt der Einfluß von Kollisionen zwischen den Tropfen zunehmend an Bedeutung. Im düsennahen Bereich ist dieser Effekt jedoch von den aerodynamischen Kräften und Scherkräften überlagert und daher kaum zu quantifizieren. Im dünneren Bereich des Einspritzstrahls bewirkt dieses Phänomen tendenziell eine Erhöhung des mittleren Tropfendurchmessers /10/.

Experimente an Tropfenketten von Brenn und Frohn /47/ haben gezeigt, daß eine Vielzahl möglicher Wechselwirkungen auftreten kann. In Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit, des Durchmesserhältnisses der beteiligten Tropfen, des Kollisionswinkels und der Stoffwerte, um nur einige Einflußparameter zu nennen, resultiert nach einer streifenden Berührung entweder lediglich eine Reduzierung der Geschwindigkeiten, oder es kommt zur dauerhaften Koagulation (Zusammenwachsen) oder zur Bildung eines oder mehrerer Satellitentropfen.

Es existieren verschiedene Modelle zur Berücksichtigung von Kollisionen in Simulationsprogrammen, wie das von O'Rourke und Bracco /48/, das auf an Wassertropfen gewonnenen experimentellen Daten aufbaut. Das Verhalten von Kohlenwasserstoffen ist jedoch aufgrund der unterschiedlichen Oberflächenspannung und Viskosität wesentlich komplexer, wie Jiang et al. /49/ gezeigt haben. Die Ansätze zur Modellierung der Kollisionsvorgänge, wie der von O'Rourke und Bracco, erfordern viel Rechenzeit und zusätzlich umfangreichen Speicherplatz. Aufgrund der im relevanten Strahlbereich geringen Tropfenbeladung und der fehlenden Absicherung der Modelle, gerade für Kohlenwasserstoffe bei hohen Temperaturen, wurden Kollisionen zwischen Tropfen nicht berücksichtigt.

4.2.3.5 Strahlentstehung

Hier soll zunächst versucht werden, die Prozesse zu erläutern, die zur Strahlabildung führen. Dazu wurde am Lehr- und Forschungsgebiet für Hochtemperaturthermodynamik (LHT) ein Einzelstrahl zu jeweils zwei verschiedenen Zeitpunkten mit Hilfe der Holographie beobachtet. Die an der Strahlentstehung beteiligten Prozesse erwiesen sich als so charakteristisch, daß mit Aufnahmen von verschiedenen Einspritz-

strahlen die typische Entstehungsgeschichte eines einzelnen Strahles rekonstruiert werden konnte /50/.

Bei den Untersuchungen wurden 7 mm^3 n-Dekan bei einem Kammerdruck von 17 bar und einer Temperatur von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ eingespritzt. Die ersten $10 \text{ }\mu\text{s}$ eines charakteristischen Einspritzstrahles werden in Abbildung 4.2-24 dargestellt. Der zeitliche Ablauf ist von links oben nach rechts unten dargestellt.

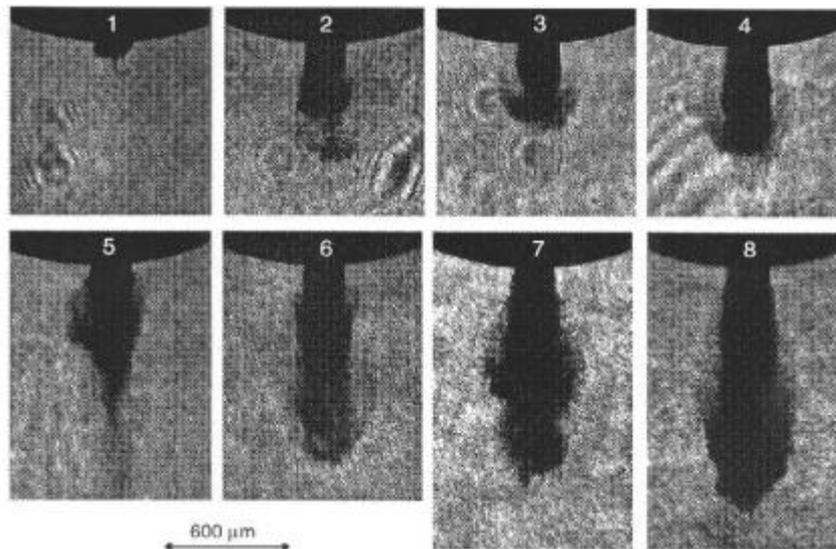


Abbildung 4.2-24 Holographische Aufnahmen des unmittelbaren Beginns der Einspritzung im Zeitraum $t < 10 \mu\text{s}$

Im ersten Teilbild von Abbildung 4.2-24 ist der Kraftstoff zu sehen, wie er aus der Düsenöffnung als zusammenhängender Flüssigkeitskern austritt, sieht man von gelegentlich auftretenden Voreinspritzungen ab. Der Kraftstoff bewegt sich zunächst geradlinig in die ruhende Umgebungsluft, wobei er eine leicht kegelige Form annimmt, wie im zweiten Teilbild zu erkennen ist. Im folgenden wird die Strahlspitze abgebremst und zur Seite abgedrängt. Dabei entsteht eine pilzähnliche Form. Diese nächsten beiden Teilbilder stammen von einem Hologramm, das mit einer Zeitdifferenz von $\Delta t = 1.5 \mu\text{s}$ zweimal belichtet wurde. Die Strahlspitze besitzt eine geringe Geschwindigkeit, während aus der Düse noch immer Kraftstoff mit hoher Geschwindigkeit nachfolgt. Dieser nachströmende Kraftstoff besitzt eine hohe kinetische Energie und durchstößt die Strahlspitze. Allerdings wurde meistens ein Durchstoßen auf einer Fläche beobachtet, die deutlich kleiner als die Einspritzöffnung ist, wie im fünften Teilbild zu erkennen ist. Die Strahlspitze wird jetzt von Kraftstoff gebildet, der die Düse zu einem späteren Zeitpunkt verlassen hat. Der zuerst eingespritzte Kraftstoff bleibt zurück. Dabei bilden sich viele kleine Tropfen mit einem Durchmesser von weniger als $5 \mu\text{m}$, die holographisch nicht exakt aufgelöst werden können. Der Strahlrandbereich besitzt eine geringere Geschwindigkeit als die Strahlspitze oder der Strahlkern. Der dünne Kraftstoffkern, der jetzt den vorderen Strahlbereich bildet, zerfällt sehr schnell in ein-

zelne Tropfen, siehe Teilbilder 5 und 6. Dabei werden diese Tropfen stark abgebremst und koagulieren. Es bildet sich wieder eine sehr dichte Strahlspitze aus, wie im siebten Teilbild dargestellt. In diesem Teilbild ist außerdem zu sehen, daß die erste pilzförmige Ausbuchtung ihre Geschwindigkeit mehr oder weniger beibehalten hat und die mittlerweile stark abgebremsten jüngeren Tropfen wieder einholt. Im letzten Teilbild ist der sich wieder ausbildende kegelförmige Strahl mit einer abgerundeten Spitze zu sehen. Der typische Einspritzstrahl mit schnellem Strahlkern und langsamerem Strahlmantel bildet sich also schon in den ersten 10 μs der Einspritzung aus.

Inwieweit die periodische Strahlausbreitung durch die Düseninnenströmung, insbesondere durch Kavitation beeinflusst wird, ist in Zukunft zu untersuchen. Die hohen Druckschwankungen in der Einspritzleitung sowie auch in Schlierenaufnahmen, wie z.B. in Abbildung 4.2-1, zu erkennende periodisch dichte und dünne Bereiche im Strahl geben Anlaß zu einer solchen Vermutung.

An einem einzigen Einspritzstrahl kann dieser extrem schnell ablaufende Prozeß zur Zeit noch nicht mit der hier erreichten Auflösung beobachtet werden. Dem stehen die derzeitigen technischen Möglichkeiten entgegen /51/, /52/. Hochgeschwindigkeitsfilme können diesen Prozeß zwar mit besserer zeitlicher Auflösung dokumentieren, aber die räumliche Auflösung des Bildes ist dann erheblich schlechter als bei der Holographie.

In Abbildung 4.2-25 sind Strahlaufnahmen für den direkt anschließenden Zeitraum von 10 bis 15 μs nach Einspritzbeginn dargestellt. Aufgrund stochastischer Schwankungen der Strahlspitzengeschwindigkeit ist der Strahl in Abbildung 4.2-25 noch nicht soweit eingedrungen wie im letzten Teilbild von Abbildung 4.2-24.

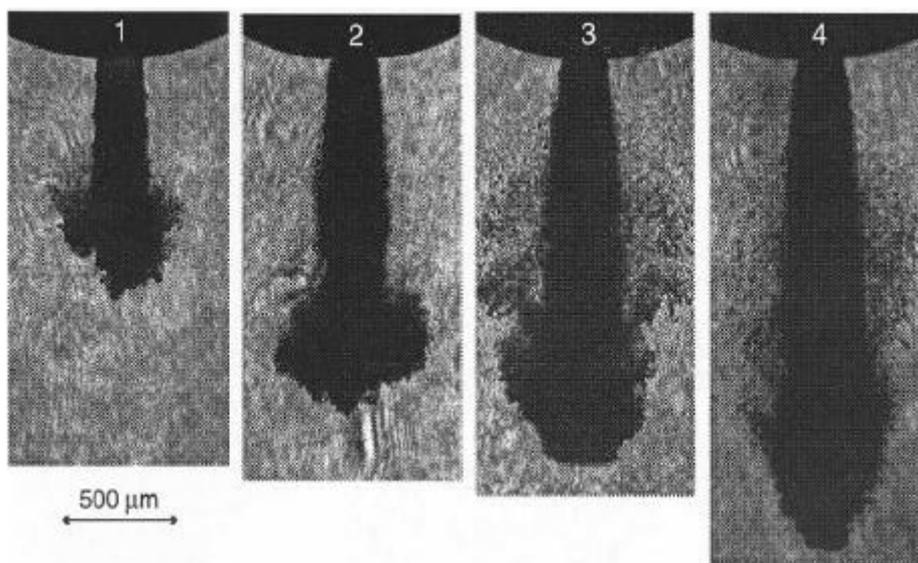


Abbildung 4.2-25 Ausbildung des Einspritzstrahles für den Zeitraum $10 \mu\text{s} < t < 15 \mu\text{s}$

Im ersten Teilbild ist das erneute Ausbilden einer pilzförmigen Strahlspitze zu erkennen. Es wurde von demselben Hologramm rekonstruiert wie das erste Teilbild von Abbildung 4.2-24. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Lichtpulsen bei der Aufzeichnung betrug $\Delta t = 10 \mu\text{s}$. Im zweiten Teilbild von Abbildung 4.2-25 ist in der Mitte der pilzförmigen Strahlspitze ein Buckel zu erkennen, der darauf hinweist, daß jüngerer nachströmender Kraftstoff wieder versucht, die Strahlspitze zu bilden. Ein tatsächliches Durchstoßen der Strahlspitze wurde allerdings zu diesem Zeitpunkt nie beobachtet. Stattdessen formt sich durch Tropfenkoagulation wieder eine Strahlspitze mit sehr hoher Kraftstoffkonzentration, wie im dritten Teilbild zu sehen ist. Vielfach hatten die Einspritzstrahlen wie in diesem Teilbild eine glatte Strahlspitze. Vereinzelt wurden Interferenzstreifen parallel zur Strahlspitze beobachtet, woraus auf einen optisch glatten Flüssigkeitsfilm an der Strahlspitze geschlossen werden kann. Im dritten Teilbild sind auch die älteren Tropfen zu beobachten, die jetzt in radialer Richtung weit abgedrängt sind. Etwa $15 \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn bildet sich wieder ein Strahl aus, der die in den letzten Teilbildern dargestellte typische Form hat. Der mit Abbildung 4.2-25 dokumentierte Vorgang war bei verschiedenen Einspritzungen unterschiedlich stark ausgeprägt, d.h. die Größe des entstehenden Pilzes bzw. das Ausbilden einer geraden Vorderkante wie im dritten Teilbild variierten stark bzw. traten teilweise gar nicht auf.

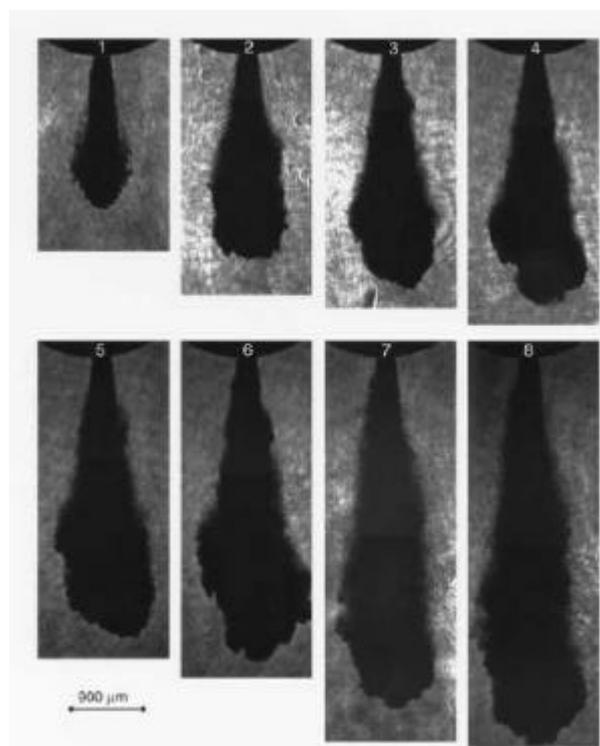


Abbildung 4.2-26 Ausbildung des Einspritzstrahles im Zeitraum $15 \mu\text{s} < t < 55 \mu\text{s}$

Während der folgenden 40 μs treten keine grundsätzlich anderen Strahlformen auf. Dieser Zeitraum ist in Abbildung 4.2-26 dargestellt. Die charakteristische Strahlform entsprechend den letzten Teilbildern von Abbildung 4.2-25 bleibt weitgehend erhalten, die Größe hingegen ändert sich.

Die Strahlspitze ist zunächst sehr dicht und glatt, Teilbilder 1 und 2. Im Laufe der Zeit wird diese glatte Form zunehmend zerstört, Teilbilder 5 und 6. Die Strahlspitze zerwellt und bildet unregelmäßige Ausbuchtungen. Ein Durchstoßen der Strahlspitze durch nachfolgenden Kraftstoff wird generell nicht beobachtet. Gelegentlich vor der Strahlspitze anzutreffende Tropfen, die im hier gewählten Vergrößerungsmaßstab nicht zu erkennen sind, werden sofort wieder eingeholt. Das vierte und das sechste Teilbild stellen denselben Einspritzstrahl mit einer zeitlichen Verzögerung von $\Delta t = 3.5 \mu\text{s}$ dar. Wie an diesen beiden Bildern zu sehen ist, bleiben größere Strukturen über diesen Zeitraum erhalten. Dies zeigt auch ein Vergleich des dritten und fünften Teilbildes, die ebenfalls mit einer Verzögerung von $\Delta t = 3.5 \mu\text{s}$ von demselben Einspritzstrahl aufgenommen wurden.

In dem von Abbildung 4.2-24 bis Abbildung 4.2-26 dokumentierten Zeitraum wird die Strahlspitze stark beschleunigt, wie in Kapitel 4.2.2 anhand von Abbildung 4.2-5 gezeigt wurde. Die Beschleunigung beträgt bis zu 500 000 m/s^2 und wird durch den Druck des in der Düse schnell nachströmenden Kraftstoffes auf die langsamere Strahlspitze bewirkt. Der Beschleunigung der Strahlspitze wirkt der Druck des relativ zur Strahlspitze ruhenden Gases entgegen. Dadurch wird Kraftstoff aus der Strahlspitze nach außen gedrängt und durch das umgebende Gas weiter abgebremst. Da dieser Kraftstoff nun nicht mehr durch den nachfolgenden beschleunigt wird, bleibt er gegenüber der Strahlspitze zurück. Das Zurückbleiben wird bei Betrachten der Strahlform in den Bildpaaren 3/5, 4/6 und 7/8 von Abbildung 4.2-26 deutlich. Es lassen sich jeweils charakteristische Ausbuchtungen in beiden Aufnahmen finden, deren Abstand von der Strahlspitze sich in der zweiten Aufnahme deutlich vergrößert hat.

Bei länger werdendem Strahl und der damit verbundenen Abbremsung der Strahlspitze, gewinnt der nachströmende Kraftstoff wieder zunehmend Einfluß auf die Form der Spitze. In Abbildung 4.2-27 sind Einspritzstrahlen für Zeiten von $t \approx 70, 80, 90$ und $600 \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn dargestellt.

Die Form der Strahlspitze im ersten Teilbild läßt vermuten, daß die breite Strahlspitze in ihrer Mitte wieder von nachströmendem Kraftstoff durchstoßen wird ($L = 7 \text{ mm}$). Im zweiten Teilbild bei einer Strahlänge von 7.5 mm ist wieder das Entstehen einer Pilzform angedeutet. Im dritten Teilbild ($L = 8 \text{ mm}$) wechseln sich am Strahlrand breitere dichte Strahlbereiche mit Einschnürungen ab. Diese breiteren Stellen werden als

Reste ehemaliger pilzförmiger Strukturen interpretiert, die dann jeweils vom nachkommenden Kraftstoff überholt werden. Bis zu einem Düsenabstand von ca. 6 mm bleibt der Strahl in guter Näherung axialsymmetrisch, während die breiteren Stellen für größere Strahllängen ohne erkennbare Systematik an beiden Seiten beobachtet werden.

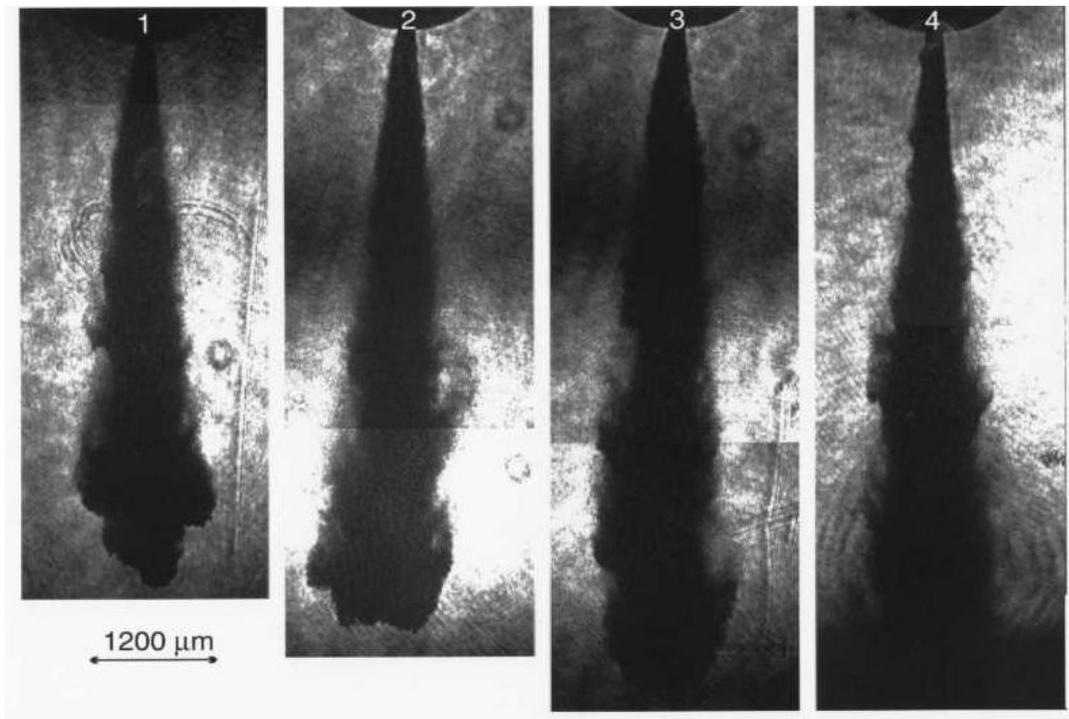


Abbildung 4.2-27 Ausbildung des Einspritzstrahles für die Zeit $t \gg 70, 80, 90$ und $600 \mu\text{s}$

Im vierten Teilbild zum Zeitpunkt von $600 \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn ist die Strahlspitze wegen der zu großen Strahllänge nicht im Hologramm aufgezeichnet. Dieses Teilbild vermittelt einen ähnlichen Eindruck wie das dritte aus Abbildung 4.2-26. Auch hier sind, wenngleich nicht so deutlich, Ausbuchtungen und Einschnürungen zu erkennen. Dies wird als Hinweis darauf interpretiert, daß periodische Abbremsungen und damit verbundene Vergrößerungen der Radialgeschwindigkeit nicht nur an der Strahlspitze, sondern auch im Inneren des Strahles erfolgen. Durch die damit bewirkte Mischung mit der umgebenden Luft, die mit der hier angewandten Technik nicht direkt dargestellt werden kann, wird der nachfolgende Kraftstoff auf seinem Weg zur Strahlspitze bereits stark abgebremst. Dadurch erhält der voll ausgebildete Strahl seine typische Form und die Strahlspitzengeschwindigkeit nimmt im Laufe der Zeit immer mehr ab.

In Abbildung 4.2-28 ist die Strahlspitze bei einer Strahllänge von etwa 20 mm dargestellt, entsprechend einem Zeitpunkt von etwa $250 \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn. Die Breite der Teilbilder beträgt 4 mm.

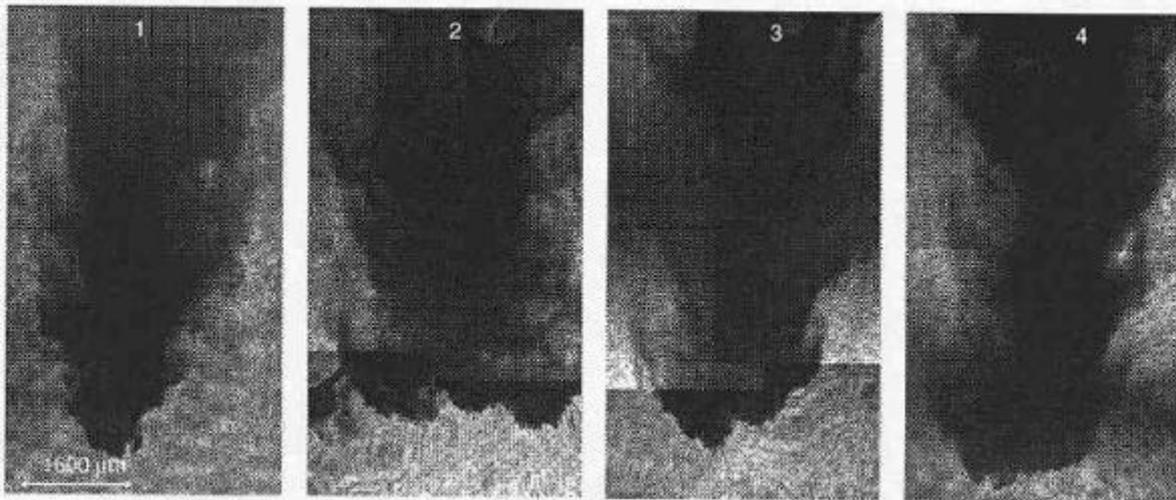


Abbildung 4.2-28 Strahlspitze an der Position 20 mm unterhalb der Düse

Der Prozeß der Zerfransung der Strahlspitze ist deutlich weiter fortgeschritten. Die Strahlspitze selbst kann sehr unterschiedliche Formen annehmen, wie der Vergleich von Teilbildern 1 und 2 zeigt. Im ersten ist eine sehr schlanke Spitze zu sehen. Stromauf der Strahlspitze können am Strahlrand sich periodisch wiederholende Bereiche hoher und niedriger Tropfendichte beobachtet werden. Der mittlere Abstand dieser Schwankungen beträgt ca. 1 mm. Die Breite des Strahles an seiner breitesten Stelle beträgt 3.5 mm. Demgegenüber steht ein Durchmesser von ca. 1 mm des dichten schnellen Strahlkerns. Im zweiten Teilbild ist ein Strahl mit sehr breiter Spitze zu sehen. Auffallend ist hier die hohe Symmetrie des vordersten Bereiches.

Ein stark asymmetrischer Strahl ist in den Teilbildern 3 und 4 dargestellt. Diese beiden Abbildungen stammen von derselben Einspritzung und wurden mit einem Pulsabstand von $\Delta t = 10.5 \mu\text{s}$ aufgenommen, was knapp einem Prozent der Einspritzdauer entspricht. Deutlich ist zu sehen, daß auf der rechten Seite der Spitze ein wesentlich schnellerer Bereich existiert. Der Kraftstoff, der den linken Teil der Spitze ausmacht, wird zur Seite gedrängt. Die Veränderungen laufen hier wesentlich langsamer ab als zu Beginn der Einspritzung, wie ein Vergleich mit Abbildung 4.2-24 zeigt. Aus einem Vergleich der Teilbilder drei und vier von Abbildung 4.2-28 läßt sich außerdem feststellen, daß die Strukturen, die durch die Dichteschwankungen an den Strahlrändern entstehen, bemerkenswert stabil sind. Sie behalten während des hier gezeigten Zeitintervalls sowohl ihre Form, als auch ihre relative Lage zueinander weitgehend bei.

Eine systematische Variation aller experimentellen Parameter konnte im Rahmen dieser Untersuchung nicht durchgeführt werden. Mit Hilfe einer solchen Studie könnten die hier dargestellten Ergebnisse auf andere Einspritzparameter übertragen werden, indem die äußeren Bedingungen und die Länge bzw. Geschwindigkeit des Strahles in

dimensionslosen Größen ausgedrückt werden. Weiterhin wären Untersuchungen bezüglich der Periodizität der Tropfenkonzentrationsschwankungen im äußeren Strahlbereich interessant, auch mit Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung. Die angesprochenen weiterführenden Untersuchungen können auch mit einem einfacheren Verfahren als der Holographie, z.B. der Strahlphotographie, durchgeführt werden.

Die hier dargestellten Vorgänge bei der Strahlentstehung decken sich sehr gut mit Ergebnissen der numerischen Simulation des Einspritzstrahls /53/. In Abbildung 4.2-29 sind einzelne Tropfenpositionen zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn dargestellt. Dabei deuten die verschiedenen Symbole aufeinanderfolgende Zeitintervalle an, in denen die jeweiligen Tropfen die Einspritzdüse verlassen haben. Kreise, Rauten, Dreiecke und Kreuze stehen für Tropfen aus aufeinander folgenden 0.25 ms langen Zeitintervallen.

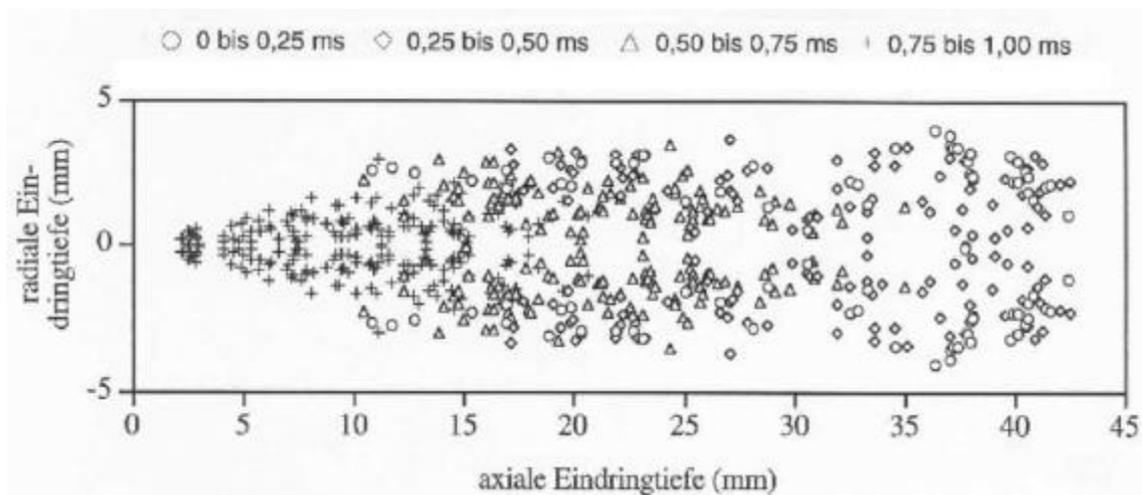


Abbildung 4.2-29 Numerisch berechneter Einspritzstrahl 1 ms nach Einspritzbeginn

Auf der Strahlachse ist eine Staffelung der Tropfen nach ihrem Alter zu erkennen. Im Gegensatz dazu besteht der äußere Strahlbereich aus einer anscheinend gut durchmischten Zusammensetzung von Tropfen aller Zeitintervalle. Bemerkenswert dabei ist, daß bei einem Düsenabstand von 10 mm noch Tropfen des zuerst eingespritzten Kraftstoffs (Kreise) gefunden werden. Diese Länge entspricht etwa der Länge, ab der mit der Holographie periodische Schwankungen der Tropfenkonzentration am Strahlrand beobachtet wurden, siehe Abbildung 4.2-27.

Die periodischen Schwankungen der Tropfenkonzentration werden durch die Simulation nicht dargestellt. Hierzu ist die räumliche Auflösung des Berechnungsgitters, die 1 mm beträgt, zu grob, so daß eine Beschreibung mit den üblichen Turbulenzmodellen für die Gasphase nicht möglich ist. Eine wesentliche Verfeinerung des Gitters

scheitert am Anstieg der erforderlichen Rechenzeit. Zudem werden weitere mögliche Ursachen für die periodische Strahlausbreitung in der Rechnung nicht genau genug erfaßt. Der zeitliche Druckverlauf in der Düse wird durch eine glatte, trapezförmige Funktion angenähert, so daß Geschwindigkeitsschwankungen der Flüssigkeit in der Düse unberücksichtigt bleiben.

Die Strukturen am Strahlrand wurden ebenfalls mit Hilfe einer holographischen Technik detailliert untersucht. Die Ergebnisse umfassen Angaben zur Tropfenkonzentration und Tropfengeschwindigkeit und werden im folgenden Kapitel 4.2.4 dargestellt.

4.2.4 Verdampfung

4.2.4.1 Grundlagen der Tropfenverdampfung

Ein wichtiger Teilprozeß ist die Verdunstung des Kraftstoffs, welche die Verteilung des Dampfes im Brennraum bestimmt und somit entscheidend die Selbstzündung und die anschließende Verbrennung beeinflusst. Die Höhe der Verdunstungsrate hängt einerseits von Temperatur, Geschwindigkeit und Druck des Gases, andererseits von den chemischen und physikalischen Eigenschaften des Kraftstoffs sowie der Tropfengrößenverteilung ab.

Bei Grundlagenuntersuchungen werden oft anstelle von Dieselkraftstoffen Modellkraftstoffe eingesetzt. Das Verhalten der Modellkraftstoffe wie n-Heptan unterscheidet sich hinsichtlich Zerstäubung, Verdunstung und Zündverzug deutlich von dem des Dieselkraftstoffs. Eine bessere Annäherung an die physikalischen Eigenschaften und das Verhalten des Dieselkraftstoffs ist durch die Verwendung von Mehrkomponenten-Modellkraftstoffen möglich, wozu ein Zweikomponentenkraftstoff bestehend aus n-Dekan und *a*-Methylnaphthalin ausgewählt wurde.

Zur Berechnung der Erwärmung und Verdunstung von Tropfen sind die gekoppelten Wärme- und Stoffaustauschvorgänge in der Gasgrenzschicht und im Tropfen selbst sowie der Phasenübergang zu betrachten. Dazu können unterschiedlich aufwendige Verfahren eingesetzt werden.

Eine vollständige numerische Simulation der Impuls-, Wärme- und Stoffaustauschvorgänge in der Flüssig- und in der Gasphase ist auch bei Einsatz von Großrechnern in naher Zukunft undurchführbar und kann allenfalls für die Modellentwicklung eingesetzt werden.

Eine einfachere Möglichkeit zur Beschreibung der Austauschvorgänge an der Oberfläche ist die Verwendung von Kennzahlgesetzen /54/, /55/. Die Änderung der Tropfenvariablen kann hierbei unabhängig von derjenigen der Gasumgebung berechnet

werden. Aufgrund der damit möglichen Vereinfachungen ist der notwendige Rechenaufwand geringer, weshalb dieser Ansatz in allen heutigen Programmen zur Strahlsimulation verwendet wird. Die räumliche Ausdehnung des Tropfens darf bei der Berechnung der Gasphase meist vernachlässigt werden, so daß der Tropfen als punktförmige Quelle oder Senke von Impuls, Energie und Masse aufgefaßt werden kann.

Neben den verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung der an der Oberfläche übergehenden Wärme- und Stoffströme kann auch die Modellierung des Wärme- und Stofftransports im Tropfeninneren auf unterschiedliche Arten erfolgen. In den meisten Rechenverfahren zur Simulation von Einspritzstrahlen wird davon ausgegangen, daß innerhalb des Tropfens eine einheitliche, zeitlich veränderliche Temperatur herrscht. Dieses Modell wird als „Mischungsmodell“ bzw. „Well-Mixed“-Modell bezeichnet.

Eine Berücksichtigung der Wärmeleitung oder Zusammensetzung im Tropfeninnern ist näherungsweise mit einem Schalenmodell möglich /56/, /57/. Dazu wird die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung bzw. Diffusionsgleichung unter der Annahme der Kugelsymmetrie für den Tropfen gelöst. Dieser Ansatz wurde von Abramzon und Sirignano /58/ erweitert, indem sie eine erhöhte effektive Wärmeleitfähigkeit zur Berücksichtigung des Einflusses der tropfeninternen Strömung einführten. Dieses sogenannte Effective-Conductivity-Modell basiert auf Ergebnissen einer vollständigen numerischen Simulation und gibt gemessene Temperaturverteilungen im Tropfen gut wieder. Dieses Modell ist zwischen dem Mischungsmodell und dem Schalenmodell angesiedelt, die als Grenzfälle den unendlich schnellen bzw. diffusionsbestimmten, langsamen Wärmetransport im Tropfen betrachten.

Unklarheit herrscht in der Literatur über die Bedeutung verschiedener weiterer Einflüsse. Dazu gehören der verbesserte Wärme- und Stoffaustausch an der Oberfläche aufgrund erhöhter Gasturbulenz sowie die Auswirkungen der Abbremsung bzw. Beschleunigung auf den Widerstandsbeiwert. Bei höherem Volumenanteil der Tropfen in der Gasphase beeinflussen sich die Tropfen gegenseitig, wodurch sich die Austauschgrößen verringern können /59/. Die Berücksichtigung der Tropfendehformation durch hohe aerodynamische Kräfte führt durch die vergrößerte Querschnittsfläche zu einem starken Anstieg der Widerstandskraft /60/.

Bei Mehrkomponententropfen kann eine Entmischung der einzelnen Komponenten stattfinden, wodurch die Oberfläche an leichter flüchtigem Stoff verarmt. Landis und Mills /57/ haben als eine der ersten die Stofftransportvorgänge innerhalb des Tropfens untersucht und einen hemmenden Einfluß der Stoffdiffusion bei hohen Umgebungstemperaturen festgestellt. Das von ihnen eingesetzte Diffusionsmodell basiert auf den gleichen Annahmen wie das Wärmeleitungsmodell durch Diffusion und berücksichtigt

außer der Wärmeleitung auch den Stofftransport. Kneer et al. /56/ erweiterten das Diffusionsmodell durch eine Berücksichtigung der temperatur- und konzentrationsabhängigen Stoffwerte der Flüssigkeit.

In letzter Zeit wurde das nichtideale Verhalten von Tropfen im nahe- und überkritischen Bereich intensiv untersucht. Bei höheren Drücken löst sich merklich Stickstoff in der Flüssigkeit, wodurch der Phasengrenzzustand und damit die Konzentrationen an der Oberfläche sowie die Enthalpiedifferenz für den Phasenübergang beeinflusst werden. Auch bei der Einkomponentenverdunstung muß dann der Tropfen als binäres Gemisch, bestehend aus Kraftstoff und gelöstem Stickstoff, betrachtet werden. Das nichtideale Verhalten wird mit Hilfe von thermischen Zustandsgleichungen /61/ beschrieben, die rechenzeitintensive Iterationen erfordern.

Die gesamte Verdunstungszeit eines Tropfens ist von den Anfangs- und Randbedingungen wie Durchmesser, Druck, Temperatur, Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas sowie den Stoffeigenschaften abhängig. Eine Bewertung des Einflusses der tropfeninternen Transportvorgänge ist für jeden Anwendungsfall gesondert durchzuführen /62/. Unter motorähnlichen Bedingungen, also bei Gastemperaturen um 500 °C und Drücken um 45 bar, sind die Transportvorgänge im Tropfeninneren nicht zu vernachlässigen, wie eigene Untersuchungen zeigen /7/. Daher wird zur Berechnung eines Einspritzstrahls ein Tropfenmodell eingesetzt, das die Wärmeleitungs- und Diffusionswiderstände im Tropfen berücksichtigt.

4.2.4.2 Modelle

Die folgenden Modelle sind für einzelne kugelförmige Tropfen gültig. Die Austauschvorgänge an der Phasengrenze werden mit Hilfe von Kennzahlgesetzen erfaßt. Da unter dieselmotorischen Randbedingungen die Prozesse im Tropfeninneren jedoch so langsam verlaufen, daß große Temperatur- und Konzentrationsgradienten im Tropfen entstehen, müssen komplexere Diffusionsmodelle, die die diffusiven Transportvorgänge im Tropfeninnern erfassen, herangezogen werden. Die Dampfkonzentrationen an der Tropfenoberfläche sowie die Enthalpiedifferenz beim Phasenübergang ergeben sich aus Phasengleichgewichtsbeziehungen. Die Annahme idealen Verhaltens führt zum Raoult'schen Gesetz. Der Einfluß des erhöhten Umgebungsdrucks auf die Enthalpiedifferenz sowie das reale Verhalten des Gases und der Flüssigkeit und deren Wechselwirkungen lassen sich mit Hilfe einer thermischen Zustandsgleichung berücksichtigen. Dazu wird hier die Peng-Robinson-Zustandsgleichung eingesetzt /61/. /63/. Besonderes Augenmerk wurde auf die temperatur- und konzentrationsabhängige Beschreibung der Stoffwerte sowohl des Gases als auch der Flüssigkeit gelegt. Für die flüssige Phase werden für die Stoff-

wertberechnung reduzierte Temperaturen bis zum kritischen Punkt verwendet /7/, /61/, /64/.

Die Berechnung der zwischen den Phasen übergelenden Stoff- und Energieströme erfolgt durch Lösung der Erhaltungsgleichungen in der Gasgrenzschicht, wozu die Einführung einer idealisierten Gasumgebung erforderlich ist, die den charakteristischen Zustand in der Grenzschicht wiedergibt, siehe Abbildung 4.2-30.

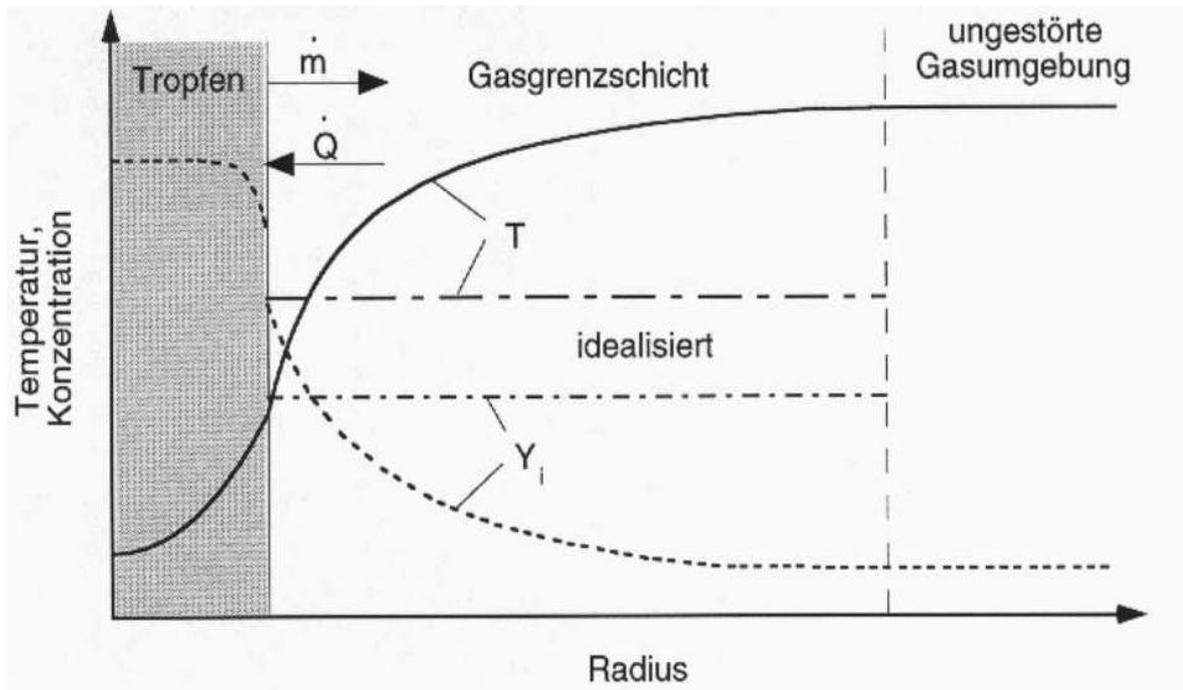


Abbildung 4.2-30 Typische Temperatur- und Konzentrationsverläufe im Tropfen und in der Grenzschicht

Die folgenden Beziehungen gelten für alle hier betrachteten Tropfenmodelle, die sich lediglich in der Beschreibung der tropfeninternen Vorgänge unterscheiden.

Der gesamte übergelende Massenstrom \dot{m} ist die Summe der Massenströme der einzelnen Komponenten \dot{m}_i /65/:

$$\dot{m}_i = e_i \cdot \dot{m} = r_g \cdot D_{i,g} \cdot p \cdot D \cdot Sh_i \cdot \ln(1 + B_i) \quad (4.2-11)$$

mit der Sherwood-Zahl für Kugeln

$$Sh_i = 2 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc_i^{1/3} \quad (4.2-12)$$

Zusätzlich wird die Filmkorrektur nach Abramzon und Sirignano /58/ verwendet. Bei Zweikomponentenkraftstoffen ist eine iterative Berechnung notwendig, um die unter-

schiedlichen Diffusionskoeffizienten der beiden verdunstenden Stoffe im Gemisch zu berücksichtigen.

Der durch Konvektion an den Tropfen übertragene Wärmestrom läßt sich wie folgt schreiben:

$$\dot{Q}_c = p \cdot D^2 \cdot h_c \cdot (T_{g,\infty} - T_{g,s}) \quad (4.2-13)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient h_c kann aus dem empirischen Nusselt-Gesetz für Kugeln bestimmt werden /54/, das ebenfalls um eine Filmkorrektur zur Berücksichtigung der Stoffübergangs erweitert wird.

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (4.2-14)$$

Der Beitrag der Verdunstungsenthalpie zur Energiebilanz beträgt:

$$\dot{Q}_v = \dot{m} \cdot \sum_{i=1}^2 e_i \cdot L_i \quad (4.2-15)$$

Die hier dargestellten Beziehungen dienen als Randbedingungen für die Berechnung des Zustandes im Tropfeninnern.

Mischungsmodell

Der Name dieses Modells besagt, daß der Tropfen als homogen durchmischt betrachtet wird, was einer unendlich hohen Wärmeleitfähigkeit bzw. einem sehr schnellem Stofftransport entspricht. Temperatur, Zusammensetzung und damit auch die Stoffwerte der Flüssigkeit sind räumlich konstant und ändern sich zeitlich.

In Anwendungsfällen, in denen der Aufheizvorgang des Tropfens im Vergleich zur Verdunstungszeit sehr schnell abläuft oder die Tropfen schon mit adiabater Temperatur zugeführt werden, ist diese Annahme gerechtfertigt. Das ist normalerweise für schwerflüchtige Stoffe und niedrige Umgebungstemperaturen der Fall, nicht aber bei motorähnlichen Bedingungen.

Aufgrund der oben genannten Voraussetzungen werden die Transportvorgänge im Innern der Tropfen nicht im Detail erfaßt, vielmehr genügt die Betrachtung der Phasengrenze und der Transportprozesse in der Gasgrenzschicht. Die Energiebilanz um einen Tropfen lautet dann wie folgt:

$$m_d \cdot c_{p,d} \cdot \frac{dT_d}{dt} = \dot{Q}_c - \dot{Q}_v \quad (4.2-16)$$

Mit den Randbedingungen für den übergehenden Massen- und Wärmestrom kann diese gewöhnliche Differentialgleichung unter Verwendung der adiabaten Temperatur gelöst werden.

$$T_{\text{ad}} = T_{\text{g},\infty} - \frac{\dot{m} \cdot \sum_{i=1}^2 e_i \cdot L_i}{h_c \cdot p \cdot D^2} \quad (4.2-17)$$

Damit ergibt sich die Bestimmungsgleichung für die Tropfentemperatur nach einem Zeitschritt Δt zu

$$T_{\text{d}} = T_{\text{ad}} + (T_{\text{d}}^0 - T_{\text{ad}}) \cdot \exp \left[\frac{h_c \cdot p \cdot D^2}{m_{\text{d}} \cdot c_{\text{p,d}}} \cdot \Delta t \right] \quad (4.2-18)$$

Aus der Stoffbilanz für eine Komponente folgt für die Massenkonzentration der Komponente i im Tropfen:

$$Y_{\text{d},i} = Y_{\text{d},i}^0 - \frac{\dot{m} \cdot \Delta t}{m_{\text{d}}^0} \cdot [\varepsilon_i - Y_{\text{d},i}^0] \quad (4.2-19)$$

Die neue Tropfenmasse folgt unmittelbar aus der Massenbilanz. Der neue Durchmesser wird aus der soeben berechneten Masse und der Dichte bei neuer Temperatur und Zusammensetzung mit Hilfe des Kugelvolumens bestimmt. Damit ist gewährleistet, daß der Durchmesser immer die existierende Masse repräsentiert. Ein Tropfen wird als vollständig verdunstet betrachtet, wenn seine Masse den Wert von $5 \cdot 10^{-17}$ kg unterschreitet, was einem Durchmesser von etwa $0.7 \mu\text{m}$ entspricht.

Das Mischungsmodell ist im Gegensatz zu den anderen folgenden Modellen nicht auf binäre Gemische beschränkt, da der Stoff- und Wärmetransport innerhalb des Tropfens unendlich schnell abläuft und deshalb die bei der Behandlung der internen Transportvorgänge auftauchenden Schwierigkeiten entfallen.

Diffusionsmodell

Für ein binäres Flüssigkeitsgemisch genügt es, den Stofftransport einer einzigen Komponente mit Hilfe des binären Diffusionskoeffizienten zu betrachten, da der Massenanteil der zweiten Komponente aus der Summationsbeziehung folgt. Zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten muß neben der Temperatur auch die Zusammensetzung berücksichtigt werden, weil in Flüssigkeiten die Dichte und damit der Einfluß der zwischenmolekularen Kräfte wesentlich höher als in Gasen ist.

Der Ansatz über den binären Diffusionskoeffizienten ist nur für Zweistoffgemische geeignet, da bei mehr als zwei Komponenten die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Stoffen berücksichtigt werden müssen. Die Diffusionsströme werden dann nicht nur von dem Gradienten des jeweiligen Stoffes bestimmt, sondern von denen aller Komponenten. Das zu lösende Gleichungssystem ist daher sehr komplex und die Lösung nur mit hohem Rechenaufwand möglich. Lediglich für sehr geringe Konzentrationen einer dritten Komponente ist eine relativ einfache Modellierung möglich /61/.

Bei Vernachlässigung der inneren Konvektion lautet die Energiegleichung für einen Zweikomponententropfen unter Berücksichtigung des Enthalpietransports aufgrund von Diffusion /7/, /56/:

$$\frac{\partial(r_d \cdot c_{p,d} \cdot r^2 \cdot T_d)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[k_d \cdot r^2 \cdot \frac{\partial T_d}{\partial r} \right] + r_d \cdot r^2 \cdot \frac{\partial T_d}{\partial r} \cdot (c_{p,d,1} - c_{p,d,2}) \cdot D_{12} \cdot \frac{\partial Y_{d,1}}{\partial r} \quad (4.2-20)$$

Die entsprechende Erhaltungsgleichung für die Komponente 1 lautet:

$$\frac{\partial Y_{d,1}}{\partial t} = D_{12} \cdot \left[\frac{\partial^2 Y_{d,1}}{\partial r^2} + \left[\frac{2}{r} + \frac{1}{r_d} \cdot \frac{\partial r_d}{\partial r} + \frac{1}{D_{12}} \cdot \frac{\partial D_{12}}{\partial r} \right] \cdot \frac{\partial Y_{d,1}}{\partial r} \right] - Y_{d,1} \cdot \frac{1}{r_d} \cdot \frac{\partial r_d}{\partial r} \quad (4.2-21)$$

Die Randbedingungen im Tropfenzentrum bei $r=0$ folgen aus der Symmetriebedingung. Aus den Bilanzen an der Tropfenoberfläche $r=r_d(t)$ lassen sich der in die Flüssigkeit eindringende Wärmestrom und der Massenstrom zu

$$4 \cdot \pi \cdot r_d^2 \cdot k_{d,s} \cdot \frac{\partial T_d}{\partial r} = \dot{Q}_c - \dot{Q}_v \quad (4.2-22)$$

$$4 \cdot \pi \cdot r_d^2 \cdot \rho_{d,s} \cdot D_{12,s} \cdot \frac{\partial Y_{d,1}}{\partial r} = \dot{m} \cdot (Y_{d,1,s} - e_1) \quad (4.2-23)$$

berechnen. Die Wärmeströme sind in Gleichung (4.2-13) und Gleichung (4.2-15) angegeben. Der Strahlungswärmestrom beträgt nach einer Abschätzung für typische Tropfen im Einspritzstrahl weniger als 2% des konvektiven Wärmestroms und kann somit vernachlässigt werden.

Nach Beendigung des Aufheizvorgangs erreicht der Tropfen einen stationären Zustand, bei dem die in den Tropfen eindringende Wärme gleich null ist. Der aus dem

Gas zugeführte Wärmestrom deckt dann gerade den zur Verdunstung benötigten Enthalpiestrom. Man spricht in diesem Fall vom Kühlgrenzzustand bzw. von der adiabaten Tropfentemperatur.

Weil sich der Tropfendurchmesser während der Verdunstung stark ändert, ist eine numerische Lösung mit einem festen radialen Gitter schwierig und ungenau, da mit der Reduzierung des Durchmessers Gitterpositionen wegfallen müssen. Ein wesentlich einfacheres und genaueres Lösungsverfahren ist mit Hilfe eines bewegten Gitters möglich, wozu eine dimensionslose radiale Koordinate $w=r/r_D$ eingeführt wird [7], [56], [57]. Die Erhaltungsgleichungen und Randbedingungen müssen entsprechend transformiert werden.

Das vorliegende Gleichungssystem ist von den unabhängigen Variablen w und t abhängig. Zu dessen Lösung ist die Kenntnis der Anfangsbedingungen, also die radiale Verteilung der Temperatur und des Massenanteils, zum Beispiel beim Austritt des Tropfens aus der Düse, und der zeitlich veränderlichen Randbedingungen erforderlich. Die neu zu bestimmenden Größen wie Temperatur und Konzentration im Tropfen sind nur von denen des vorherigen Zeitschritts und den aktuellen Randbedingungen abhängig und können daraus sukzessiv bestimmt werden.

Zur numerischen Lösung der Erhaltungsgleichungen werden diese mit einem Finite-Differenzen-Verfahren diskretisiert, wozu der Tropfen in eine gewisse Anzahl Schalen zu unterteilen ist. Es wird ein äquidistantes Gitter verwendet, um den notwendigen Rechenaufwand zu minimieren. Die örtlichen Gradienten werden durch die Differenzen der beiden benachbarten Gitterpunkte ausgedrückt. Die zeitliche Diskretisierung von Temperatur und Massenanteil erfolgt implizit, womit eine hohe Stabilität des Lösungsverfahrens auch bei großen Zeitschrittweiten bei geringfügig kleinerer Genauigkeit erreicht wird. Aus der vollständigen Diskretisierung erhält man ein lineares Gleichungssystem, das mit Hilfe des Tri-Diagonal-Matrix-Algorithmus (TDMA) gelöst wird.

Die Genauigkeit der Lösung ist sowohl von der verwendeten Anzahl der Gitterpunkte als auch von der Zeitschrittweite abhängig. Aus Testrechnungen in konstanter Gasumgebung folgte, daß bei einer Gastemperatur von 773 K und einem Druck von 45 bar schon mit 10 radialen Gitterpunkten eine völlig ausreichende Genauigkeit erzielt werden konnte. Die Zeitschrittweite wird als Funktion des jeweiligen Tropfenzustands bestimmt, wobei typische Zeitschrittweiten im Bereich von 1 μ s liegen.

Für die Untersuchung eines reinen Stoffs und Vernachlässigung der Gaslöslichkeit erübrigen sich die Diffusionsbetrachtung und die Berechnung des Massenanteils. Es braucht lediglich die Wärmeleitung betrachtet zu werden.

Zur Berücksichtigung der konvektiven Strömung im Innern des Tropfens kann ein von Abramzon und Sirignano /58/ vorgestellter Ansatz verwendet werden. Aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas und der dadurch bedingten Scherkräfte entlang der Oberfläche können sich ringförmige Wirbel im Tropfen bilden. Unter der Voraussetzung, daß der konvektive Transport entlang dieser Stromlinien wesentlich schneller abläuft als der diffusive Transport senkrecht dazu, kann die zweidimensionale Wirbelströmung durch einen eindimensionalen Ansatz angenähert werden.

Dazu werden effektive Transportkoeffizienten für den Wärmeaustausch eingeführt, die sich aus den molekularen Stoffwerten und dem effektiven Transportparameter c ergeben und die hier auch für den Stoffaustausch übernommen werden.

$$k_{d, \text{eff}} = c \cdot k_d \quad (4.2-24)$$

$$D_{12, \text{eff}} = c \cdot D_{12} \quad (4.2-25)$$

Der Transportparameter ist abhängig von der Peclet-Zahl der Flüssigkeit und variiert zwischen $c=1$ für einen Tropfen ohne innere Strömung und dem maximalen Wert von $c=2.72$ für große Reynolds- bzw. Peclet-Zahlen /58/. Die mit diesem Modell berechneten Ergebnisse liegen prinzipiell zwischen denjenigen des Diffusionsmodells und denen des Mischungsmodells, bei dem ein unendlich schneller radialer Transport vorausgesetzt wird. Der maximale Wert des Transportparameters wird unter motornahen Bedingungen schon für Reynolds-Zahlen von etwa 30 erreicht. Da im Einspritzstrahl die überwiegende Anzahl der Tropfen höhere Reynolds-Zahlen besitzt, resultiert aus den vorgestellten Beziehungen zumeist ein 2.7 mal schnellerer radialer Transport als beim rein diffusionskontrollierten Modell.

4.2.4.3 Wandfilmverdampfung

Die Bildung eines Wandfilms ist zumeist unerwünscht, da die Gemischbildung verzögert wird. Wegen der kleineren spezifischen Oberfläche verläuft die Verdampfung eines Kraftstofffilms meist langsamer als die eines Tropfens. Bei Wärmezufuhr über die Wand kann die Verdampfung aber auch gegenüber der Tropfenverdampfung intensiviert werden.

Die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten der Wärme- und Stoffaustauschvorgänge entsprechen denen am Tropfen, so daß auf diese hier nicht näher eingegangen wird. Die bei der Bildung des Wandfilms beteiligten Prozesse wie Anlagerung, Reflexion und Zerplatzen von Tropfen beim Wandaufprall wurden in Kapitel 3.1 ausführlich beschrieben. Die Übertragung der dort dargestellten Ergebnisse auf Wechselwirkungen zwischen Tropfen und Flüssigkeitsfilm ist jedoch nur schwer möglich. In Wandnähe liegt

zudem eine hohe Kollisionswahrscheinlichkeit vor, die durch die unterschiedlichen Bewegungsrichtungen der Tropfen vor bzw. nach dem Aufprall bedingt ist.

Im vorangegangenen Kapitel zur Strahlausbreitung im Dieselmotor sind die globalen Wechselwirkungen beim Strahlaufprall auf eine ebene Wand bzw. in einer Mulde näher erläutert.

4.2.4.4 Tropfenphase

Zunächst wird die Tropfenphase im Detail untersucht, insbesondere die Tropfengröße, Geschwindigkeit und Temperatur. Zum besseren Verständnis des Verdunstungsablaufes ist in Abbildung 4.2-31 der berechnete zeitliche Verlauf der gesamten im Strahl vorliegenden flüssigen Kraftstoffmasse dargestellt.

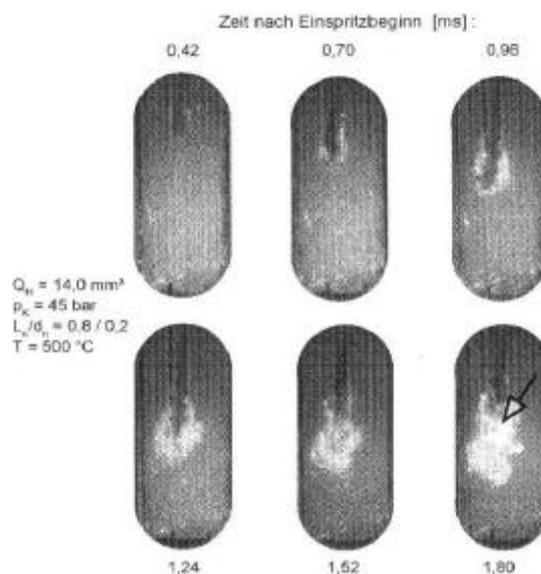


Abbildung 4.2-31 Verdunstungsverhalten eines n-Heptan Strahls (773 K, 45 bar, 7 mm³)

Der verdunstete Anteil, der sich aus der Differenz zwischen eingespritzter und vorhandener Masse ergibt, ist kurz nach Einspritzbeginn sehr gering, was mit dem zunächst dominierenden Aufheizvorgang der Tropfen zu erklären ist. Erst nach etwa 0,2 ms setzt deutlich die Verdunstung ein, wobei sich nach etwa 0,4 ms ein Gleichgewicht zwischen verdunstender und an der Düse zugeführter Masse einstellt. Mit dem diffusionskontrollierten Tropfenmodell wird eine etwas früher einsetzende und stärkere Dampfbildung vorhergesagt, da besonders die großen Tropfen bei diesem Modell schneller eine höhere Oberflächentemperatur annehmen und daher stärker verdunsten als beim Mischungsmodell.

Dieses Ergebnis wird durch die Auswertung des für den gesamten Einspritzstrahl berechneten mittleren Sauter-Durchmessers (SMD) bestätigt. Dieser beschreibt das Verhältnis von Volumen zu Oberfläche aller Tropfen und ist somit ein Maß für die Verdunstungsgeschwindigkeit. Der für den gesamten Strahl ermittelte SMD beträgt $20.6 \mu\text{m}$ beim Diffusionsmodell und $22.9 \mu\text{m}$ bei Einsatz des Mischungsmodells. Die Dampffreisetzung nimmt mit steigendem SMD ab und ist eng mit diesem korreliert.

Diese Ergebnisse können gut mit Auswertungen von Schlierenaufnahmen verglichen werden, welche die sogenannte „Strahlspitzenverdunstung“ deutlich machen. Für verschiedene Kraftstoffe ist in Abbildung 4.2-32 der Zeitpunkt der Bildung von Dampfzonen an der Strahlspitze aufgetragen. Dies ist ein Maß für die Dichte des Strahls an der Spitze.

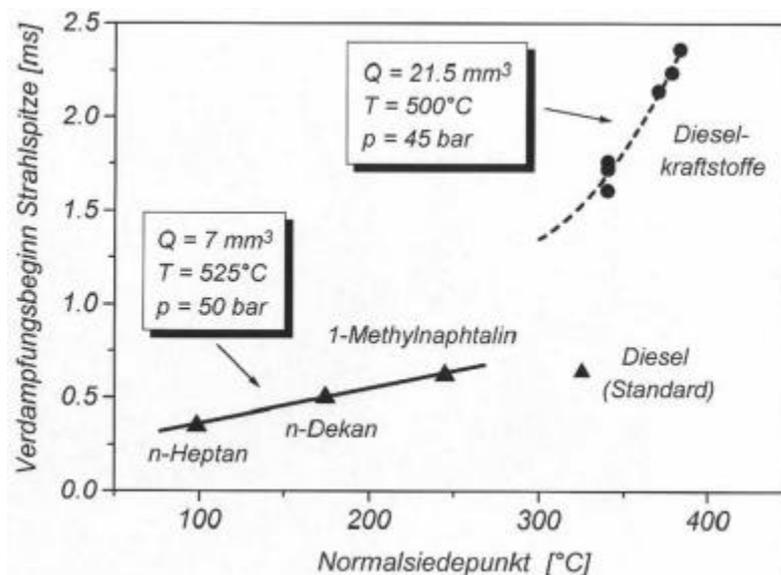


Abbildung 4.2-32 Beginn der Strahlspitzenverdunstung für Kraftstoffe mit unterschiedlicher Siedetemperatur

Die für n-Heptan gemessene Zeit von 0,35 ms stimmt sehr gut mit dem aus Abbildung 4.2-31 zu entnehmendem Zeitpunkt überein, ab dem sich ein quasi konstanter Zustand mit gleichbleibender Flüssigkeitsmasse einstellt. Mit abnehmender Flüchtigkeit des Kraftstoffs, die hier durch die Normalsiedetemperatur ausgedrückt ist, steigt die Zeit bis zum Beginn der Strahlspitzenverdunstung an. Mit steigender insgesamt eingespritzter Kraftstoffmenge nimmt der Zeitverzug bis zum deutlichen Erkennen der Verdunstung stark zu, was am Beispiel des Dieselmotorkraftstoffs zu erkennen ist. Damit verbunden ist auch ein Anstieg der Länge des Strahlkerns nahe der Düse.

Einzeltropfengeschwindigkeit und lokale Tropfenkonzentration

Die Geschwindigkeit von Einzeltropfen sowie die lokale Tropfenkonzentration wurde im Lehr- und Forschungsgebiet für Hochtemperaturthermodynamik mit Hilfe der Dunkelfeldholographie (siehe Kap. 6.2.5.2) für einige voll ausgebildete Einspritzstrahlen zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn bestimmt. Wegen der extrem hohen Tropfenkonzentrationen konnte nur jeweils ein Teilbereich eines Einspritzstrahles untersucht werden. In Abbildung 4.2-33 ist ein Beispiel für die lokale Tropfenkonzentration dargestellt. Der abgebildete Bereich entspricht einem Abstand von 22 bis 40 mm von der Düse und einem Abstand der beleuchteten Schicht von der Strahlachse von 4 mm. Der Strahl durchheilt das Meßfenster achsensymmetrisch von oben nach unten. Die ermittelten Tropfenkonzentrationen sind hier als Grauwertverteilung dargestellt. Dabei ist die Einheit an der rechts im Bild dargestellten Skala pts./square, also Tropfen pro Flächeneinheit. Eine Flächeneinheit entspricht einem Pixel in der Grauwertdarstellung des Strahls. Die Größe einer Flächeneinheit betrug hier $0,4 \times 0,4 \text{ mm}^2$. Die Größe einer Flächeneinheit wird so gewählt, daß der entstehende optische Eindruck leicht interpretiert werden kann. Durch Dividieren der Anzahl der Tropfen pro Flächeneinheit durch die Schichtdicke von 0,5 mm erhält man die Tropfenanzahl pro Volumen. Die maximale Tropfendichte im hier dargestellten Bereich beträgt $2,2 \cdot 10^3$ Tropfen / mm^3 .

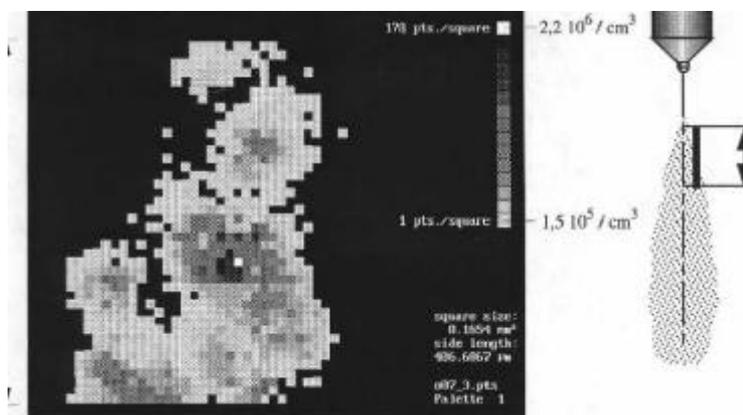


Abbildung 4.2-33 Holographisch bestimmte, lokal aufgelöste Tropfendichteverteilung 1 ms nach Einspritzbeginn

In Abbildung 4.2-33 ist klar zu sehen, daß ein Bereich hoher Tropfendichte eingebettet in einen Untergrund mit recht homogener, niedriger Tropfenkonzentration vorliegt. Die Mischungszone im Randbereich eines Dieseleinspritzstrahles besteht typischerweise aus sich periodisch wiederholenden Bereichen mit hoher bzw. niedriger Tropfenkonzentration, siehe Kuniyoshi, Tanabe, Sato und Fujimoto /66/. Die Bereiche hoher Tropfenkonzentration werden dabei als Teile der ehemaligen Strahlspitze interpretiert. Die Strahlspitze wird periodisch in axialer Richtung abgebremst und radial

beschleunigt. Hiermit können also die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Prozesse der Strahlausbreitung und Strahlentstehung bestätigt werden.

Der zentrale dunkle Bereich in Abbildung 4.2-33 wird einem Bereich hoher Tropfenzkonzentration zugeschrieben. Die Randbereiche der beiden angrenzenden Strukturen zeichnen sich etwa 5 mm ober- bzw. unterhalb als Areale mittlerer Tropfenzkonzentration ab. Für die Darstellung in Abbildung 4.2-33 wurden knapp 10.000 Tropfen identifiziert. Wird die geringe Dicke der beleuchtenden Lichtschicht in Betracht gezogen, so kann geschätzt werden, daß eine Struktur aus bis zu 100 000 einzelnen Tropfen besteht.

In Abbildung 4.2-34 ist die gemessene Geschwindigkeitsverteilung der Einspritzung aus Abbildung 4.2-33 dargestellt. Durch die Richtung der eingezeichneten Striche wird der mittlere Flugwinkel in einem Quadrat gekennzeichnet. Die Helligkeit der Quadrate läßt sich mit der Graustufenskala den gemessenen Geschwindigkeiten zuordnen.

Auffallend in Abbildung 4.2-34 sind zunächst die hohen Radialgeschwindigkeiten, die durch die starke Neigung der einzelnen Striche erkannt werden können. Bemerkenswert ist auch, daß Bereiche existieren, in denen die Flugrichtungen aufeinander zu gerichtet sind. Da nicht zu vermuten ist, daß tatsächlich Bereiche existieren, in welchen die Stromlinien so deutlich aufeinander zulaufen, wird dies durch Wirbel erklärt.

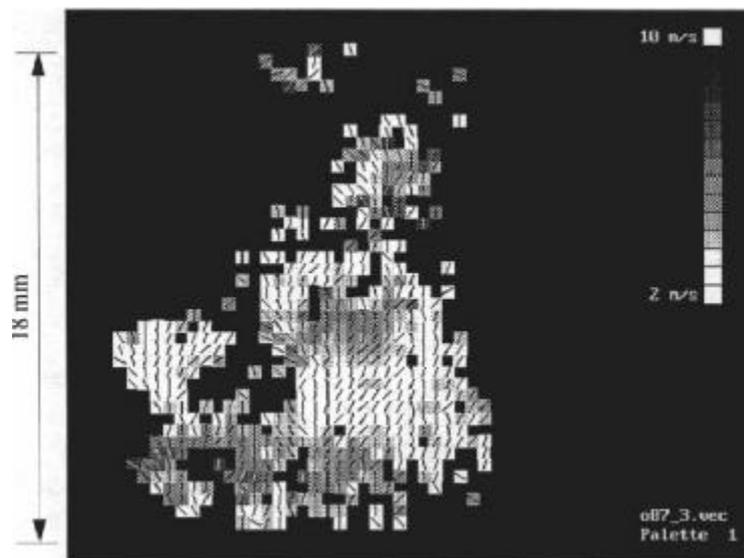


Abbildung 4.2-34 Lokal aufgelöste Geschwindigkeitsverteilung zu dem in Abbildung 4.2-33 abgebildeten Einspritzstrahl (Bereiche mit Geschwindigkeiten < 2 m/s sind nicht dargestellt)

Weiterhin ist ein Vergleich der lokal gemessenen Geschwindigkeiten mit der lokal bestimmten Tropfendichte interessant. Ein qualitativer Vergleich von Abbildung 4.2-33 mit Abbildung 4.2-34 legt nahe, daß keine Korrelation dieser Größen besteht. Deutlich wird dies an dem breiten Band hoher Geschwindigkeit in Abbildung 4.2-34 unten oder dem Bereich maximaler Geschwindigkeit oben rechts. Auch der auffällige Zentralbereich in Abbildung 4.2-34 ist gegenüber dem in Abbildung 4.2-33 nach links oben verschoben.

Ein quantitativer Vergleich kann mit Hilfe von Abbildung 4.2-35 vollzogen werden. In dieser Abbildung ist eine Häufigkeitsverteilung als Funktion der lokalen Tropfenkonzentration und der Tropfengeschwindigkeit basierend auf den gleichen Daten wie in den vorangegangenen Bildern aufgetragen. Hiermit soll untersucht werden, ob Tropfenschwärme detektiert werden können, deren Geschwindigkeit sich signifikant von der Geschwindigkeit gleich großer Einzeltropfen unterscheidet.

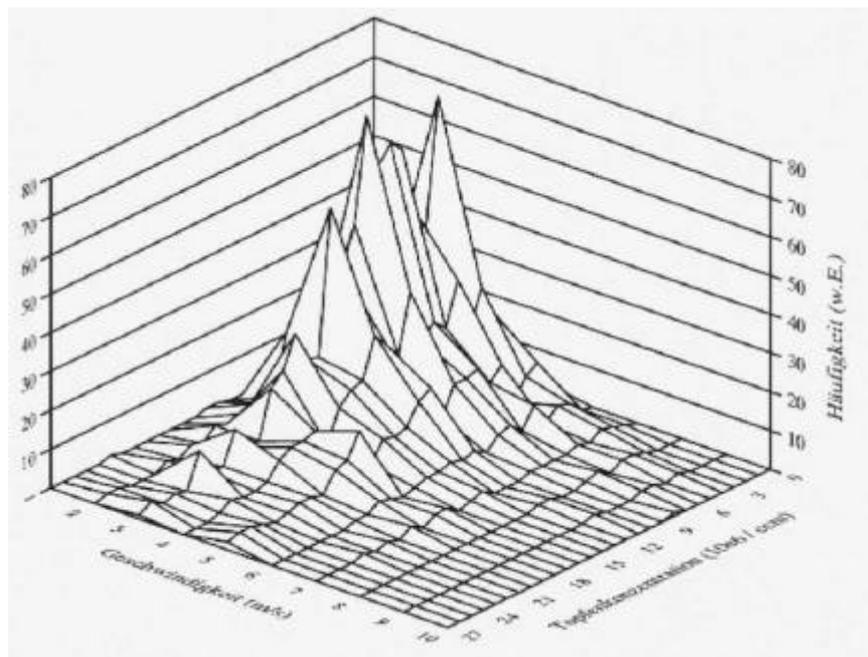


Abbildung 4.2-35 Flächenbezogene Häufigkeitsverteilung als Funktion von lokaler Tropfenkonzentration und -geschwindigkeit

Da die Geschwindigkeitsverteilung bei konstanter Tropfendichte innerhalb einer Abbildung jeweils von der lokalen Tropfendichte unabhängig ist, besteht keine solche Abhängigkeit. Lediglich eine gewisse Verbreiterung der Verteilungen bei geringen Tropfenkonzentrationen kann beobachtet werden. Besonders auffällig ist der Grat, den die Häufigkeitsverteilungen jeweils bei 3 m/s besitzen. Dieser Grat sagt aus, daß in der Meßebeine die meisten Tropfen unabhängig von der lokalen Tropfendichte eine Geschwindigkeit von 3 m/s besitzen.

Die beobachtete Unabhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit von der lokalen Tropfendichte überrascht zunächst, da eine höhere Geschwindigkeit in Bereichen hoher Tropfenkonzentration erwartet wurde. Diese Erwartung war formuliert worden, da der Luftwiderstand eines Ensembles von Tropfen kleiner als die Summe der Luftwiderstände der einzelnen Tropfen ist. Somit sollte ein Bereich hoher Tropfendichte, ein Tropfenensemble, weniger stark abgebremst werden als ein einzelner Tropfen. Diese Beschreibung kann auf den Einspritzstrahl aber offensichtlich nicht angewandt werden. Hier besteht ein Ensemble aus einigen tausend Tropfen, die zusammen eine der oben beschriebenen Strukturen bilden. Innerhalb einer Struktur sind die Tropfen ungleichmäßig verteilt. Eine Struktur ist relativ langlebig und bewegt sich mit gleichmäßiger Geschwindigkeit. Somit kann keine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der lokalen Tropfenkonzentration auftreten. Diese Erklärung kann ohne zusätzliche Untersuchungen natürlich nur auf den äußeren Strahlbereich, in dem diese Strukturen existieren, und nicht auf den zentralen Strahlkern angewandt werden.

Durch Abbildung 4.2-36 wird die Existenz des Grates in Abbildung 4.2-35 nochmals verdeutlicht. Dort sind einzelne Meßwerte für die Geschwindigkeit als Funktion von der lokalen Tropfenkonzentration sowie eine Ausgleichsgerade dargestellt.

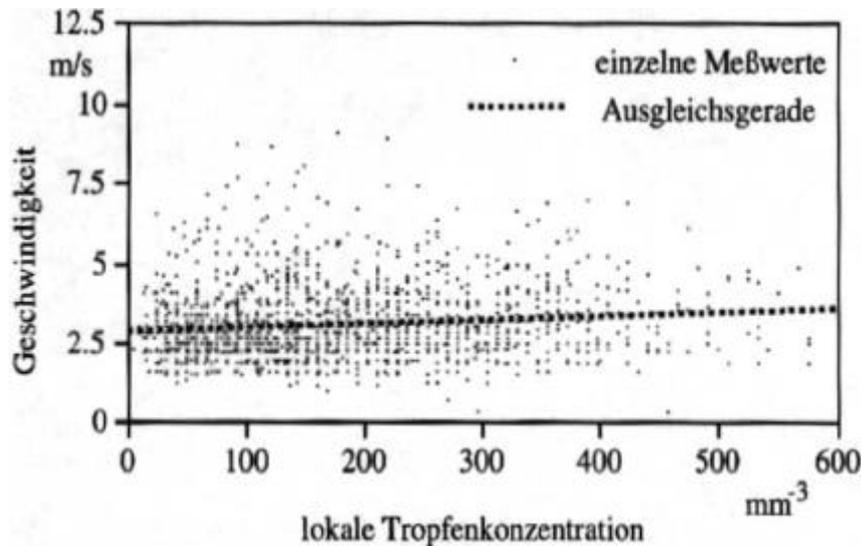


Abbildung 4.2-36 Tropfengeschwindigkeit als Funktion der lokalen Tropfenkonzentration

Die Verteilung der Meßwerte ähnelt einer von Trichet /67/ dokumentierten Verteilung der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Tropfengröße. Dort wird berichtet, daß die Geschwindigkeitsverteilung für größere Tropfen enger wird, da größere Tropfen von lokalen Geschwindigkeitsschwankungen weniger betroffen sind. Die Vermutung, daß das Verhalten von Clustern von Tropfen in bezug auf ihre Geschwindigkeitsver-

teilung in turbulenten Strömungen dem von großen Tropfen ähnelt, liegt also nahe, kann aber ohne weitere Untersuchungen nicht als gesichert angesehen werden.

Eine Anmerkung soll noch zu den in Abbildung 4.2-35 und Abbildung 4.2-36 gezeigten Ergebnissen gemacht werden, um Mißverständnissen vorzubeugen. Die geringen dargestellten Häufigkeiten für hohe Konzentrationen in Abbildung 4.2-35 bzw. die wenigen Meßwerte bei hohen Tropfenkonzentrationen in Abbildung 4.2-36 resultieren aus dem Auswerteverfahren, bei dem innerhalb einer Doppelbelichtung die zueinandergehörenden Tropfenpaare bestimmt werden. In Bereichen hoher Tropfendichte können auflösungsbedingt weniger Tropfen mit einem Partner korreliert werden als in Bereichen geringer Tropfendichte. Die dargestellten Verteilungen unterschätzen also die Häufigkeiten bei hohen Tropfenkonzentrationen gegenüber denen im Einspritzstrahl. Da hier aber nur die Geschwindigkeitsverteilungen und nicht absolute Häufigkeiten interessieren, werden die oben gemachten Aussagen durch diese Einschränkung nicht betroffen.

Ein Vergleich zwischen berechneten und holographisch gemessenen Werten wird in Abbildung 4.2-37 dokumentiert. In dieser Darstellung sind Häufigkeitsverteilungen /6/, /51/ dargestellt, wobei diejenigen berechneten Tropfen berücksichtigt wurden, die einen axialen Abstand von mindestens 20 und höchstens 40 mm von der Düse und einen radialen Abstand von mindestens 4 mm von der Strahlachse besitzen.

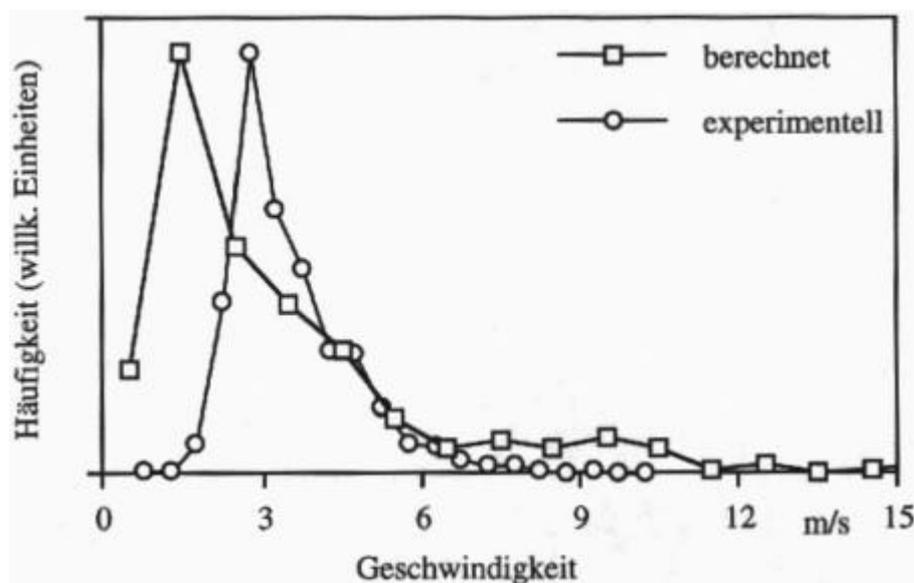


Abbildung 4.2-37 Berechnete und gemessene Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeit von einzelnen Tropfen

Die Formen der Verteilungen weisen eine gute Übereinstimmung auf, allerdings ist die errechnete Verteilung etwas zu niedrigeren Geschwindigkeiten hin verschoben.

Das kann zum einen daran liegen, daß sehr schnelle Partikel bei der Paarzuordnung schlechter erkannt werden. Neumann /68/ und Haussmann /69/ wiesen darauf hin, daß mit der Holographie prinzipiell nur ein bestimmtes Verhältnis der maximalen zur minimalen Geschwindigkeit gemessen werden kann. Ein weiterer möglicher Grund für diese Verschiebung ist, daß bei der numerischen Simulation generell ein etwas zu kleiner Strahlradius berechnet wird /37/. Relativ gesehen befindet sich der bei der Berechnung ausgewertete Bereich also weiter von der Strahlachse entfernt als im Experiment, woraus ein zu niedriger Geschwindigkeitswert folgt.

Größenverteilung und Geschwindigkeit

Zur simultanen, örtlich und zeitlich hoch aufgelösten Messung der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit bzw. der Volumenstromdichte innerhalb des Einspritzstrahls werden die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) und die Streulichtmeßtechnik eingesetzt.

Aufgrund der sehr hohen Tropfenkonzentrationen sind Messungen auf der Achse nur in einem Düsenabstand von mehr als etwa 15 mm durchführbar, da sonst das Streulichtsignal zu stark abgeschirmt und nicht sicher detektiert wird. Hier sei auf die Darstellung der Tropfenbeladung in Abbildung 4.2-3 verwiesen, das die Ausdehnung des dichten Strahlbereichs gut veranschaulicht.

Zur Erläuterung der Tropfenausbreitung sind zunächst in Abbildung 4.2-38 die berechneten axialen Tropfen- und Gasgeschwindigkeiten an einer festen Position ($x=30$ mm; $r=2$ mm) über die Zeit aufgetragen. Nach 0.5 ms erreicht der Strahl die betrachtete Position, wobei zuerst große Tropfen mit hoher Relativgeschwindigkeit zum Gas vorhergesagt werden. Der Mittelwert der Tropfengeschwindigkeit sinkt anschließend, da viele kleinere Tropfen mit nahezu Gasgeschwindigkeit das Kontrollvolumen durchqueren. Die Geschwindigkeiten der Tropfen schwanken aufgrund der turbulenten Wechselwirkungen mit dem Gas in einem weiten Bereich, wobei die Mittelgeschwindigkeit immer oberhalb der Gasgeschwindigkeit liegt.

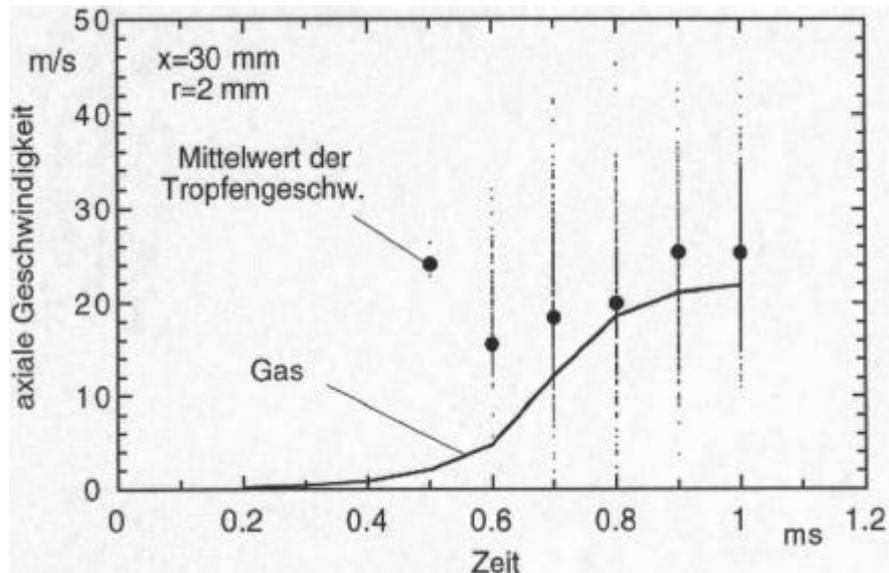


Abbildung 4.2-38 Berechneter zeitlicher Verlauf der axialen Tropfen- und Gasgeschwindigkeiten bei einem axialen Düsenabstand von 30 mm und einem Radius von 2 mm (n-Heptan, 773 K, 45 bar, 7 mm³)

Die berechneten radialen Verläufe der mittleren axialen Geschwindigkeit und des Sauter-Durchmessers sind in Abbildung 4.2-39 gemeinsam mit experimentellen Ergebnissen dargestellt, die mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie gemessen wurden und auf etwa 10.000 Einzeldaten im Zeitraum von 0.9 bis 1.1 ms nach Einspritzbeginn basieren.

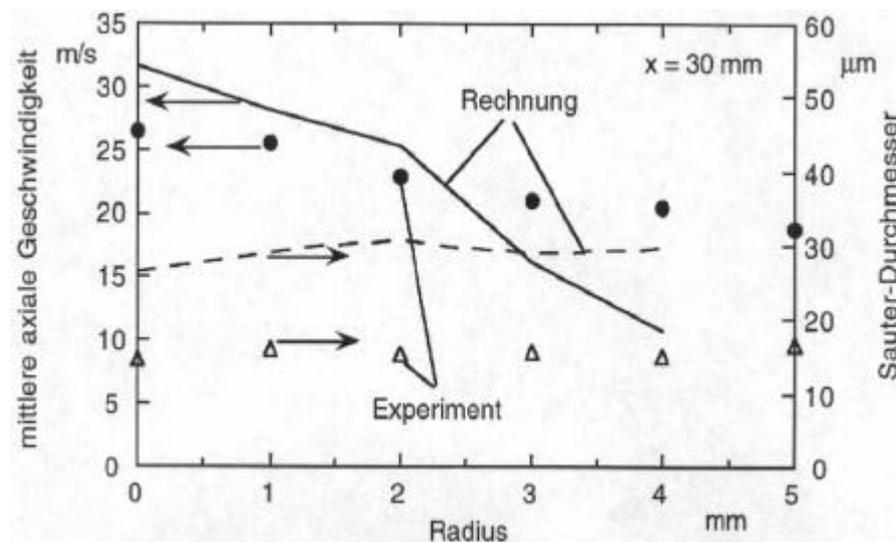


Abbildung 4.2-39 Tropfengeschwindigkeits- und Durchmessererverlauf über dem Radius 30 mm unterhalb der Düse zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Heptan, 773 K, 45 bar, 7 mm³)

Die berechneten Geschwindigkeiten sind in Achsnähe etwas größer und am Strahlrand geringer als die experimentell ermittelten, was auf eine Unterbewertung der Tropfendispersion hindeutet. Da die gemessenen Daten pro Position aus etwa 20 einzelnen Einspritzvorgängen stammen, kann der Einfluß der durch stochastische Schwankungen leicht variierenden Ausbreitungsrichtung nicht vollständig ausgeschlossen werden. Der Hauptgrund liegt jedoch in der verwendeten Meßtechnik, mit der Tropfen mit einer Geschwindigkeit von weniger als etwa 5 m/s nicht sicher detektiert werden, da die zugehörigen niedrigen Frequenzen nicht gleichzeitig mit denen der schnellsten Tropfen ausgewertet werden können. Eine deutliche Reduzierung des dadurch bedingten Meßfehlers ist durch den Einsatz einer Bragg-Zelle möglich, die eine Erhöhung der Signalfrequenzen bewirkt. Neuere Messungen mit einem solchen erweiterten optischen Aufbau zeigen einen der Berechnung ähnlichen radialen Verlauf, wobei am Strahlrand auch Tropfen mit negativer Axialgeschwindigkeit, d.h. mit einer Bewegungsrichtung zur Düse hin, detektiert wurden.

Die berechneten mittleren Durchmesser mit knapp 30 μm sind insgesamt deutlich höher als die gemessenen, wobei in beiden Fällen eine gleichmäßige Verteilung über den Radius vorhergesagt wird. Die Angaben in der Literatur schwanken stark, wobei nach Hiroyasu /18/ ein Durchmesser von etwa 10 μm für n-Heptan und 12 μm für die Mischung aus n-Dekan und α Methyl-naphthalin zu erwarten ist.

In Abbildung 4.2-40 werden die mit beiden Verdunstungsmodellen berechneten und die gemessenen Verteilungen der mittleren axialen Geschwindigkeit und der Tropfenanzahl in Abhängigkeit des Durchmessers wiederum 30 mm unterhalb der Düse bei einem Radius von 2 mm verglichen. Sowohl bei den experimentellen als auch den numerischen Ergebnissen ist ein leichter Anstieg der Geschwindigkeit mit dem Durchmesser zu erkennen, was durch die höhere Trägheit dieser Tropfen zu erklären ist. Die gemessenen axialen Geschwindigkeiten sind im Gegensatz zu den berechneten nahezu unabhängig vom Strahlradius, was wie oben angesprochen auf die mangelnde Erfassung der ganz langsamen Tropfen zurückzuführen ist.

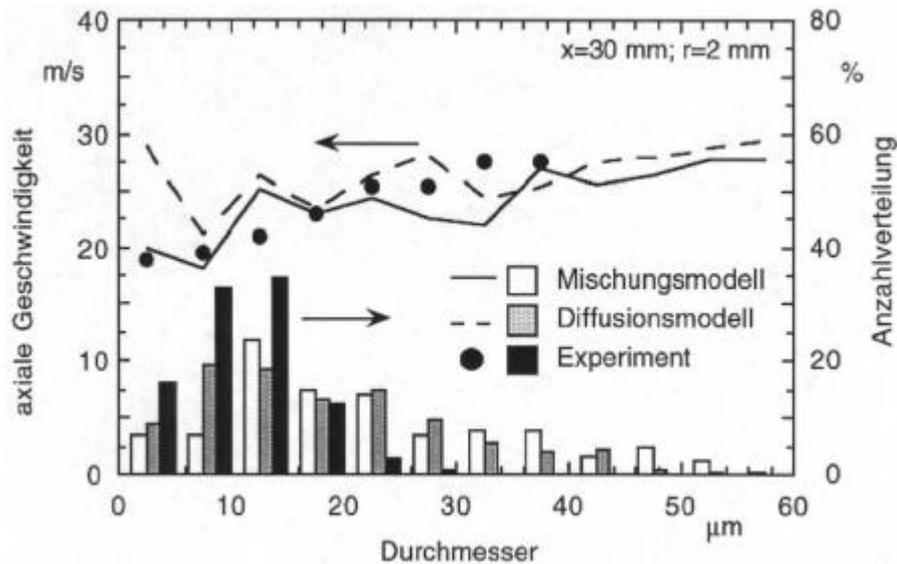


Abbildung 4.2-40 Geschwindigkeits- und Anzahlverteilung bei 2 mm radialem Abstand 30 mm unterhalb der Düse zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Heptan, 773 K, 45 bar, 7 mm³)

Der Einfluß des Verdunstungsmodells auf die Tropfengrößenverteilung ist gering. Eine verbesserte Wiedergabe der gemessenen Tropfengrößenverteilungen ist in Zukunft durch eine Modifikation des Zerstäubungsmodells möglich. Dazu sind genaue Messungen der Tropfengröße an verschiedenen Meßpositionen bei Variation der Randbedingungen wie Einspritzdruck und Düsenlochdurchmesser erforderlich.

Eine Berücksichtigung des aerodynamischen Tropfenzerfalls führt zu deutlich kleineren Tropfendurchmessern, wie später gezeigt wird. Dieser Effekt ist jedoch bei dem hier verwendeten Zerfallsmodell nach Hsiang und Faeth /43/ bei n-Heptan so groß, daß bei dem betrachteten axialen Düsenabstand von mehr als 30 mm keine Tropfen mehr vorausgesagt werden, weil sie schon vor Erreichen dieser Position vollständig verdunsten. Dies widerspricht aber den PDA-Messungen und den Ergebnissen der Strahlphotographie.

Messungen mit der Streulichtmethode

Am Institut für Dampf- und Gasturbinen wurden zusätzliche Messungen zur Größenverteilung und zur Geschwindigkeit der Kraftstofftropfen im Spray an der schon beschriebenen Druckkammer durchgeführt. Als Kraftstoff wurde zunächst n-Heptan, später Dieselkraftstoff eingespritzt /70/, /71/.

Zur Erfassung der Tropfengrößenverteilungen im Einspritzstrahl wurde das Streulichtmeßverfahren eingesetzt (siehe Kapitel 6). Dabei werden die durch ein optisch abgegrenztes Meßvolumen fliegenden Kraftstofftropfen einzeln mit Laserlicht beleuchtet.

Die Intensität des vom Tropfen abgegebenen Streulichts wird als Maß für dessen Durchmesser registriert.

Zur quantitativen Charakterisierung der Gemischaufbereitung werden die Tropfengrößenverteilungen im Einspritzstrahl zeitlich und lokal hoch aufgelöst gemessen. Anhand von Massenbilanzen im Strahl wird der Verdunstungsprozeß im Brennraum analysiert.

Um die Einflüsse auf die Gemischaufbereitung zu ermitteln, werden die Parameter Düsengeometrie, Einspritzdruck, Kraftstoffart, Brennraumdruck und -temperatur verändert.

- Einfluß von Pumpendrehzahl, eingespritzter Kraftstoffmenge und Düsengeometrie auf die Tropfengrößenverteilung
- Versuchsbedingungen

Zur Untersuchung des Einflusses von Einspritzpumpendrehzahl, Kraftstoffmenge und Düsengeometrie auf die Kraftstoffzerstäubung wurden die in Tabelle 4.2-4 aufgeführten Betriebsparameter eingestellt. Als Modellfluid wurde bei allen Versuchen n-Heptan eingespritzt.

Tabelle 4.2-4 Parametervariation zur Erfassung der Einflüsse von Pumpendrehzahl, Einspritzmenge und Düsengeometrie

Versuch	Kraftstoff	Düse	Kammerdruck	Lufttemperatur	Kraftstoffmenge	Drehzahl
I	n-Heptan	Ø0.2 x 0.8 mm ²	50 bar	500 °C	14 mm ³ /Hub	500 min ⁻¹ 1000 min ⁻¹ 1295 min ⁻¹ 1400 min ⁻¹
II	n-Heptan	Ø0.2 x 0.8 mm ²	50 bar	500 °C	8.65 mm ³ /Hub 14 mm ³ /Hub 19 mm ³ /Hub	1000 min ⁻¹
III	n-Heptan	Ø0.2 x 0.8 mm ²	50 bar	500 °C	14 mm ³ /Hub	1400 min ⁻¹

Beispielhaft für die durchgeführten Untersuchungen werden im folgenden die Ergebnisse zum Einfluß der Kraftstoffmenge bei 8.65 und 19 mm³/Hub dargestellt. Die Messungen wurden in Ebenen unterhalb der Düse in Abständen von 15, 20, 24 und 27.7 mm durchgeführt. In radialer Richtung wurden jeweils 3 Meßpunkte gewählt, die auf den Schwerelinien flächengleicher Ringe liegen.

Abbildung 4.2-41 und Abbildung 4.2-42 zeigen Volumenstromdichteverteilungen in Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser und von der Zeit nach Einspritzbeginn in den Ebenen 20 und 27.7 mm unterhalb der Düse. Um den Einspritzvorgang in seinem zeitlichen Verlauf zu charakterisieren, wurden aus dem Gesamtzeitraum folgende Zeitpunkte zur Darstellung herausgegriffen:

- Durchtritt der Strahlspitze durch die jeweilige Meßebeine (hinterste Histogrammebene),
- Zeitpunkt des Tropfenanzahlmaximums (2. Histogrammebene von hinten),
- nur im oberen Teilbild: Zeitpunkt, zu dem sich – unter Zugrundelegung einer mittleren Geschwindigkeit – der Tropfenschwarm, der unmittelbar vor der Zündung in der Ebene 27.7 mm unterhalb der Düse erfaßt wurde, in der Ebene 15 mm unterhalb der Düse befunden haben müßte (3. Histogrammebene von hinten),
- Zeitpunkt unmittelbar vor der Entflammung (obere Abbildung 4.2-44, Histogrammebene von hinten; untere Abbildung 4.2-43, Histogrammebene von hinten).

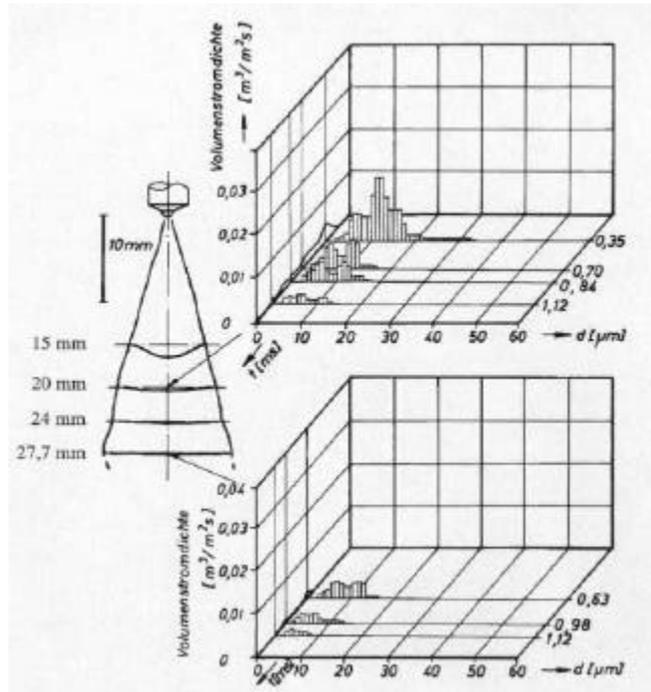


Abbildung 4.2-41 Volumenstromdichteverteilungen bei $8.65 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ und 1000 min^{-1} , Düsengeometrie: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}^2$, Ebenen 20 und 27.7 mm

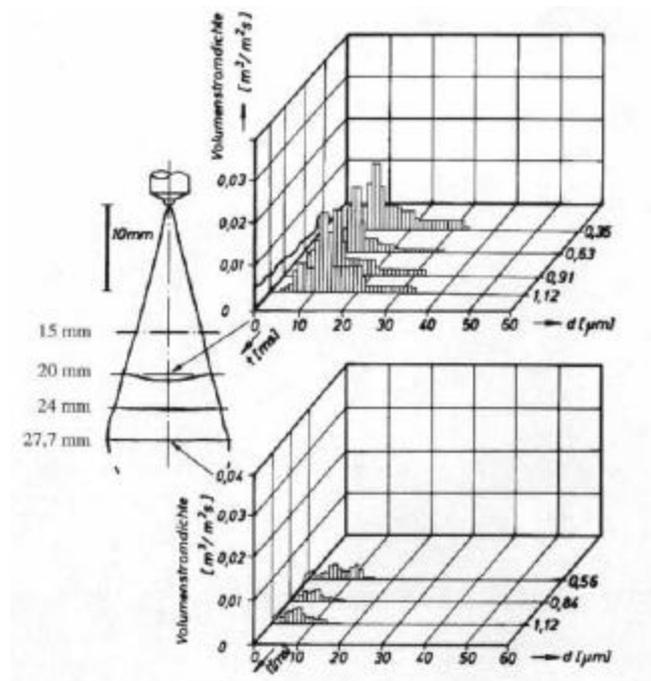


Abbildung 4.2-42 Volumenstromdichteverteilungen bei $19 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ und 1000 min^{-1} , Düsengeometrie: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}^2$, Ebenen 20 und 27.7 mm

Einfluß der eingespritzten Kraftstoffmenge

Die Druckverläufe in der Einspritzleitung sind auch bei unterschiedlichen Einspritzmengen so lange gleich, bis sich die Steuerkante öffnet (Abbildung 4.2-43). Danach fällt bei der geringeren Menge der Leitungsdruck ab, während er bei der höheren Menge noch weiter ansteigt.

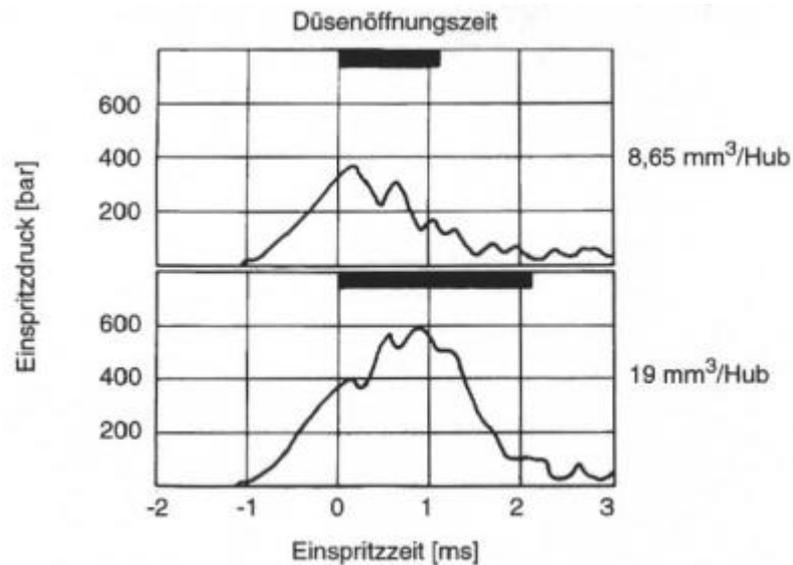


Abbildung 4.2-43 Einspritzdruckverläufe bei unterschiedlichen Einspritzmengen; Düsengeometrie: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}^2$; Drehzahl: 1000 min^{-1}

Mit zunehmender Einspritzmenge verlängert sich die Einspritzdauer. Entsprechend dem Druckverlauf sind auch die Tropfengrößenverteilungen im Einspritzstrahl bis zum Öffnen der Steuerkante des Pumpenförderkolbens bei 8.65 mm^3 Einspritzvolumen annähernd gleich (Abbildung 4.2-41 und Abbildung 4.2-42). Der Durchmesserbereich erstreckt sich bis ca. $35 \mu\text{m}$.

In der Folge nimmt bei kleinen Einspritzmengen (Abbildung 4.2-41) die Volumenstromdichte ab, während sie bei der hohen Einspritzmenge (Abbildung 4.2-42) zunimmt. Der etwas höhere Kraftstoffmassenstrom bei $19 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ ist in 20 mm Abstand von der Düse wieder mit einem größeren Spektrum verbunden. Da bei der Einspritzung mit $19 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ auch die Einspritzzeit angestiegen ist, liegen bei zunehmender Meßzeit noch höhere Volumenstromdichten in einem Abstand von 20 mm vor. In der Ebene 27.7 mm unterhalb der Düse sind die großen Tropfen infolge Tropfenzerfall und Verdunstung verschwunden.

Die Erhöhung der eingespritzten Kraftstoffmenge ist mit einer geringfügigen Abnahme des Strahlkegelwinkels (halber Öffnungswinkel) von 15° auf 14° verbunden.

Untersuchungen zum Einfluß der Pumpendrehzahl ergaben, daß bei niedrigen Drehzahlen aufgrund des geringeren Einspritzdrucks zunächst mehr große Tropfen (40 - 55 μm) registriert werden. Bei hohen Drehzahlen zeigen sich aufgrund des größeren Kraftstoffmassenstroms höhere Volumenstromdichten im Strahlkern. Es werden mehr große Tropfen mit Durchmessern zwischen 18 und 55 μm gemessen.

Die Vergrößerung des Spritzlochdurchmessers bewirkt eine Abnahme des Leitungsdrucks und der Einspritzzeit sowie eine Zunahme des Kraftstoffmassenstroms, wodurch bei der Düse mit größeren Öffnungsdurchmesser wesentlich höhere Volumenstromdichten im Strahl gemessen wurden. Die Zerstäubung des Kraftstoffs mit der größeren Düse hat ein wesentlich gröberes Tropfengrößenspektrum zur Folge.

Einfluß von Druck und Temperatur auf die Tropfengrößenverteilung bei Einsatz von Dieselkraftstoff

Im folgenden wird das Zerstäubungs- und Verdunstungsverhalten eines Dieselkraftstoffstrahls bei unterschiedlichen Drücken und Temperaturen untersucht.

Versuchsbedingungen

Folgende Zustände wurden in der Versuchskammer eingestellt:

Tabelle 4.2-5 Versuchsbedingungen

Versuch	Druck	Temperatur
I	12 bar	20 °C
II	20 bar	200 °C
III	20 bar	400 °C
IV	30 bar	400 °C

Bei den Zuständen I, II und IV liegt annähernd die gleiche Luftdichte in der Kammer vor. Sie beträgt rund 15 kg/m³. Bei gleicher Dichte sind die aerodynamischen Kräfte auf die Tropfen, die den sekundären Tropfenzerfall verursachen, gleich. Hinsichtlich des Tropfenzerfalls ist aber zu beachten, daß die Oberflächenspannung sich mit der Temperatur ändert. Die Zustände II und III sind durch den gleichen Druck gekennzeichnet. Gleicher Druck bedeutet gleiche Druckdifferenz an der Düse, d.h. der Strahlzerfall an der Düse erfährt gleiche Bedingungen. Zudem ist das Verhältnis des Dampfdrucks der Kraftstoffkomponenten an der Tropfenoberfläche zum Gesamtdruck bei gleicher Temperatur dasselbe, wodurch die für den Stofftransport maßgebliche Größe ebenfalls gleich ist.

Bei allen Versuchen wurde die gleiche Düse, eine Einlochdüse mit einem Spritzlochdurchmesser von 0.2 mm und einer Spritzlochlänge von 0.8 mm, verwendet. Die ein-

gespritzte Kraftstoffmenge betrug $7 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ bei einer Pumpendrehzahl von 1400 min^{-1} . Der Einspritzdruckverlauf, gemessen in der Einspritzleitung vor der Düse, sowie die Düsenöffnungszeit sind bei allen in Tabelle 4.2-5 angeführten Versuchsbedingungen annähernd gleich. Der Druckverlauf und das Nadelhubsignal sind in Abbildung 4.2-44 dargestellt.

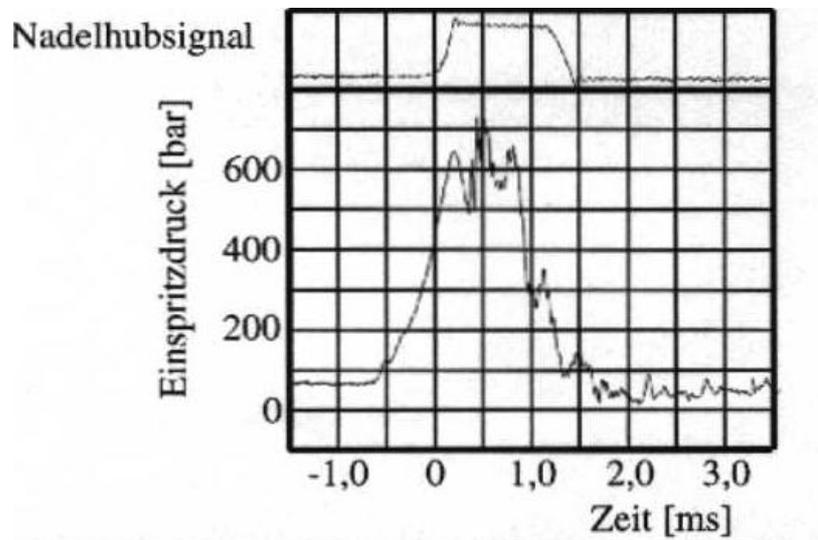


Abbildung 4.2-44 Einspritzdruckverlauf und Nadelhubsignal für alle Versuchszustände nach Tabelle 4.2-5

Die Meßpunkte sind netzartig im Einspritzstrahl verteilt. Es wurden Meßpunkte in verschiedenen Abständen zur Düse und auf verschiedenen radialen Positionen relativ zur Strahlachse vermessen. Bei der Auswertung der Streulichtsignale wird die Abhängigkeit des optischen Brechungsindex von der Temperatur und der Zusammensetzung des Tropfens berücksichtigt. Die Tropfentemperatur und -zusammensetzung wurde mit einem numerischen Programm zur Berechnung von Einspritzvorgängen abgeschätzt [71], [72].

Tropfengrößenverteilungen aufgrund der Zerstäubungseinflüsse

Um den Einfluß der Temperatur auf die Tropfengrößenverteilung bzw. auf das Verdunstungsverhalten im Einspritzstrahl herausstellen zu können, muß ein Vergleich zum Fall ohne Temperatureinfluß hergestellt werden. Dazu werden im folgenden die Volumenstromdichten der Tropfen an den Meßorten bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$ mit denen bei hohen Temperaturen verglichen.

In Abbildung 4.2-45 ist im oberen Diagramm die Volumenstromdichteverteilung in Abhängigkeit vom Durchmesser und der Zeit ab Einspritzbeginn für einen Düsenabstand von 30 mm und einer radialen Position von $1,5 \text{ mm}$ bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$ und 12 bar aufgetragen.

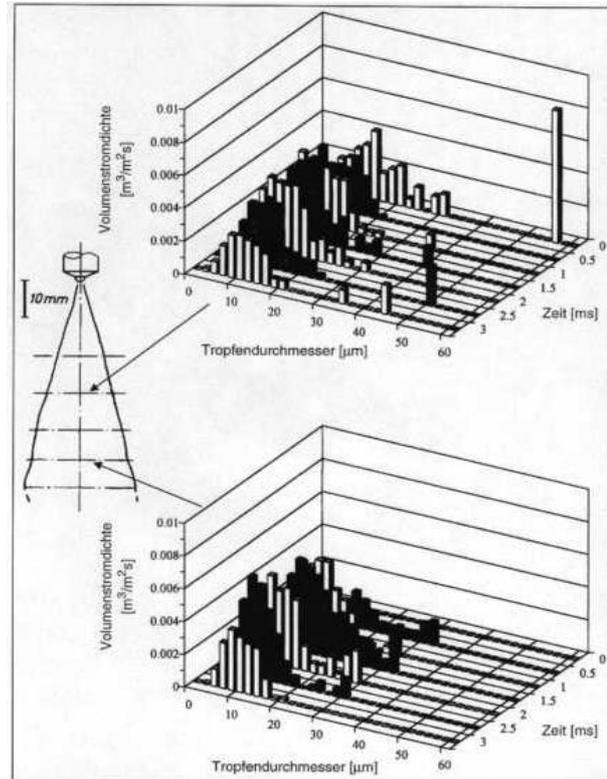


Abbildung 4.2-45 Volumenstromdichteverteilungen bei $7 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ und 1400 min^{-1} , Düse: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}$, Kammerzustand: 12 bar und 20 °C , radiale Meßposition: 1.5 mm

Die Volumenstromdichteverteilung weist eine signifikante Struktur auf, die bei allen Kammerzuständen in der 30 mm-Ebene zu beobachten ist:

In der ersten Zeitklasse (0 bis 0.5 ms) wird eine große Volumenstromdichte gemessen. Zusätzlich treten Tropfen großen Durchmessers auf. Diese Zeitklasse beinhaltet die Strahlspitze, in der sich aufgrund ihrer hohen Trägheit die großen Tropfen während des Flugweges durch die ruhende Luft ansammeln.

Der Strahlspitze folgt eine Zone kleiner Tropfen. Diese Tropfen haben die Düse während des Einspritzdruckmaximums verlassen. Aufgrund der dort vorherrschenden hohen Druckdifferenz ist die Zerstäubung an der Düse hier besonders fein. Diese Einspritzphase fällt in die zweite Zeitklasse in der 30 mm-Ebene (0.5 bis 1 ms). In den folgenden Zeitklassen steigt der Durchmesser der größten auftretenden Tropfen aufgrund des absinkenden Einspritzdrucks wieder an. Bei einem Düsenabstand von 50 mm tritt dieser Verlauf um eine Zeitklasse verschoben ebenfalls auf.

In beiden Ebenen liegt das Maximum der Volumendichte bei einem Durchmesser von 10 µm . Das bedeutet, daß Tropfenzerfalls- und -koagulationsvorgänge im Strahl bei diesen Düsenabständen das Tropfengrößenspektrum nicht mehr maßgebend verschieben.

Tropfengrößenverteilungen aufgrund der Zerstäubungs- und Verdunstungseinflüsse

Wird der Einspritzstrahl in eine heiße Umgebung eingespritzt, erwärmen sich die einzelnen Kraftstofftropfen und verdunsten entsprechend der Dampfdruckkurve, die von der Zusammensetzung des Kraftstoffs bestimmt wird. Die momentan verdunstete Masse hängt von der Tropfentemperatur, den lokalen konvektiven Transportbedingungen sowie vom lokalen Anteil des gasförmigen Kraftstoffs in der umgebenden Luft ab. Diese Einflüsse werden wesentlich vom Druck und von der Temperatur der umgebenden Gasphase beeinflusst.

In Abbildung 4.2-46 sind die Volumenstromdichteverteilungen für den Kammerzustand 20 bar und 200 °C aufgetragen. Die bei 50 mm aufgetretene Abnahme der Volumenstromdichte bei kleinen Tropfendurchmessern ist auf die Aufheizung der Tropfen und die bei 200 °C merklich einsetzende Verdunstung der Tropfen zurückzuführen. Bei 30 mm ist diese Aufheizung offensichtlich noch zu gering, um eine Verschiebung der Verteilung sichtbar zu machen.

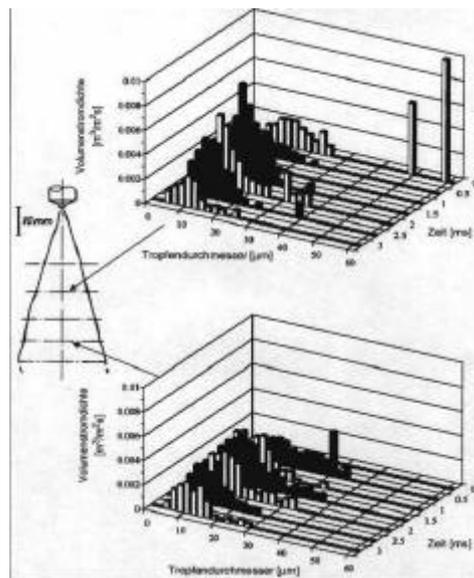


Abbildung 4.2-46 Volumenstromdichteverteilungen bei 7 mm³/Hub und 1400 min⁻¹, Düse: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}$, Kammerzustand: 20 bar und 200 °C, radiale Meßposition: 1.5 mm

Abbildung 4.2-47 zeigt die Volumenstromdichteverteilung für 20 bar und 400 °C. Während des Zeitraums der Einspritzung liegt ein ähnliches Tropfengrößenspektrum wie bei 200 °C vor. Zum Teil ist infolge der geringeren Luftdichte eine höhere Volumenstromdichte im Bereich der großen Tropfendurchmesser zu verzeichnen. Nach Abschluß der Einspritzung zeigt sich signifikant der Einfluß der Verdunstung, wodurch die Volumenstromdichte und die maximale Tropfengröße deutlich zurückgehen.

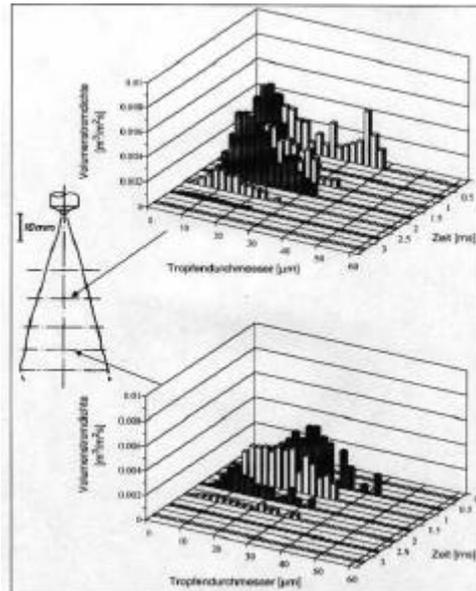


Abbildung 4.2-47 Volumenstromdichteverteilungen bei $7 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ und 1400 min^{-1} , Düse: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}$, Kammerzustand: 20 bar und 400 °C , radiale Meßposition: 1.5 mm

In Abbildung 4.2-48 sind die Volumenstromdichteverteilungen für 30 bar und 400 °C aufgetragen. Die geringeren Volumenstromdichten in den Zeitklassen bis 2 ms gegenüber dem Zustand 20 bar und 400 °C werden durch die langsamere Strahlausbreitung hervorgerufen. Der Vergleich mit den Verteilungen bei 20 bar und 400 °C zeigt, daß in den letzten beiden Zeitklassen noch deutlich mehr flüssiges Kraftstoffvolumen vorliegt, da der höhere Druck die Verdunstung des Kraftstoffs verringert.

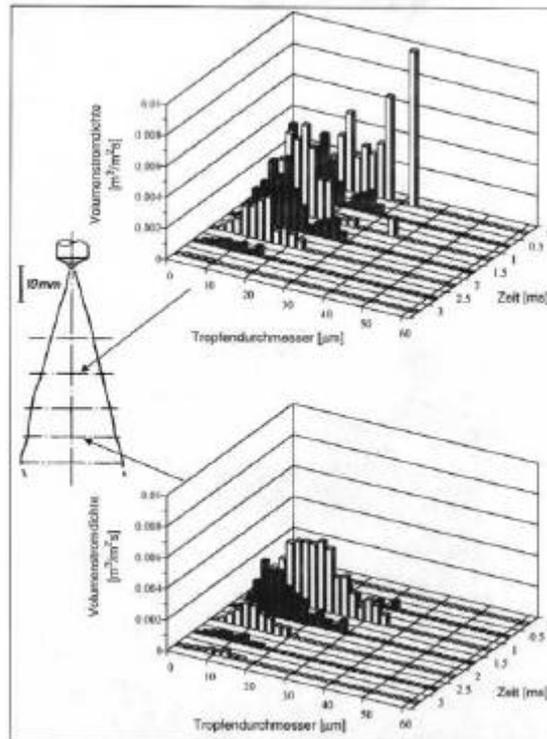


Abbildung 4.2-48 Volumenstromdichteverteilungen bei $7 \text{ mm}^3/\text{Hub}$ und 1400 min^{-1} , Düse: $\text{Æ } 0.2 \times 0.8 \text{ mm}^2$, Kammerzustand: 30 bar und 400 °C , radiale Meßposition: 1.5 mm

Zusammenfassung der Ergebnisse der Messungen mit der Streulichtmethode

Mit der am Institut für Dampf- und Gasturbinen entwickelten Streulichtmeßtechnik wurde das Zerstäubungs- und Verdunstungsverhalten des einkomponentigen Modellkraftstoffs n- Heptan und von Dieselkraftstoff untersucht.

Bei Verwendung von n- Heptan wurden Untersuchungen zum Einfluß von Pumpendrehzahl, Kraftstoffmenge und Düsengeometrie durchgeführt. Die Zerstäubung wird durch eine Erhöhung der Pumpendrehzahl und damit durch eine Erhöhung des Einspritzdruckes sowie durch eine Verringerung des Spritzlochdurchmessers der Einspritzdüse verbessert.

Die höhere Zähigkeit des Dieselkraftstoffs gegenüber n-Heptan trägt maßgeblich zu einem höheren Einspritzdruck bei, was die Zerstäubung des Dieselkraftstoffs begünstigt.

Mit einer Erhöhung der Lufttemperatur verbessert sich die Verdunstung des Dieselkraftstoffs, wobei diese jedoch erst ab einem Temperaturniveau von ca. 200 °C deutlich ansteigt. Die Abnahme der Volumenstromdichte im Strahl ist in Düsennähe

aufgrund des geringeren Verdunstungsvermögens des Dieselkraftstoffs bei niedrigen Tropfentemperaturen noch klein. Erst in größerem, axialen Abstand von der Düse, wo die Tropfen mittlerweile eine höhere Temperatur besitzen und daher auch leichter verdunsten, werden deutlich kleinere Volumenstromdichteverteilungen gemessen.

Eine Drucksteigerung hat im untersuchten Bereich kaum einen Einfluß auf die Zerstäubung, bewirkt jedoch eine Verlangsamung der Verdunstung bei hohen Temperaturen.

Eine schnellere Tropfenverdunstung läßt sich vor allem durch eine höhere Kammerlufttemperatur erzielen.

Tropfentemperatur

Die Bestimmung der Temperaturverteilung im Kraftstofftropfen ist insbesondere für den Einsatz der Phasen-Doppler-Anemometrie sowie der Streulichtmeßtechnik von Bedeutung. Für diese optischen Meßverfahren zur Bestimmung der Tropfengröße ist die Kenntnis des Brechungsindex der Tropfen erforderlich, der als Stoffwert direkt von der Dichte und damit sowohl von der Temperatur als auch von der Zusammensetzung abhängt. Üblicherweise wird ein konstanter Brechungsindex zur Datenauswertung angenommen. Eine Erhöhung der Meßgenauigkeit ist durch einen angepaßten Brechungsindex möglich. Dieser kann z.B. in Abhängigkeit des Meßortes oder der Tropfengröße mit Hilfe der im folgenden wiedergegebenen gemittelten Temperatur- und Konzentrationsverläufe bestimmt werden. Der quantitative Einfluß dieser Korrektur in Relation zu anderen Fehlerquellen muß für den Einzelfall abgeschätzt werden.

Der Modellkraftstoff bestehend aus 70 Vol-% n-Dekan und 30 Vol-% α -Methylnaphthalin wird in 773 K heiße Luft bei einem Druck von 45 bar eingespritzt. Es wird eine Position 30 mm unterhalb der Düse auf einem Radius von 2 mm zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn betrachtet. Die berechneten gemittelten Temperaturverläufe im Tropfen in Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser sind in Abbildung 4.2-49 für das Mischungsmodell und das Diffusionsmodell aufgetragen. In Abbildung 4.2-50 sind die entsprechenden Verläufe der n-Dekan-Konzentration im Tropfen dargestellt.

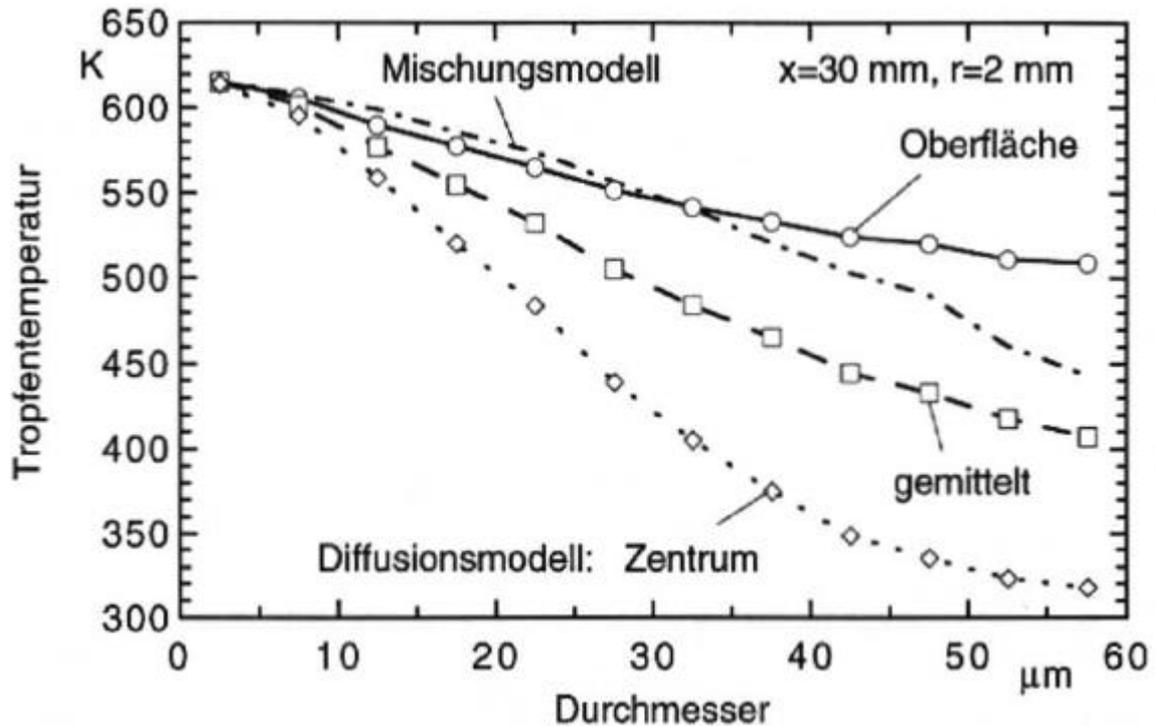


Abbildung 4.2-49 Berechnete Tropfentemperaturen in Abhängigkeit vom Durchmesser bei einer Strahlposition $x=30$ mm und $r=2$ mm zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Dekan/ α -Methylnaphthalin 70/30, 773 K, 45 bar, 7 mm³)

Aus dem linearen Abfall der Oberflächentemperatur über dem Durchmesser kann geschlossen werden, daß der Aufheizvorgang der größeren Tropfen noch andauert. Demgegenüber ergibt sich für das hier nicht dargestellte leichter flüchtige n-Heptan auch für die großen Tropfen nahezu die adiabate Oberflächentemperatur. Die aus dem Diffusionsmodell resultierenden Verläufe der mittleren Temperatur und derjenigen in Tropfenmitte fallen nahezu linear mit dem Durchmesser. Die größten Tropfen besitzen in der Mitte sogar noch die Anfangstemperatur vom Düsenaustritt, so daß hohe radiale Temperaturgradienten existieren. Für sehr kleine Durchmesser ist kein Unterschied sowohl zwischen den Verdunstungsmodellen als auch zwischen Tropfenzentrum und Oberfläche zu erkennen. Die Oberflächentemperatur ist zumindest im hier betrachteten düsenfernen Bereich nicht stark vom Tropfenmodell abhängig, so daß eine experimentelle Bestimmung der Oberflächentemperatur keinen eindeutigen Beitrag zur Bewertung der Tropfenmodelle leisten kann. Dazu ist die Ermittlung der kalorischen Mitteltemperatur gemeinsam mit der Tropfengrößenverteilung erforderlich.

Deutlicher als auf den Temperaturverlauf wirkt sich die Verwendung des Diffusionsmodells auf die Zusammensetzung im Tropfen aus, die in Abbildung 4.2-50 dargestellt ist. Selbst Tropfen mit einem Durchmesser von nur 15 μm besitzen 1 ms nach

Einspritzbeginn im Zentrum noch ihre anfängliche Zusammensetzung, während die Oberfläche an der leichter flüchtigen Komponente verarmt. Dies kann auf die wesentlich langsamere Stoffdiffusion im Tropfeninnern im Vergleich zur Dampffreisetzung zurückgeführt werden. Im Durchmesserbereich bis 25 μm unterscheiden sich die Tropfenmodelle hinsichtlich des mittleren Massenanteils sehr deutlich voneinander. Hier zeigt sich die verzögerte Verdunstung des n-Dekans bei Berücksichtigung der tropfeninternen Transportprozesse.

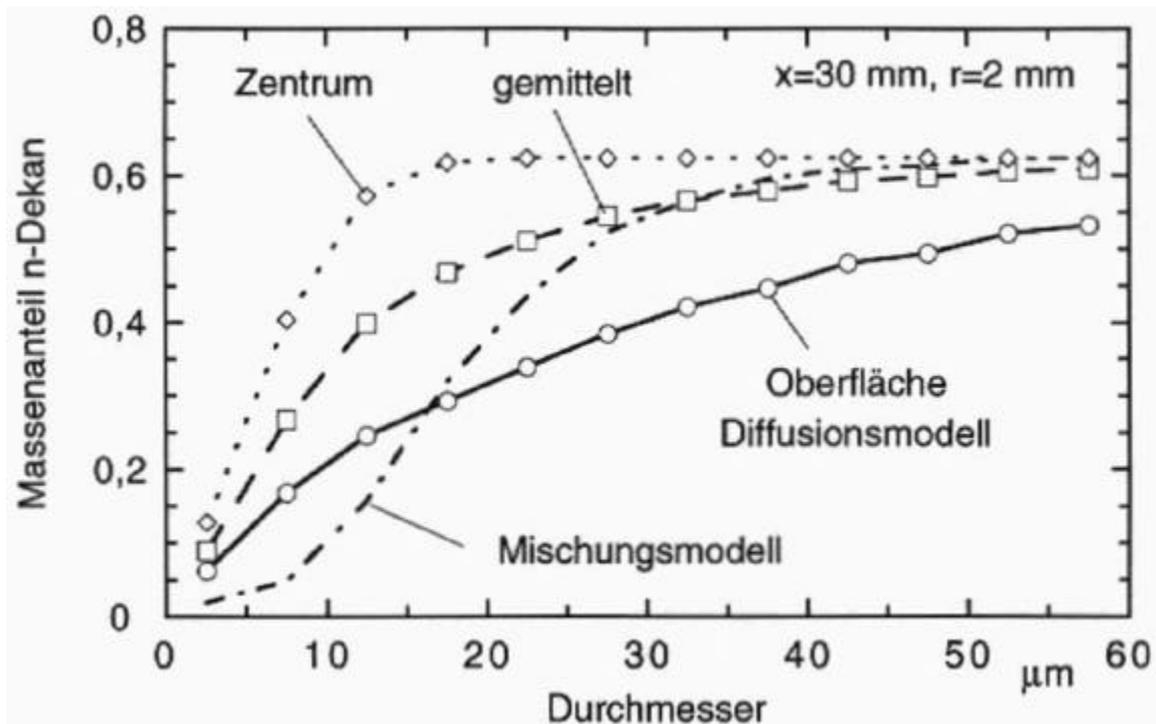


Abbildung 4.2-50 Massenanteil von n-Dekane in Abhängigkeit vom Durchmesser bei einer Strahlposition $x=30\text{ mm}$ und $r=2\text{ mm}$ zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Dekane/ α -Methylnaphthalin 70/30, 773 K, 45 bar, 7 mm^3)

Wie schon aus Abbildung 4.2-49 zu entnehmen ist, hängt die mittlere Tropfentemperatur von deren Definition ab. So werden mit dem Diffusionsmodell große Unterschiede zwischen der massengemittelten Temperatur und der mittleren Oberflächentemperatur vorhergesagt.

Messungen der Tropfentemperatur können prinzipiell gut zur Überprüfung der Verdunstungsmodelle eingesetzt werden. Hierzu sind jedoch Meßverfahren erforderlich, welche eine definierte Tropfentemperatur, z.B. die massengemittelte Temperatur, mit einem Fehler von nur wenigen Kelvin bestimmen können. Solche Verfahren befinden sich derzeit noch in der Entwicklung und können zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht mit ausreichender Genauigkeit am Einspritzstrahl eingesetzt werden.

Rechnerische Ergebnisse zur örtlichen Verteilung der Tropfentemperatur sind in /7/ und /63/ zu finden. Dazu kann man feststellen, daß sich die Temperaturen im gesamten vorderen Strahlbereich ab etwa 25 mm Düsenabstand um weniger als 40 Kelvin unterscheiden, also vergleichsweise homogen verteilt sind.

4.2.4.5 Gasphase

Im folgenden wird die Gasphase näher untersucht. Aufgrund der starken Wechselwirkungen zwischen Tropfen und Gas wird dieses beschleunigt und abgekühlt sowie mit Dampf angereichert. Die berechneten Geschwindigkeitsvektoren sowie Konturen gleicher Gastemperatur und Dampfkonzentration sind für beide Verdunstungsmodelle zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn in Abbildung 4.2-51 dargestellt. Es wird wiederum der Zweikomponentenkraftstoff aus 70 Vol-% n-Dekan und 30 Vol-% α -Methylnaphthalin bei einer Kammertemperatur von 773 K und einem Druck von 45 bar verwendet.

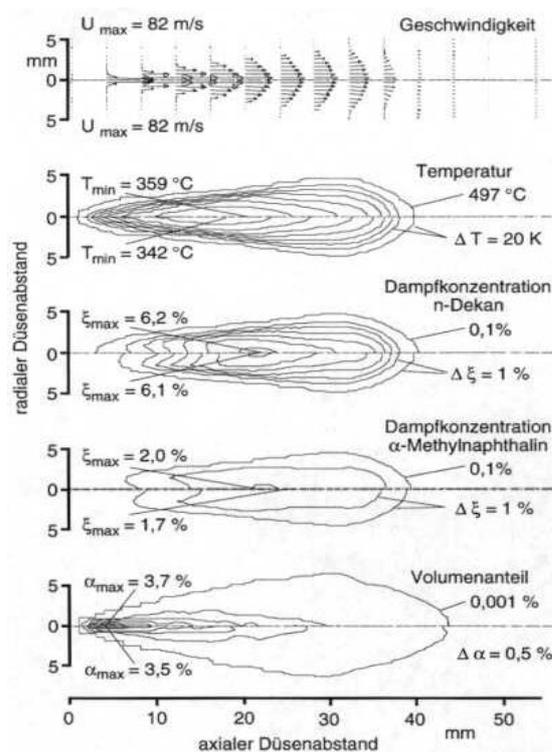


Abbildung 4.2-51 Gasgeschwindigkeit, Gastemperatur, Massenkonzentrationen und Tropfenbeladung zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn mit dem Diffusionsmodell (oberhalb der Symmetrieachse) bzw. Mischungsmodell (unterhalb der Achse) (n-Dekan/ α -Methylnaphthalin 70/30, 773 K, 45 bar, 7 mm³)

Die Geschwindigkeiten unterscheiden sich zwischen beiden Tropfenmodellen praktisch nicht, da die Wechselwirkung zwischen der Verdunstungsrate der Tropfen und dem Impulsaustausch nur sehr schwach ausgeprägt ist. An der Düse wird heißes Gas in den Strahl eingesaugt und an der Strahlspitze nach außen verdrängt, so daß eine Rückströmung nahe der Wände der Versuchskammer entsteht. Das Minimum der Gastemperatur liegt auf der Achse etwa 15 mm unterhalb der Düse. Dort ist der Wärmeaustausch zwischen den Phasen, bedingt durch niedrige Flüssigkeitstemperaturen und hohe Tropfenkonzentrationen, im Verhältnis zur Wärmezufuhr durch Vermischung mit Umgebungsgas am größten. Die mit dem Diffusionsmodell bestimmte minimale Gastemperatur liegt deutlich über der mit dem Mischungsmodell vorhergesagten, da die insgesamt zwischen den Phasen ausgetauschte Wärmemenge kleiner ist. Durch die Berücksichtigung der Transportwiderstände im Tropfen heizt sich die Oberfläche schnell auf, wodurch die treibende Temperaturdifferenz zwischen Tropfen und Gas und damit der konvektive Wärmestrom kleiner wird. Die geringere übertragene Energiemenge wird durch die beim transportkontrollierten Modell stets kleinere kalorische Mitteltemperatur der einzelnen Tropfen bestätigt, vergleiche Abbildung 4.2-49. Im Vergleich zu n-Heptan wird mit dem schwerer flüchtigen Gemisch eine um etwa 30 K höhere Gastemperatur berechnet, da die Verdunstungsrate kleiner ist, woraus zudem eine höhere Tropfentemperatur resultiert.

Das Maximum der Dampfkonzentration ist etwas weiter von der Düse entfernt als das Temperaturminimum, da die Verdunstung erst nach der Aufheizung der Tropfen in nennenswertem Umfang einsetzt. Die Dampfkonzentration des leichter flüchtigen n-Dekan ist etwa um den Faktor drei größer als die von α -Methylnaphthalin, wogegen das Massenverhältnis der Anfangszusammensetzung 1.67 beträgt. Beim Mischungsmodell ist diese bevorzugte Freisetzung von n-Dekan stärker ausgeprägt, da diese Komponente unverzüglich vom Tropfeninnern an die Oberfläche transportiert wird.

Die Tropfenbeladung ist nahezu unabhängig vom Verdunstungsmodell. Der dichte Strahlkern auf der Achse ist minimal stärker ausgeprägt als beim leichter flüchtigen n-Heptan, vergleiche Abbildung 4.2-3.

Dampfkonzentration

Ein weiterer wichtiger Teil der Arbeit im Sonderforschungsbereich umfaßt die Messungen der Dampfkonzentrationen im Einspritzstrahl mit Hilfe der Raman-Spektroskopie für n-Heptan sowie CARS für den Modellkraftstoff, die innerhalb des Teilprojektes B4 durchgeführt wurden.

Der fokussierte Strahl eines Eximerlasers mit der Wellenlänge von 308 nm dient zur Anregung der Raman- und Fluoreszenzspektren. Durch die kurze Pulsdauer des

Lasers und die geringe Größe des Fokus ist es möglich, den Einspritzstrahl räumlich und zeitlich abzutasten. Es wird über typischerweise 50 Einspritzungen gemittelt. Neben den Ramanspektren lassen sich auch Signale der Miestreueung detektieren, die von Kraftstofftropfen stammen, so daß eine Aussage über die Tropfenkonzentration möglich ist. Die Details der Meßverfahren sind in Kapitel 6 beschrieben.

Das Massenverhältnis der Konzentrationen ist zusammen mit den Miesignalen in Abbildung 4.2-52 für verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Daraus lassen sich die Ausbreitung des Strahls und die jeweilige lokale Gemischzusammensetzung entnehmen. Die Randbedingungen in der Druckkammer sind durch eine Gastemperatur von 773 K, einen Druck von 45 bar und eine Einspritzmenge von 14 mm³ n-Heptan gekennzeichnet.

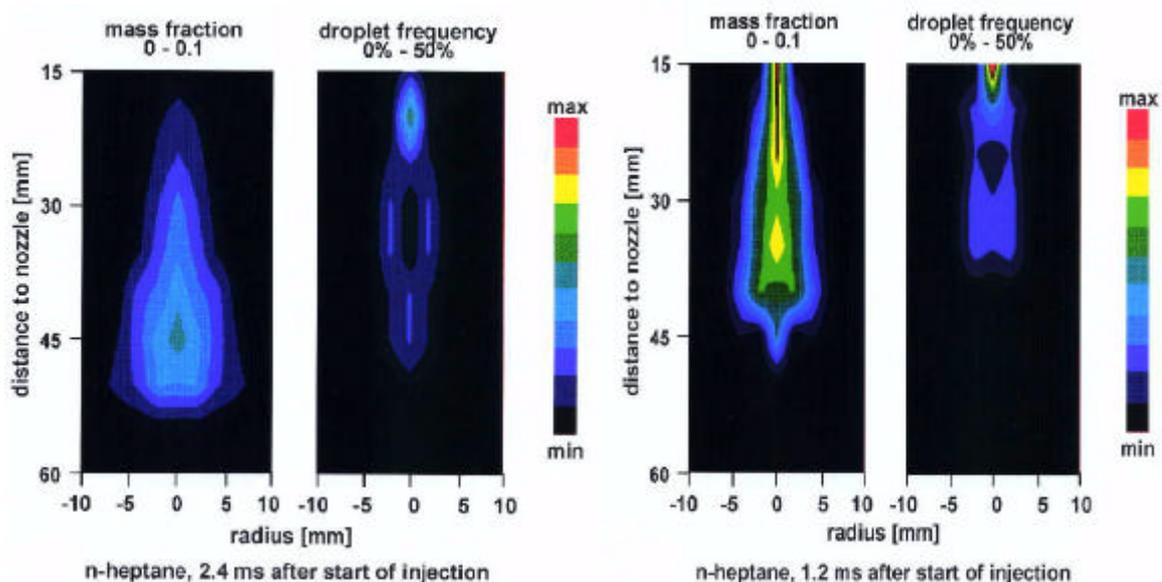


Abbildung 4.2-52 Dampfkonzentration und Tropfensignale

Das Maximum des Massenanteils tritt auf der Strahlachse auf und fällt zum Strahlrand hin stark ab. In axialer Richtung sind die Unterschiede im hier untersuchten Bereich ab einem Düsenabstand von 15 mm vergleichsweise gering.

Tropfenspektren treten bis 20 mm sehr deutlich auf, wogegen die Signale an der Strahlspitze schwach sind. Dies steht in Einklang mit den Ergebnissen der Schlierenaufnahmen sowie der Strahlberechnungen, die in einer Zone bis 20 mm Düsenabstand eine deutlich höhere Tropfenbeladung zeigen.

Die zeitliche Abfolge von Tropfenausbreitung, Verdampfung und Zündung läßt sich anhand der verschiedenen Spektren für Dekan und das viel schwerer flüchtige

Hexadekan erläutern. In Abbildung 4.2-53 und Abbildung 4.2-54 sind die Häufigkeiten der Spektren für Luft, Kraftstoff, Tropfen (Mie) und OH-Radikale, die ein Maß für den Fortschritt der chemischen Reaktionen sind, dargestellt. Der Meßort befindet sich auf der Strahlachse 40 mm unterhalb der Düse.

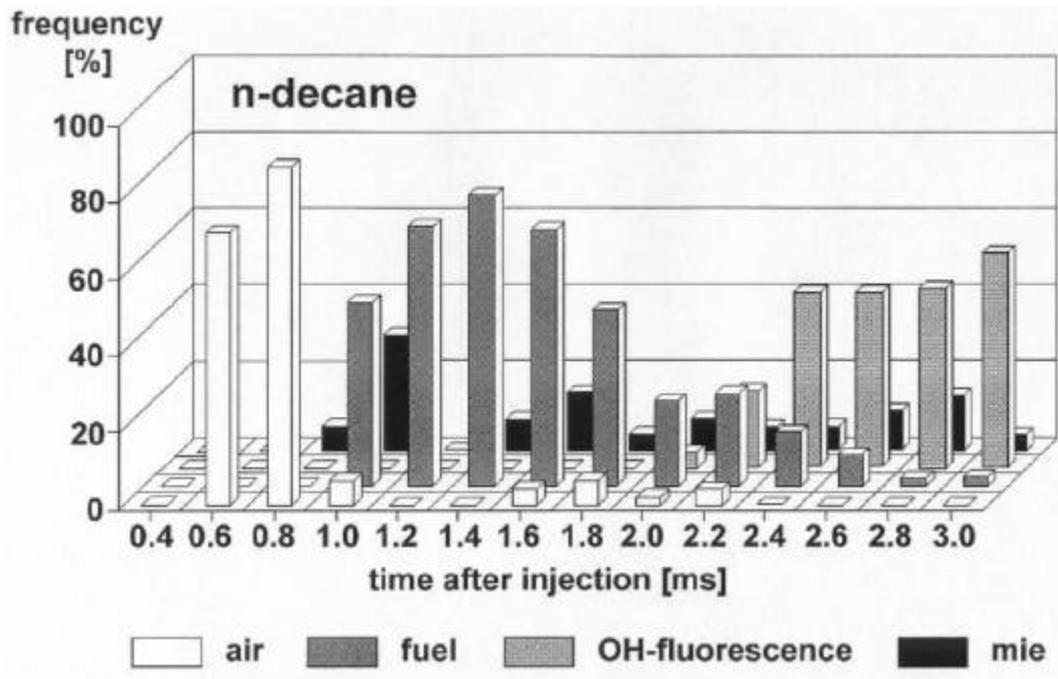


Abbildung 4.2-53 Zeitliche Abfolge der Häufigkeit der verschiedenen Spektrentypen bei Einspritzung von n-Dekan

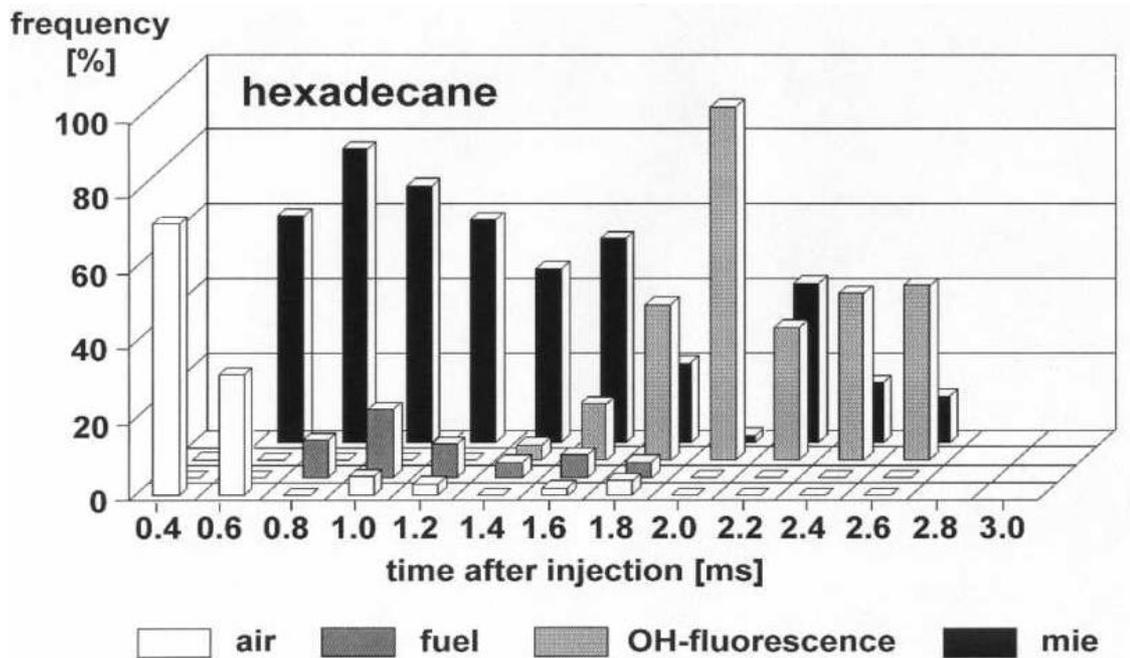


Abbildung 4.2-54 Zeitliche Abfolge der Häufigkeit der verschiedenen Spektrentypen bei Einspritzung von Hexadekan

Der n-Dekan-Kraftstoff erreicht die Meßposition ca. 1 ms nach Einspritzbeginn, was sich in einem abrupten Übergang von Raman-Luftspektren zu Raman-Kraftstoffspektren äußert. Signale der Miestreuung treten mit einer Häufigkeit von ca. 10% auf. Mit Einsetzen der OH-Fluoreszenzen ca. 2 ms nach Einspritzbeginn erreicht die Reaktionszone den Meßbereich.

Die in Abbildung 4.2-54 dargestellten Spektren von Hexadekan zeigen deutlich den Einfluß der Flüchtigkeit des Kraftstoffs. Fast alle Kraftstoffspektren sind durch Miestreuung überlagert, da der im Vergleich zu n-Dekan geringere Dampfdruck zu einer wesentlich langsameren Verdampfung der Tropfen führt. Die Tropfenbeladung ist also deutlich höher als bei n-Dekan.

Die OH-Fluoreszenzen setzen ca. 0.5 ms früher als bei n-Dekan ein, was eine Ursache für den verkürzten Zündverzug sein könnte. Wertet man die wenigen reinen Kraftstoffspektren des Hexadekans hinsichtlich der Gemischzusammensetzung aus, so ergibt sich ein Massenverhältnis von ca. 0.1 bis 0.15, was einem Luftverhältnis im Bereich von 0.5 entspricht. Dieses Massenverhältnis ist für n-Heptan, n-Dekan und Hexadekan etwa gleich groß.

Im folgenden werden die im Teilprojekt B4 gemessenen Dampfkonzentrationen von n-Heptan mit den im Projekt B1b berechneten Werten verglichen. Die Einspritzmenge beträgt 14 mm^3 ($T_g = 773 \text{ K}$, $p = 45 \text{ bar}$). In Abbildung 4.2-55 sind die zeitlichen Ver-

läufe der Dampfkonzentrationen an der Position 30 mm unterhalb der Düse auf der Achse dargestellt.

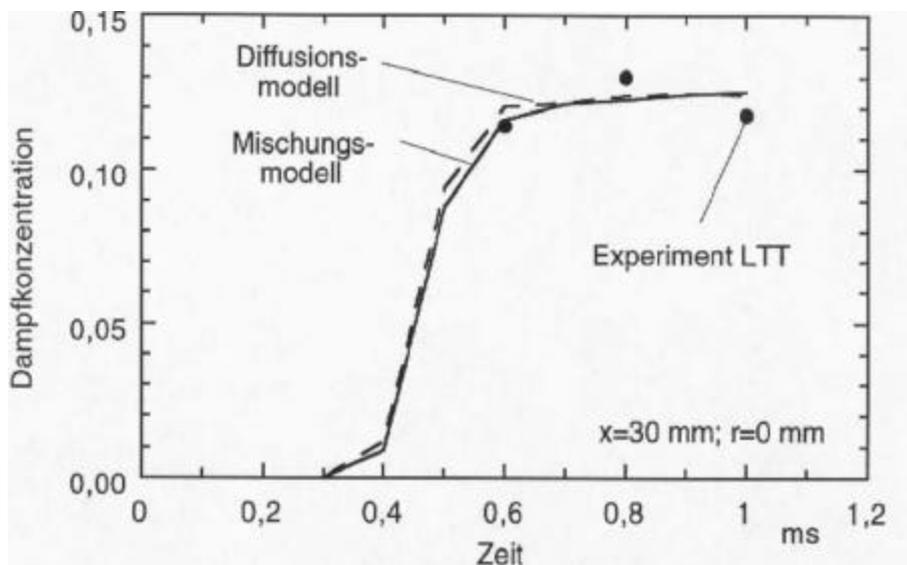


Abbildung 4.2-55 Zeitlicher Verlauf der Dampfkonzentration auf der Achse 30 mm unterhalb der Düse, Vergleich Rechnung (WÜK) / Messung (LTT)

Der gemessene zeitliche Verlauf wird besonders auf der Achse sehr gut von der Berechnung vorhergesagt. Die Unterschiede zwischen dem Mischungsmodell und dem Diffusionsmodell sind in diesem Strahlbereich sehr gering, da der größte Teil des Kraftstoffs schon verdunstet ist. In Abbildung 4.2-56 sind die axialen Verläufe auf der Achse zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn aufgetragen.

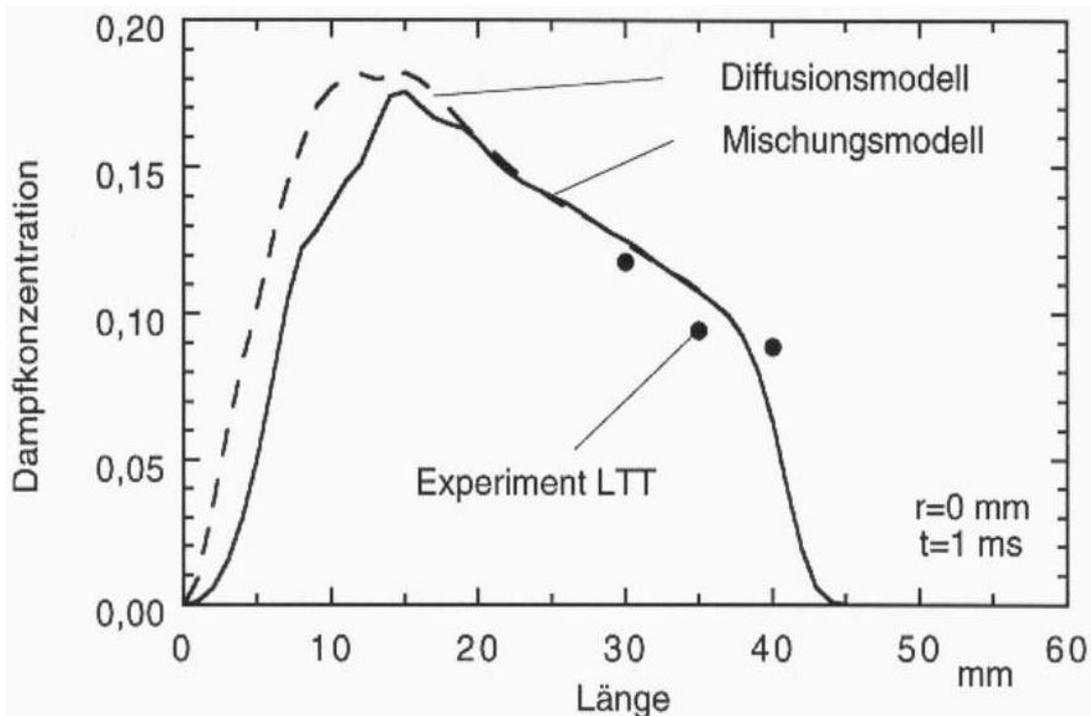


Abbildung 4.2-56 Axialer Verlauf der Dampfkonzentration auf der Achse, Vergleich Rechnung (WÜK) / Messung (LTT)

Die Dampfkonzentration hat ihr Maximum etwa 15 mm unterhalb der Düse und fällt zur Strahlspitze hin leicht ab, wobei am Strahlrand ein starker Gradient vorhergesagt wird. Die Übereinstimmungen zwischen Messung und Simulation hinsichtlich Verlauf und absoluter Größe sind auch hier sehr gut.

Im Motor findet im Gegensatz zur hier verwendeten Druckkammer die Einspritzung in turbulent strömende Luft statt, da durch den Lufteinlaß und die Kolbenbewegung im Brennraum Turbulenz erzeugt wird. Um deren Einfluß in der Druckkammer zu untersuchen, wurde ein Turbulenzgenerator eingebaut. Durch die schnelle Bewegung einer Lochplatte kurz vor Einspritzbeginn wird ein erhöhtes Turbulenzniveau erzeugt. Im Teilprojekt B1b wurden LDA-Messungen der Gasgeschwindigkeit durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die mittlere Geschwindigkeit 25 ms nach Ende der Plattenbewegung auf vernachlässigbar kleine Werte abklingt, wogegen die Schwankung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit (RMS) noch ca. 3 m/s beträgt. Die Messungen mit Turbulenz wurden zu diesem Zeitpunkt durchgeführt, während die Referenzmessungen ohne Turbulenz nach Abklingen der Schwankungsgeschwindigkeiten 200 ms nach der Plattenbewegung erfolgten. Die Platte wurde in beiden Fällen bewegt, um eventuelle weitere Einflüsse z.B. auf das Temperaturfeld in der Druckkammer auszuschließen.

Die Gemischzusammensetzung innerhalb des Einspritzstrahls ist in Abbildung 4.2-57 mit und ohne Turbulenz dargestellt.

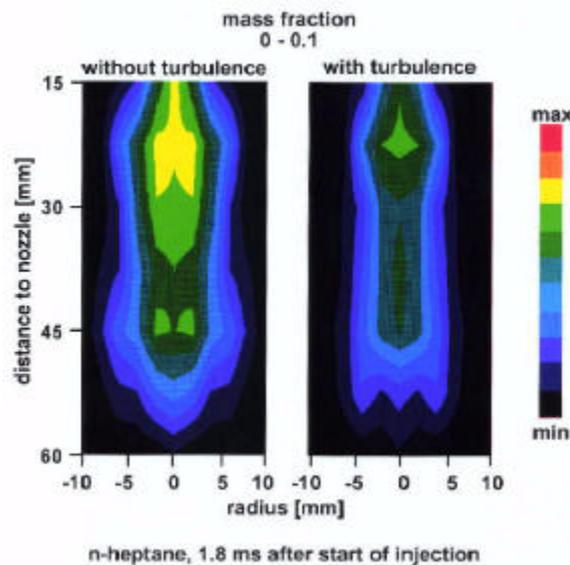


Abbildung 4.2-57 Einfluß der Gasturbulenz auf das Massenverhältnis bei der Einspritzung von n-Heptan

Die Eindringtiefe ist in beiden Fällen nahezu gleich. Das bedeutet, daß sich die Turbulenz nicht auf die Geschwindigkeit des Einspritzstrahls und den gesamten Impulsaustausch zwischen den beiden Phasen auswirkt. Ein deutlicher Einfluß ist aber beim Vergleich der Kraftstoffkonzentrationen erkennbar. Der Einspritzstrahl bei hoher Gasturbulenz weist im beobachteten Bereich durchweg magereres Gemisch als derjenige ohne Turbulenz auf.

Im nächsten Abschnitt sind rechnerische und experimentelle Ergebnisse für den Zweikomponentenkraftstoff dargestellt. Als Meßverfahren wurde CARS eingesetzt, das im Gegensatz zur Raman-Spektroskopie eine getrennte Auswertung der Spektren verschiedener Kohlenwasserstoffe ermöglicht. In Abbildung 4.2-58 ist der Dampfanteil der schwerer flüchtigen Komponente α -Methylnaphthalin an der gesamten Dampfkonzentration aufgetragen, da absolute Größen nicht gemessen werden konnten.

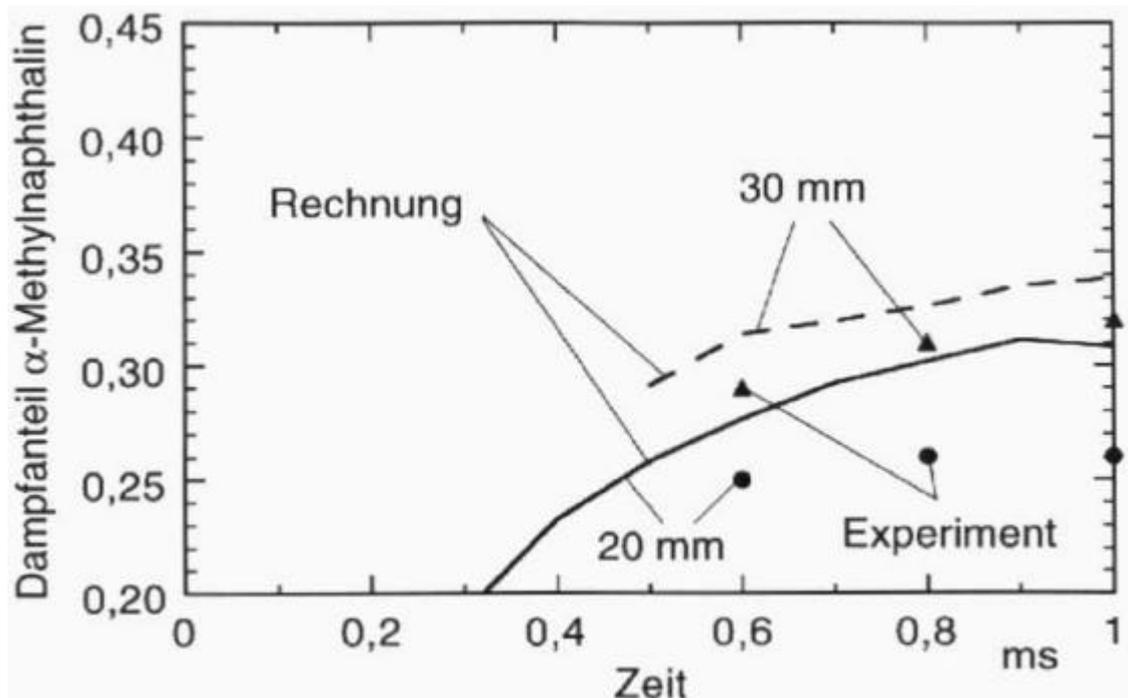


Abbildung 4.2-58 Anteil der Dampfmassenkonzentration von α -Methylnaphthalin auf der Strahlachse, Vergleich Rechnung (WÜK) / Messung (LTT)

Die zeitlichen und räumlichen Verläufe des Dampfanteils stimmen sehr gut überein, lediglich die berechneten absoluten Werte liegen oberhalb der experimentell ermittelten. Aus dem Kurvenverlauf wird deutlich, daß zunächst das leichter flüchtige n-Dekan verdunstet und der Anteil der schwerer flüchtigen Komponente erst mit zunehmendem Düsenabstand und fortgeschrittener Strahlausbreitung zunimmt. Der den Eintrittsbedingungen entsprechende Grenzwert von 0.375 wird erst bei vollständiger Verdunstung der Tropfen erreicht. Daher gibt die aufgetragene Größe den Grad der Gemischaufbereitung an und kann auch zur Abschätzung der Tropfengröße verwendet werden. Berechnungen mit den verschiedenen Tropfenmodellen haben gezeigt, daß deren Einfluß auf den dargestellten Dampfanteil vergleichsweise gering ist.

In Abbildung 4.2-59 sind die Auswirkungen der Zerfallsmodellierung auf die Gasphase zu erkennen, wozu die axialen Verläufe der Dampfmassenanteile aufgetragen sind.

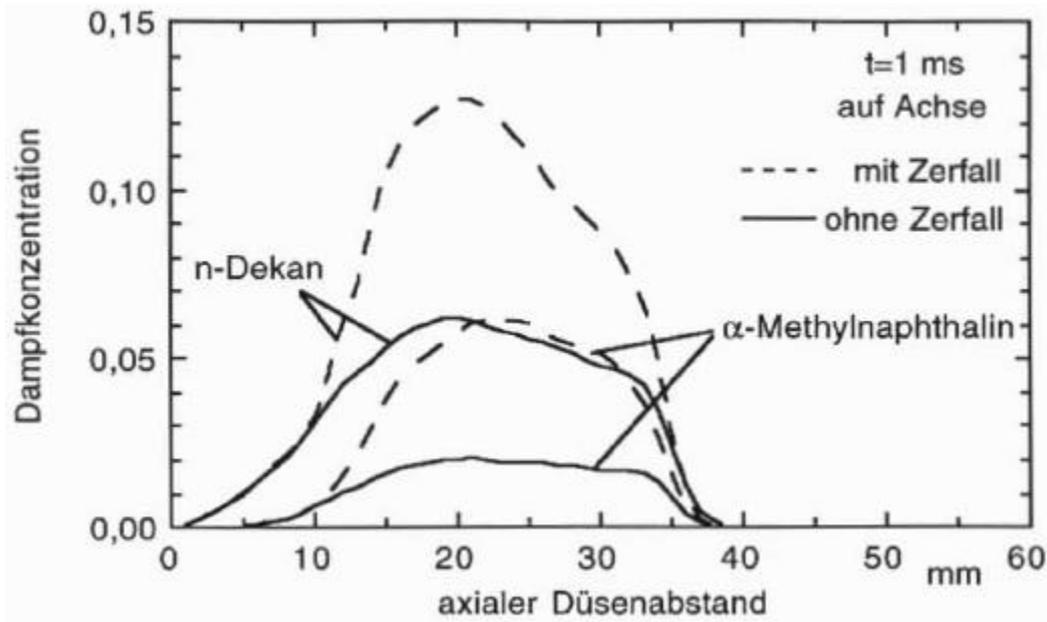


Abbildung 4.2-59 Einfluß der Zerfallsmodellierung auf die Massenanteile der Dämpfe auf der Strahlachse

Bis zu einem Düsenabstand von 10 mm wird der Zerfallsprozeß unterbunden, um einen Einfluß auf die aus dem Zerstäubungsmodell resultierende Tropfengrößenverteilung auszuschließen. Stromabwärts ist bei Verwendung des aerodynamischen Zerfallsmodells ein starker Anstieg der Dampfkonzentrationen zu sehen. Die Konzentration von n-Dekan verdoppelt sich etwa, die des α -Methylnaphthalins steigt sogar um den Faktor 3 an, wodurch dessen Anteil an der Gesamtkonzentration zunimmt. Durch die hohe Dampffreisetzung wird dem Gas die dazu erforderliche Verdampfungsenthalpie entzogen, das sich um bis zu 80 K zusätzlich abkühlt /7/.

Die Ergebnisse hängen nur wenig von den Parametern des Zerfallsmodells ab. Schon bei Verwendung eines einfachen Modells mit konstantem Durchmesser Verhältnis der Satellitentropfen zu den zerfallenden Tropfen von 0.3 ergeben sich sehr ähnliche Resultate /53/.

Ein Vergleich mit Strahlphotographien und PDA-Meßergebnissen zeigt, daß der aerodynamische Tropfenzerfall mit dem vorhandenen Modell überbewertet wird. Es wurden auch im vorderen Strahlbereich Tropfen beobachtet, wo nach den Ergebnissen der Simulation mit dem Zerfallsmodell keine Tropfen mehr vorhergesagt werden.

Eine mögliche Fehlerursache ist die Vernachlässigung von Wechselwirkungen zwischen den Tropfen. Dazu gehören sowohl Koagulationsvorgänge als auch eine Beeinflussung der Transportvorgänge in der Grenzschicht des Tropfens. Insgesamt ist die Übertragbarkeit der dem Zerfallsmodell zugrunde liegenden Ergebnisse aus

Windkanälen auf den Einspritzstrahl aufgrund der verschiedenartigen Randbedingungen noch nicht genügend abgesichert. Die hier diskutierten Ergebnisse können daher nur zur Abschätzung der Auswirkungen des Tropfenzerfalls dienen. Wegen des insgesamt großen Einflusses auf die Kraftstoffverdunstung sind weitere Untersuchungen der Zerfallsphänomene unter Randbedingungen, die denen im Dieselstrahl möglichst nahe kommen, wünschenswert. Zur Klärung dieser Effekte können genaue Messungen der Tropfengrößenverteilung unter exakt definierten Randbedingungen beitragen.

4.2.5 Zusammenfassung

Die numerische Berechnung von Einspritzstrahlen erfordert zum einen die meßtechnische Bestimmung der Randbedingungen und zum anderen die Verifikation der Ergebnisse durch Vermessung des Strahls. Mit bildgebenden Verfahren werden unter anderem Eindringtiefe und Strahlspitzengeschwindigkeit gemessen und mit den Rechenergebnissen verglichen. Als Kraftstoff kamen neben Diesel vorwiegend Modellkraftstoffe wie n-Heptan und das Zweikomponentengemisch n-Dekan/ α -Methylnaphthalin zum Einsatz. Zusätzlich zur Variation der Einspritzparameter (Einspritzrate, -menge etc.) wird auch der Wandeinfluß auf das Strahlverhalten untersucht.

Ausgehend von einer Modellierung des Strahlzerfalls wird detailliert auf die Verdampfung der Tropfen in der Gasphase eingegangen. Ergebnisse zur Temperatur, Größe und Geschwindigkeit der Tropfen sowie zur lokalen Dampfkonzentration werden vorgestellt. Bei der Tropfenmodellierung werden Diffusions- und Mischungsansätze untersucht. Eine spezielle Versuchstechnik dient dazu, den Einfluß der Turbulenz auf die Transportprozesse herauszuarbeiten.

4.2.6 Abbildungsverzeichnis

- Abbildung 4.2-1: Schlierenaufnahmen des Einspritzstrahls (500 °C, 45 bar, 6 mm³ Diesel, Düse $l/d=1.0/0.2$ [mm])
- Abbildung 4.2-2: Zyklische Schwankungen der Strahlausbreitung (500 °C, 45 bar, 21.5 mm³ Heptamethylnonan, Düse $l/d=0.8/0.3$ [mm])
- Abbildung 4.2-3: Strahlphotographie und berechneter Volumenanteil der Tropfen (500 °C, 45 bar, 7 mm³ n-Heptan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])
- Abbildung 4.2-4: Axiale Eindringtiefen (500 °C, 45 bar, 7 mm³ n-Heptan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])
- Abbildung 4.2-5: Entwicklung der Strahlspitzengeschwindigkeit in Düsennähe (20 °C, 17 bar, 7 mm³ n-Dekan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])
- Abbildung 4.2-6: Strahlspitzengeschwindigkeit als Funktion der momentanen Strahllänge ermittelt aus photographischen (WÜK, $l/20$) und holographischen Aufnahmen (LHT) (20 °C, 17 bar, 7 mm³ n-Dekan, Düse $l/d=0.8/0.2$ [mm])
- Abbildung 4.2-7: Einfluß des Gasdrucks auf die Strahlspitzengeschwindigkeit und die Eindringtiefe, ermittelt aus Strahlphotographien (25 °C, 20.5 mm³ n-Heptan, Düse $l/d=1.0/0.2$ [mm]; nach Shehata /19/)
- Abbildung 4.2-8: Einfluß von Druck und Düsenlochdurchmesser auf den Strahlwinkel (20.5 mm³ n-Heptan, 25 °C, Spritzlochlänge $l = 1.0$ mm; nach Shehata /19/)
- Abbildung 4.2-9: Einfluß verschiedener Einspritzparameter
- Abbildung 4.2-10: Einfluß der Einspritzrate auf die Strahlausbreitung, ermittelt aus Schlierenaufnahmen
- Abbildung 4.2-11: Strahlausbreitung und Gemischbildung bei Variation der Einspritzmenge, 45 bar, 500 °C
- Abbildung 4.2-12: Einfluß des Düsenlochdurchmessers auf die Strahlausbreitung
- Abbildung 4.2-13: Strahlausbreitung und Gemischbildung bei Variation des Düsenlochdurchmessers 45 bar, 500 °C
- Abbildung 4.2-14: Strahlausbreitung an der ebenen Wand
- Abbildung 4.2-15: Einfluß der Wandtemperatur auf die Strahlausbreitung
- Abbildung 4.2-16: Einfluß des Abstands Düse/Wand auf die Strahlausbreitung
- Abbildung 4.2-17: Größendefinition bei Variation des Strahlauftreffwinkels
- Abbildung 4.2-18: Einfluß des Strahlauftreffwinkels auf die Strahlausbreitung

- Abbildung 4.2-19: Strahlausbreitung in einer realen Kolbenmulde
- Abbildung 4.2-20: Mechanismen des Strahlzerfalls nach Lefebvre /35/ und zwei typische Zustände der Untersuchungen an der Druckkammer
- Abbildung 4.2-21: Ansätze zur Modellierung des Zerstäubungsvorgangs nach /3/
- Abbildung 4.2-22: Typische Tropfengrößenverteilungen in Düsenähe
- Abbildung 4.2-23: Tropfendeformation und Zerfall durch aerodynamische Kräfte (nach Krzeczowski /41/)
- Abbildung 4.2-24: Holographische Aufnahmen des unmittelbaren Beginns der Einspritzung im Zeitraum $t < 10 \mu\text{s}$
- Abbildung 4.2-25: Ausbildung des Einspritzstrahles für den Zeitraum $10 \mu\text{s} < t < 15 \mu\text{s}$
- Abbildung 4.2-26: Ausbildung des Einspritzstrahles im Zeitraum $15 \mu\text{s} < t < 55 \mu\text{s}$
- Abbildung 4.2-27: Ausbildung des Einspritzstrahles für die Zeit $t \approx 70, 80, 90$ und $600 \mu\text{s}$
- Abbildung 4.2-28: Strahlspitze an der Position 20 mm unterhalb der Düse
- Abbildung 4.2-29: Numerisch berechneter Einspritzstrahl 1 ms nach Einspritzbeginn
- Abbildung 4.2-30: Typische Temperatur- und Konzentrationsverläufe im Tropfen und in der Grenzschicht
- Abbildung 4.2-31: Verdunstungsverhalten eines n-Heptan Strahls (773 K, 45 bar, 7 mm^3)
- Abbildung 4.2-32: Beginn der Strahlspitzenverdunstung für Kraftstoffe mit unterschiedlicher Siedetemperatur
- Abbildung 4.2-33: Holographisch bestimmte, lokal aufgelöste Tropfendichteverteilung 1 ms nach Einspritzbeginn
- Abbildung 4.2-34: Lokal aufgelöste Geschwindigkeitsverteilung zu dem in Abbildung 4.2-33 abgebildeten Einspritzstrahl (Bereiche mit Geschwindigkeiten $< 2 \text{ m/s}$ sind nicht dargestellt)
- Abbildung 4.2-35: Flächenbezogene Häufigkeitsverteilung als Funktion von lokaler Tropfenkonzentration und -geschwindigkeit
- Abbildung 4.2-36: Tropfengeschwindigkeit als Funktion der lokalen Tropfenkonzentration
- Abbildung 4.2-37: Berechnete und gemessene Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeit von einzelnen Tropfen

- Abbildung 4.2-38: Berechneter zeitlicher Verlauf der axialen Tropfen- und Gasgeschwindigkeiten bei einem axialen Düsenabstand von 30 mm und einem Radius von 2 mm (n-Heptan, 773 K, 45 bar, 7 mm³)
- Abbildung 4.2-39: Tropfengeschwindigkeits- und Durchmesserlauf über dem Radius 30 mm unterhalb der Düse zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Heptan, 773 K, 45 bar, 7 mm³)
- Abbildung 4.2-40: Geschwindigkeits- und Anzahlverteilung bei 2 mm radialem Abstand 30 mm unterhalb der Düse zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Heptan, 773 K, 45 bar, 7 mm³)
- Abbildung 4.2-41: Volumenstromdichteverteilungen bei 8.65 mm³/Hub und 1000 min⁻¹, Düsengeometrie: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm², Ebenen 20 und 27.7 mm
- Abbildung 4.2-42: Volumenstromdichteverteilungen bei 19 mm³/Hub und 1000 min⁻¹; Düsengeometrie: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm², Ebenen 20 und 27.7 mm
- Abbildung 4.2-43: Einspritzdruckverläufe bei unterschiedlichen Einspritzmengen; Düsengeometrie: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm²; Drehzahl: 1000 min⁻¹
- Abbildung 4.2-44: Einspritzdruckverlauf und Nadelhubsignal für alle Versuchszustände
- Abbildung 4.2-45: Volumenstromdichteverteilungen bei 7 mm³/Hub und 1400 min⁻¹, Düse: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm², Kammerzustand: 12 bar und 20 °C, radiale Meßposition: 1.5 mm
- Abbildung 4.2-46: Volumenstromdichteverteilungen bei 7 mm³/Hub und 1400 min⁻¹, Düse: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm², Kammerzustand: 20 bar und 200 °C, radiale Meßposition: 1.5 mm
- Abbildung 4.2-47: Volumenstromdichteverteilungen bei 7 mm³/Hub und 1400 min⁻¹, Düse: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm², Kammerzustand: 20 bar und 400 °C, radiale Meßposition: 1.5 mm
- Abbildung 4.2-48: Volumenstromdichteverteilungen bei 7 mm³/Hub und 1400 min⁻¹, Düse: $\varnothing 0.2 \times 0.8$ mm², Kammerzustand: 30 bar und 400 °C, radiale Meßposition: 1.5 mm
- Abbildung 4.2-49: Berechnete Tropfentemperaturen in Abhängigkeit vom Durchmesser bei einer Strahlposition $x=30$ mm und $r=2$ mm zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Dekan/ α -Methylnaphthalin 70/30, 773 K, 45 bar, 7 mm³)

- Abbildung 4.2-50: Massenanteil von n-Dekan in Abhängigkeit vom Durchmesser bei einer Strahlposition $x=30$ mm und $r=2$ mm zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn (n-Dekan/ α -Methylnaphthalin 70/30, 773 K, 45 bar, 7 mm³)
- Abbildung 4.2-51: Gasgeschwindigkeit, Gastemperatur, Massenkonzentrationen und Tropfenbeladung zum Zeitpunkt 1 ms nach Einspritzbeginn mit dem Diffusionsmodell (oberhalb der Symmetrieachse) bzw. Mischungsmodell (unterhalb der Achse)(n-Dekan/ α -Methylnaphthalin 70/30, 773 K, 45 bar, 7 mm³)
- Abbildung 4.2-52: Dampfkonzentration und Tropfensignale (*farbig!*)
- Abbildung 4.2-53: Zeitliche Abfolge der Häufigkeit der verschiedenen Spektrentypen bei Einspritzung von n-Dekan
- Abbildung 4.2-54: Zeitliche Abfolge der Häufigkeit der verschiedenen Spektrentypen bei Einspritzung von Hexadekan
- Abbildung 4.2-55: Zeitlicher Verlauf der Dampfkonzentration auf der Achse 30 mm unterhalb der Düse, Vergleich Rechnung (WÜK) / Messung (LTT)
- Abbildung 4.2-56: Axialer Verlauf der Dampfkonzentration auf der Achse, Vergleich Rechnung (WÜK) / Messung (LTT)
- Abbildung 4.2-57: Einfluß der Gasturbulenz auf das Massenverhältnis bei der Einspritzung von n-Heptan (*farbig!*)
- Abbildung 4.2-58: Anteil der Dampfmassenkonzentration von α -Methylnaphthalin auf der Strahlachse, Vergleich Rechnung (WÜK) / Messung (LTT)
- Abbildung 4.2-59: Einfluß der Zerfallsmodellierung auf die Massenanteile der Dämpfe auf der Strahlachse

4.2.7 Tabellenverzeichnis

- Tabelle 4.2-1: Randbedingungen bei der Variation der Einspritzrate
- Tabelle 4.2-2: Randbedingungen bei der Variation der Einspritzmenge
- Tabelle 4.2-3: Randbedingungen bei der Variation des Düsenlochdurchmessers
- Tabelle 4.2-4: Parametervariation zur Erfassung der Einflüsse von Pumpendrehzahl, Einspritzmenge und Düsengeometrie
- Tabelle 4.2-5: Versuchsbedingungen

4.2.8 Literatur

- /1/ R. Sperber, R.: „Technisches Handbuch Dieselmotoren“, 5. Aufl., VEB Verlag Technik, Berlin, 1990
- /2/ P. Roosen: „Einspritzstrahlstruktur vor Dieseldüsen“, Motortechnische Zeitschrift, Vol. 52 (1991) 526-531
- /3/ A.J. Yule, D.G. Salters: „The structure and dimensions of the time dependent break-up zone of diesel sprays“, ICLASS-94, Rouen, France, July 1994, 236-243
- /4/ J.B. Heywood: „Internal Combustion Engine Fundamentals“, Mc Graw Hill, New York, 1988
- /5/ H. Hiroyasu: „Diesel engine combustion and its modeling, COMODIA 85, Tokyo, Sept. 4-6, 1985, 53-75
- /6/ Th. Flower: „Numerische Simulation der dieselmotorischen Einspritzung - Vergleich der Euler- und Lagrange-Ansätze für die disperse Phase“, Dissertation, RWTH Aachen, 1992
- /7/ M. Klingsporn: „Modellierung der Mehrkomponenten-Verdunstung bei der dieselmotorischen Einspritzung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1996
- /8/ J. Anders, J. Karlsson: „The SPICE-code for prediction of spray ignition, combustion and emission“, Dep. of Thermo- and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 1991
- /9/ A.D. Gosman: Department of Mechanical Engineering, Imperial College London, SPEED Code developed within the CEC programme JRC-IDEA, 1993
- /10/ A.A. Amsden, P.J. O'Rourke, T.D. Butler: „KIVA II: A computer program for chemically reactive flows with sprays“, Los Alamos Report LA-11560-MS, 1989
- /11/ FIRE instruction manual, AVL LIST GmbH, Graz, Österreich, 1990
- /12/ A.D. Gosman, E. Ionnides: „Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors“, J. Energy, Vol. 7 (1983) 482-490
- /13/ FLUENT Users Guide V 4.25, FLUENT Inc., Centerra Resource Park, Lebanon, NH, 03766, USA
- /14/ R. Pischinger, G. Staska, Z. Gao: „Berechnung des Einspritzverlaufes von Dieselanlagen bei Kavitation“, Motortechnische Zeitschrift, Vol. 44 (1983) 423-426
- /15/ W. Bergwerk: „Flow pattern in diesel nozzle spray holes, Proc. Inst. Mech. Eng., Vol.173 (1959) 655-660
- /16/ H. Chaves, M. Knapp, A. Kubitzek, F. Obermeier: „High speed flow measurements within an injection nozzle“, SPIE Proceedings, Vol. 2052 (1993) 265-272
- /17/ A. Kracke: „Untersuchung der Gemischbildung durch Hochdruckeinspritzung bei PKW-Dieselmotoren“, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 12 Nr. 175, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1992

-
- /18/ H. Hiroyasu: „Experimental and theoretical studies on the structure of fuel sprays in diesel engines, ICLASS-91, Gaithersburg, MD, U.S.A., July 1991, 17-31
- /19/ M. Shehata: „Experimentelle Untersuchungen zur Strahlausbreitung und Zerstäubung beim Einspritzvorgang unter dieselähnlichen Bedingungen“, Dissertation, RWTH Aachen, 1989
- /20/ U. Renz, A. Breuer, Th. Flower, M. Shehata: „Untersuchungen an einem Brennstoffstrahl unter dieselähnlichen Bedingungen, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs SFB 224, Motorische Verbrennung, RWTH Aachen, 6.-7. Oktober 1988, pp 226-247
- /21/ H. Schulte, M. Dürnholz, K. Wübbeke: „Die Rolle des Einspritzsystems bei der Erfüllung zukünftiger Schadstoffemissionswerte“, 2. Aachener Kolloquium Fahrzeug und Motorentechnik '89, Aachen, Oktober 1989
- /22/ A. Peters, W. Pütz: „Status und Potential des kleinvolumigen Direkteinspritzer-Dieselmotors für Pkw und kleine Nutzfahrzeuge“, 10. Internationales Wiener Motorensymposium, 4.-5. Mai 1995, VDI-Fortschrittsberichte, Reihe 12, Nr. 239, S. 55-86, VDI-Verlag
- /23/ U. Reuter: „Kammerversuche zur Strahlausbreitung und Zündung bei dieselmotorischer Einspritzung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1989
- /24/ H. Hiroyasu, M. Arai: „Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines“, SAE Paper Nr. 900475, 1990
- /25/ H. Hiroyasu: „Disintegrating Process and Spray Characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle“, SAE Paper Nr. 840275, 1984
- /26/ F. Pischinger, E. Scheid, U. Reuter: „Influence of Fuel, Injection and Wall on Self Ignition of Diesel Sprays“, XXII FISITA-Konferenz, Dearborn, Michigan, 25.-30.09.1988
- /27/ H. Xu: „Einfluß von Wänden auf Strahlausbreitung und Zündverhalten unter dieselmotorischen Bedingungen“, Dissertation, RWTH Aachen, 1991
- /28/ E. Scheid, H. Xu: „Einfluß von Wänden auf Strahlausbreitung und Zündverhalten bei dieselmotorischer Einspritzung“, Kolloquium des SFB 224 „Motorische Verbrennung“, Aachen, 24.-25.09.1990
- /29/ J. Senda: „Characteristics of Diesel Spray Impinging on a Flat Wall“, ISACS 94, 1994
- /30/ N. Katsura, M. Saito, J. Senda, H. Fujimoto: „Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall“, SAE Paper Nr. 890264, 1989
- /31/ J.D. Naber, R.D. Reitz: „Modeling Engine Spray/Wall Impingement“, SAE-Paper 8801079, 1988
- /32/ H. Fujimoto, J. Senda, A. Hashimoto, M. Nagae: „Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall“, COMODIA 90, 1990, S. 193
- /33/ G. Sitkei: „Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren“, Springer-Verlag, 1964

-
- /34/ H.O. Herrmann, M. Dürnholtz: „Der direkteinspritzende Pkw-Dieselmotor als Vierventiler - ein Motorkonzept zur Erfüllung zukünftiger Anforderungen ?“, Seminar „Mehrventiltechnik“, Haus der Technik, Essen, 24.02.1994
- /35/ A.H. Lefebvre: „Atomization and sprays“, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989
- /36/ R.D. Reitz, F.V. Bracco: „Mechanism of atomization of a liquid jet“, Phys. Fluids, Vol. 25 (1982) 1730-1742
- /37/ U. Renz, A. Breuer, M. Klingsporn: „Strahlausbreitung und Tropfenverdampfung bei der dieselmotorischen Einspritzung“, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs SFB 224, „Motorische Verbrennung“, RWTH Aachen, 11.-12. März 1993, 23-39
- /38/ M.J. Andrews: „The large-scale fragmentation of the intact liquid core of a spray jet“, atomization and Sprays, Vol. 3 (1993) 29-54
- /39/ Th. Schneider: „Zur Modellierung der Zerstäubung von Flüssigkeitsfreistrahlen“, Dissertation, Universität Dortmund, 1995
- /40/ G. Dibelius, J. Funcke: „Zerstäubung des Kraftstoffstrahls und Tropfenverdampfung bei der dieselmotorischen Einspritzung“, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs SFB 224, „Motorische Verbrennung“, RWTH Aachen, 6.-7. Oktober 1988, 248-274
- /41/ S.A. Krzeczowski: „Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 6 (1980) 227-239
- /42/ R.D. Reitz, R. Diwakar: „Effect of drop breakup on fuel sprays“, SAE Paper 860469 1986
- /43/ L.-P. Hsiang, G.M. Faeth: „Near-limit drop deformation and secondary breakup“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18 (1992) 635-652
- /44/ L.-P. Hsiang, G.M. Faeth: „Drop properties after secondary breakup“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19 (1993) 721-735
- /45/ M. Pilch, C.A. Erdman: „Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13 (1987) 741-757
- /46/ P.J. O'Rourke, A.A. Amsden: „The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup“, SAE Paper 872089, 1987
- /47/ G. Brenn, A. Frohn: „Collision and merging of two equal droplets of propanol“, Exp. Fluids, Vol. 7 (1989) 441-446
- /48/ P.J. O'Rourke, F.V. Bracco: „Modelling of drop interactions in thick sprays and a comparison with experiments“, Inst. Mech. Eng., Paper C404/80 (1980) 101-112
- /49/ Y.J. Jiang, A. Umemura, C.K. Law: „An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon droplets“, J. Fluid Mech., Vol. 234 (1992) 171-190

-
- /50/ J.K. Schaller, C.G. Stojanoff: „Holographic Investigation of a Diesel Jet Injected into a High-Pressure Test Chamber“, Part. Part. Syst. Charact., Vol. 13, pp. 196 - 204, 1996
- /51/ W. Lauterborn, A. Koch: „Holographic observation of period-doubled and chaotic bubble oscillations in acoustic cavitation“, Physical Review A, Vol 35(4), pp. 1974 - 1976, 1987
- /52/ M.J. Ehrlich, J.S. Steckenrider, J.W. Wagner: „A new system for high speed timeresolved holography of transient events“, SPIE proceedings, Vol. 1756, pp. 270 - 276, 1992
- /53/ M. Klingsporn, U. Renz: „Numerical simulation of a diesel spray, 6th Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Erlangen, 30.3-2.4.1992
- /54/ W.E. Ranz, W.R. Marshall: „Evaporation from drops“, Part II, Chem. Eng. Prog., Vol. 48 (1952) 173-180
- /55/ R. Clift, J.R. Grace, M.E. Weber: „Bubbles, drops and particles“, Academic Press, New York, 1978
- /56/ R. Kneer, M. Schneider, B. Noll, S. Wittig: „Diffusion controlled evaporation of a multicomponent droplet: theoretical studies on the importance of variable liquid properties“, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36 (1993) 2403-2415
- /57/ R.B. Landis, A.F. Mills: „Effect of internal diffusional resistance on the evaporation of binary droplets“, 5th Int. Heat Transfer Conf., Paper B7.9, Tokyo, Japan, 1974, 345-349
- /58/ B. Abramzon, W.A. Sirignano: „Droplet vaporization model for spray combustion calculations“, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32 (1989) 1605-1618
- /59/ C. Kleinstreuer, H. Chiang: „Convection heat transfer of closely-spaced spheres with surface blowing“, Wärme- und Stoffübertragung, Vol. 28 (1993) 285-293
- /60/ L.-P. Hsiang, G.M. Faeth: „Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 21 (1995) 545-560
- /61/ R.C. Reid, J.M. Prausnitz, B.E. Poling: „The properties of gases and liquids“, (4th Edn), McGraw-Hill Book Company, New York, 1987
- /62/ A. Makino, C.K. Law: „On the controlling parameter in the gasification behaviour of multicomponent droplets“, Combust. Flame, Vol. 73 (1988) 331-336
- /63/ S. Hohmann, M. Klingsporn, U. Renz: „An improved model to describe spray evaporation under diesel-like conditions“, SAE Paper 960630, Int. Congress, February 26-29, 1996, Detroit, USA
- /64/ T.E. Daubert, R.P. Danner: „Physical and thermodynamic properties of pure chemicals: data compilation“, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989
- /65/ R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot: „Transport phenomena“, Wiley, New York, 1960

-
- /66/ H. Kuniyoshi, H. Tanabe, G.T. Sato, H. Fujimoto: „Investigation on the Characteristics of Diesel Fuel Spray“, Society of Automotive Engineers, SAE/SP-80/468, pp. 77 - 93, 1980
- /67/ P. Trichet, G. Lavergne, Y. Biscos: „Droplet dispersion in grid generated turbulence“, Proceedings of the sixth international conference on liquid atomization and spray systems, ICLASS 94, July 18 - 22, Rouen, France, pp. 164 - 171, 1994
- /68/ P. Neumann, H. Umhauer: „Prerequisites, Capabilities and Limits of Pulse Holography when Investigating the State and Transport Behavior of Disperse Phases in Gaseous Flows“, International Conference on Mechanics of Two-Phase Flows, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, ROC, June 12 - 15, pp. 79 - 84, 1989
- /69/ G. Haussmann, W. Lauterborn: „Determination of size and position of fast moving gas bubbles in liquids by digital 3-D image processing of hologram reconstructions“, Applied Optics, Vol. 19(20), pp. 3529 - 3535, 1980
- /70/ G. Dibelius, J. Funcke, K. Holzenthal: „Experimentelle Untersuchungen zur Zerstäubung und Verdampfung von Kraftstoff unter dieselmotorischen Bedingungen“, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs 224 der RWTH Aachen „Motorische Verbrennung“, 24. - 25. September 1990
- /71/ D. Bohn, G. Fitzky, J. Funcke, C. Köster: „Untersuchungen zur Zerstäubung und Verdampfung von Dieselmotorkraftstoff“, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs 224 der RWTH Aachen „Motorische Verbrennung“, 19. - 20. März 1996
- /72/ D. Bohn, K. Stieper, A.N. Astachow, G. Fitzky, C. Köster, G. Krüger: „Untersuchung der Zerstäubung von Schwerölen bei Variation der Einspritzbedingungen“, FVV-Zwischenbericht, Heft R 481, 1995