

Jahresbericht 2002, 27. März 2003

Projekt

Erarbeitung von Grundlagen für innovative Brennverfahren und motorische Arbeitsprozesse

Autor und Koautoren	G. Barroso, K. Boulouchos
beauftragte Institution	Labor für Aerothermochemie und Verbrennungssysteme IET / ETHZ
Adresse	Clausiusstr. 33, ETH Zentrum / CLT B 4, 8092 Zürich
Telefon, E-mail, Internetadresse	01 632 75 34, barroso@lav.mavt.ethz.ch , www.lav.ethz.ch
BFE Projekt-/Vertrag-Nummer	Projekt-Nr. 40070, Verfügung Nr. 79887
Dauer des Projekts (von – bis)	1. September 2000 – 31. August 2003

ZUSAMMENFASSUNG

Die Gemischbildungsqualität ist für die homogene Kompressionszündverbrennung magerer Gemische von hohem Stellenwert. Im allgemeinen werden zündwillige, schwerverdampfende Kraftstoffe verwendet (meistens Dieseldestillate [3]), die in flüssigem Zustand in den Brennraum eingespritzt werden. Zur Berechnung der physikalischen Prozesse vom flüssigen Zustand bis zur verdampften Phase müssen sowohl die Prozesse selber wie auch die Interaktionen zwischen den zwei Phasen modelliert werden [2, 4, 5, 6, 7]. Die durchgeführten Berechnungen wurden mit laboreigenen Messungen an einer optisch zugänglichen Hochtemperatur-/druckzelle validiert. Die Ergebnisse zeigten, dass die Güte der Berechnungen von der verwendeten Auflösung (diese ist abhängig von den charakteristischen Zeit- wie auch Längenmassen der Einspritzung) abhängen. Im weiteren ist eine genügend hohe Zahl an repräsentativen Parcels zu verwenden. Zur Zeit ist jedoch eine Validierung jeder einzelne Düse mit Messdaten notwendig (es wird vermutet, dass dies von der unbekannten Düseninnenströmung herrührt). Ohne vorhandenen Messdaten ist eine reine Vorausberechnung gefährlich, da schnell eine grosse Abweichung (in der Penetration z. Bsp. von 100%) auftreten kann.

Eine mit dem Experiment übereinstimmende Berechnung des Brennverlaufes ist die grosse Herausforderung in der 3-D-CRFD-Simulation. In der vorliegenden Arbeit basiert das Verbrennungsmodell auf einem charakteristischen Zeitmass. Bei Simulationen im Teillastbereich hat sich herausgestellt, dass der Verbrennungsmodell - Parameter der ursprünglich für die ottomotorische Vormischverbrennung vorgeschlagen wurde, auch für die dieselmotorischen Vormischverbrennung entscheidend ist. Ein weiterer Nachteil dieses Modelles, ist dass nach dem Wegfall des Turbulenzgenerators (d.h. ab Ende der Einspritzung) die Reaktionsrate stark abnimmt, da diese umgekehrt proportional zum turbulenten Zeitmass ist.

Trotz der schlechten Berechnung der Wärmefreisetzung scheinen die Tendenzen bei den NO_x – Emissionen in einem vernünftigen Rahmen zu liegen.

Projektziele

Die Kompressionszündung homogener magerer Gemische (HCCI) ermöglicht eine markante Reduktion der Stickstoff- wie auch Russemissionen [3]. Es ist jedoch eine grosse Herausforderung den gewünschten Homogenitätsgrad vor Zündbeginn herzustellen, ohne dabei zu hohe HC-Emissionen, zu hohe Druckanstiege und die damit verbundenen Lärmemissionen zu verursachen. Die Modellierung der Gemischaufbereitung, Entzündung und Verbrennung erfordert ein vertieftes Verständnis dieser Prozesse und kann sogleich einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtprozessverbesserung liefern. Das ehrgeizige Ziel dieses Projektes ist, die Gemischaufbereitung, die Entzündung, die Verbrennung sowie die NO_x -Emissionen von homogen betriebenen kompressionsgezündeten Motoren vorrauszuberechnen und somit einen wesentlichen Beitrag zur Entwicklung eines HCCI Motors zu leisten.

Aufbauend auf den Ergebnissen und Erfahrungen vom Jahr 2001 galt es in diesem Jahr die **Gemischaufbereitung** und dessen Modellierung zu untersuchen. Die Rechnungen wurden mit Messungen an der laboreigenen Hochdruck-Temperaturzelle validiert.

Aufbauend auf den obigen Ergebnissen wurde danach die Gemischbildung, **Entzündung und Verbrennung** eines laboreigenen Einzylinderdieselmotors in verschiedenen Kennfeldpunkten mit unterschiedlichen Modellen berechnet. Die simulierten Druckverläufe und die Wärmefreisetzung wurden mit Messungen validiert.

In einem nächsten Schritt wurde ein NO_x -Modell implementiert und die berechneten **Schadstoffe** mit den gemessenen verglichen.

Durchgeführte Arbeiten und erreichte Ergebnisse

Validierung der gerechneten Gemischaufbereitung mit Messungen an der laboreigenen Hochdruck-Temperaturzelle.

Die Modellierung des Sprays eines Dieselmotors umfasst eine Vielzahl von Teilmodellen. In Tabelle 1 sind die wichtigen physikalischen Phänomene und deren Modellansatz zusammengefasst. Die Teilmodelle besitzen in der Regel modifizierbare Parameter oder ermöglichen unterschiedliche Anfangsbedingungen (z. Bsp. Tropfengrösse beim Injektor). Dies ermöglicht eine Vielzahl von Permutationen dieser. Um eine genaue Simulation machen zu können, ist zusätzlich eine genaue Kenntnis der Abhängigkeit der Stoffeigenschaften des Kraftstoffes über der Temperatur (z. Bsp. Oberflächenspannung, Dampfdruck) notwendig.

Phänomen	Ansatz <i>StarCD</i>
Gasphase-Turbulenzmodell	k- ϵ -Modell
Tropfenaufbruch	HUH, Reitz
Tropfen-Tropfen Interaktionen	Modell nach O' Rourke
Verdampfung	Ranz-Marshall-Correlation
Dispersion	Eddy-Interaktions-Modell
Wandbenetzung	Modell nach Bai

TABELLE 1: ÜBERSICHT DER TEILMODELLE FÜR DIE BERECHNUNG DES SPRAYS

Mit der Berechnung von **nicht verdampfenden Sprays**, d.h. Einspritzungen in eine Stickstoffatmosphäre mit einer Temperatur von 400K und 40 bar, liegt der Schwerpunkt in der Untersuchung des Aufbruchmodelles (Winkel, Tropfengrösse) und der Kopplung zwischen beiden Phasen (Impuls). Die Berechnungen von verdampfenden Sprays hat ihren Schwerpunkt in der Verdampfung und Gemischbildung. Nebst Auflösungsuntersuchungen wurde das Atomisierungsmodell, den Einspritzdruck und den Düsendurchmesser variiert. In Tabelle 2 ist ein Auszug aus den wichtigsten untersuchten Fälle aufgelistet.

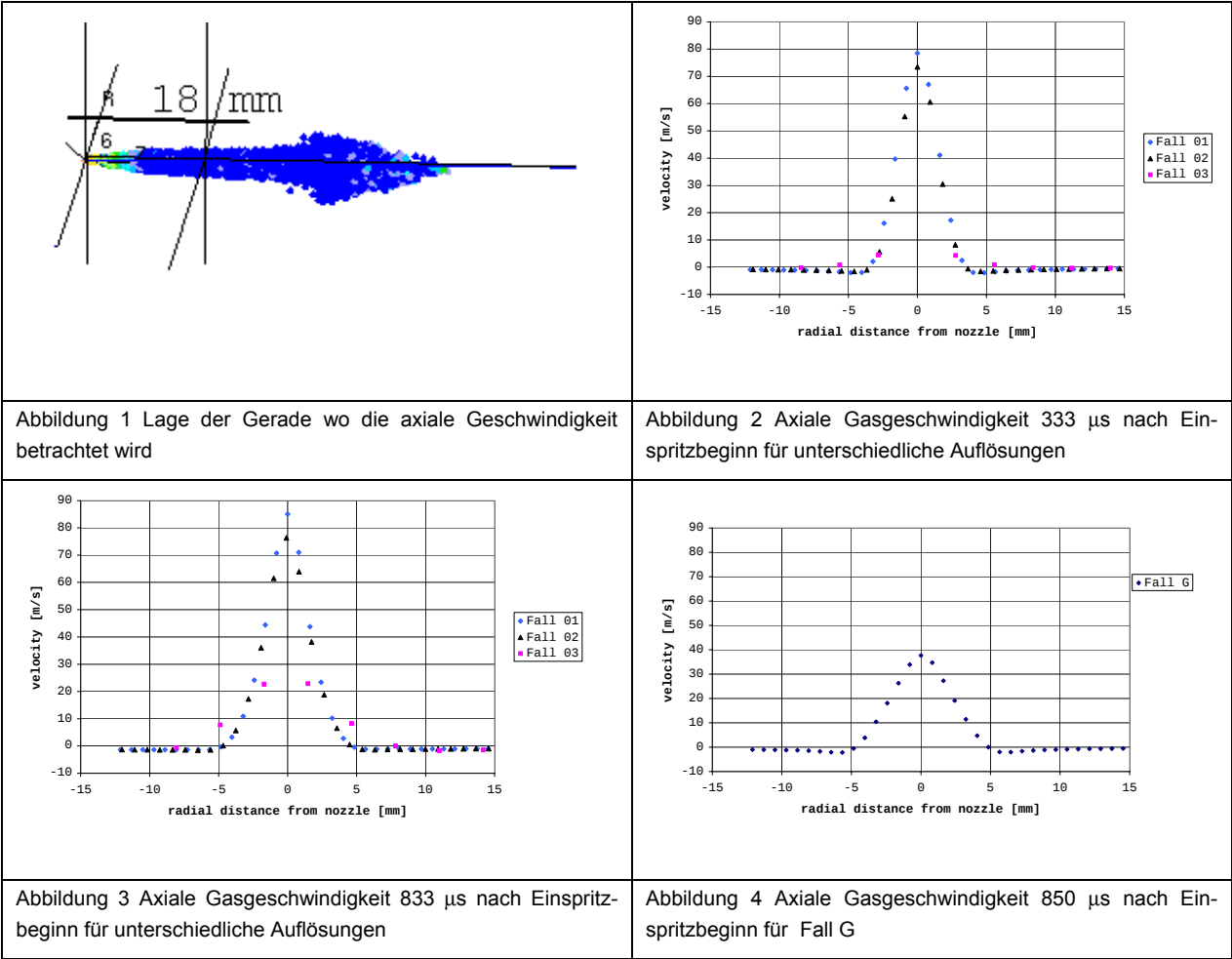
Fall	Klassifizierung	Gaszustand		Zellgrösse	Zeitschritt	Tropfenzerfallmodell	Düsen-durchmesser	Einspritzdruck	Anzahl-Parcels/s	Version
		T	Druck							
01	Non-evaporating	400 K	40 bar	27 mm ³	0.5 µs	Huh	0.15 mm	1300 bar	3.5e7	3150
02	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.6 mm ³	1.0 µs	Huh	0.15 mm	1300 bar	3.5e7	3150
03	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	0.5 µs	Huh	0.15 mm	1300 bar	3.5 e7	3150
04	Non-evaporating	400 K	40 bar	5.0 mm ³	0.5 µs	Huh	0.15 mm	1300 bar	3.5e7	3150
05	Non-evaporating	400K	40 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Huh	0.15 mm	1300 bar	3.5e7	3150
A	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.6 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
B	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
C	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	0.5 µs	Reitz	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
D	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Huh	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
E	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	0.5 µs	Huh	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
F	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.25 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
G	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.15 mm	500 bar	3.5e7	3100B
H	Non-evaporating	400 K	40 bar	1.0 mm ³	0.5 µs	Reitz	0.15 mm	500 bar	3.5e7	3100B
I	Evaporating	800 K	80 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
J	Evaporating	800 K	80 bar	1.0 mm ³	0.5 µs	Reitz	0.15 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
K	Evaporating	800 K	80 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.25 mm	1'300 bar	3.5e7	3100B
L	Evaporating	800 K	80 bar	1.0 mm ³	1.0 µs	Reitz	0.15 mm	500 bar	3.5e7	3100B

TABELLE 2: AUSZUG AUS DEN WICHTIGSTEN UNTERSUCHTEN FÄLLE

StarCD berechnet die disperse Phase mit einem separaten Zeitschritt. Dieser entspricht dem Minimum aus dem Zeitschritt für die kontinuierliche Phase, dem charakteristischen Zeitschritt für den Flug eines Tropfens durch die Zelle, respektive dem charakteristischen Zeitschritt für Impuls, Masse, Energie oder Tropfenaufbruch [7].

Die zeitliche Auflösung der Hauptströmung sollte von der gleichen Grössenordnung wie die kleinste charakteristische Zeit für Konvektion und Diffusion sein [8]. Eine Abschätzung der charakteristischen Zeit für Konvektion ($\Delta t_K \approx \Delta l / U$; Δl entspricht einer typischen Zellenlänge und U einer charakteristischen Gasgeschwindigkeit) liefert im Fall B Tabelle 2 einen theoretischen Zeitschritt in der Grössenordnung von $1 \div 10 \mu s$ und dieser ist wesentlich kleiner als derjenige aus einer Abschätzung aus der charakteristischen Zeit für Diffusion ($\Delta t_D \approx \rho \cdot \Delta l^2 / \Gamma$; ρ ist die Gasdichte und Γ die charakteristische Diffusivität). Wie aus obigen Zeilen zu entnehmen ist, ist die zeitliche Auflösung nicht unabhängig von der räumlichen Auflösung. Diese muss so gewählt werden, dass die mittleren Geschwindigkeiten gut aufgelöst werden und folglich der Übergang der Geschwindigkeit von Zelle zu Zelle glatt verläuft. Die gerechnete axiale Gasgeschwindigkeit w wurde 18mm unterhalb der Einspritzdüse (siehe Abbildung 1) für unterschiedliche Auflösungen (Fälle 01, 02 bzw. 03)

miteinander verglichen. In Abbildung 2 erfolgt der Vergleich 333 μ s nach Einspritzbeginn, in Abbildung 3 833 μ s nach Einspritzbeginn. Für die sehr grobe Auflösung (Fall 03) ist die Gasgeschwindigkeit in der Sprayachse sehr tief und folgt nicht einem erwarteten parabolischem Verlauf. Mit einer feineren Auflösung (Fall 01 und 02) ist der parabolische Verlauf andeutungsweise zu sehen. Der Sprung in der Gasgeschwindigkeit (der Gradient) von der mittleren Zelle zur nächstliegenden Zelle ist jedoch sehr hoch. Es scheint, dass für diesen hohen Einspritzdruck eine noch feinere Auflösung von Vorteil wäre.



In Abbildung 4 ist an der gleichen Stelle die axiale Gasgeschwindigkeit für einen tieferen Einspritzdruck dargestellt. Der erwartete parabolische Verlauf der Gasströmung rund um die Sprayachse ist klar zu erkennen. Dies deutet auf eine ausreichende räumliche Auflösung an dieser Stelle. Theoretisch ist für einen nicht verdampfenden Spray die Auflösung nie zu fein. Die optimale Auflösung scheint erreicht, wenn sich trotz weiterer Verfeinerung die Gasgeschwindigkeit nicht mehr ändert. Es muss jedoch beachtet werden, dass die höchsten Gradienten in der Gasgeschwindigkeit, direkt am Düsenaustritt zu erwarten sind. Da die zeitliche Auflösung mit der räumlichen Auflösung gekoppelt ist ($\Delta t_k \approx \Delta l/U$), wird man den Zeitschritt anpassen müssen.

In Abbildung 5 ist der Einfluss der räumlichen Auflösung auf die Penetration dargestellt. Mit erhöhter Auflösung wird die Gasgeschwindigkeit im inneren des Sprays besser approximiert (siehe Abbildung 2 und 3), so dass die relativ Geschwindigkeit zwischen der dispersen Phase und der kontinuierlichen Phase kleiner wird. Die aerodynamische Widerstandskraft wird kleiner und der Tropfen penetriert tiefer. Die Kopplung zwischen beiden Phasen erfolgt mit dem Zeitschritt der kontinu-

ierlichen Strömung. Wie aus Abbildung 6 zu entnehmen ist, führt eine kleinere Wahl des Zeitschrittes zu einer geringeren Penetration. Dieses gegenläufige Verhalten der räumlichen zur zeitlichen Auflösung ermöglicht bei schlechter räumlicher Auflösung (diese würde zu einer Unterschätzung der Penetration führen) mit der Wahl eines grösseren Zeitschrittes die Diskretisierungsfehler zu kompensieren.

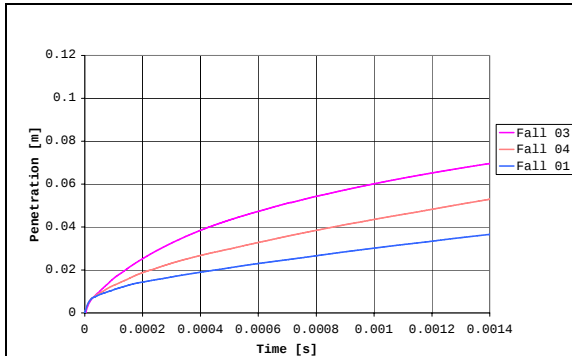


Abbildung 5 Einfluss der räumlichen Auflösung auf die Penetration

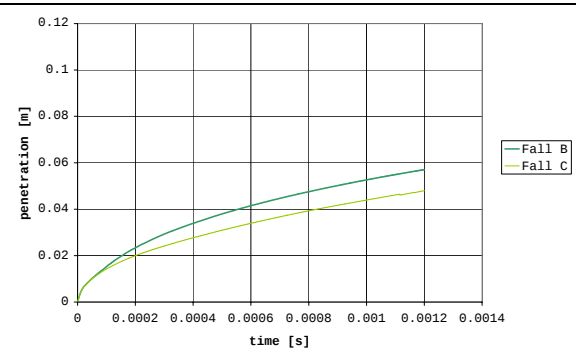


Abbildung 6 Einfluss der zeitlichen Auflösung auf die Penetration

Weshalb ein kleiner Zeitschritt, zu einer geringeren Penetration (bei gleicher räumlicher Auflösung) führt, ist noch nicht verstanden. Ein weiterer Punkt ist, ob dieser Unterschied in der Penetration durch eine geringe Anzahl an vernachlässigbar kleinen Tropfen verursacht wird. Färbt man die gerechneten Tropfen proportional zum Durchmesser (Abbildung 7 und Abbildung 8) für Simulationen mit unterschiedlichen Zeitschritten, so ist zu sehen, dass die Tropfen an der Spitze des Strahles sehr klein sind. Aus diesem Grunde scheint der Einfluss der zeitlichen Auflösung (in einer gewissen Bandbreite) nur einen geringen Einfluss auf die verdampfte Phase zu haben.

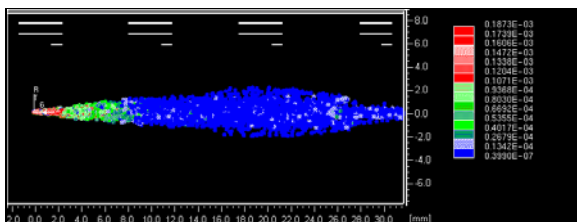


Abbildung 7 Spraypenetration und Tropfendurchmesser 833µs nach Einspritzbeginn (Fall 03)

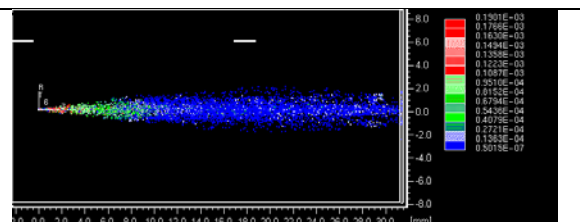


Abbildung 8 Spraypenetration und Tropfendurchmesser 333µs nach Einspritzbeginn (Fall 05)

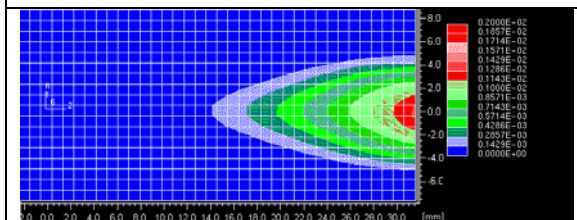


Abbildung 9 verdampfte Phase 833µs nach Einspritzbeginn (Fall 03)

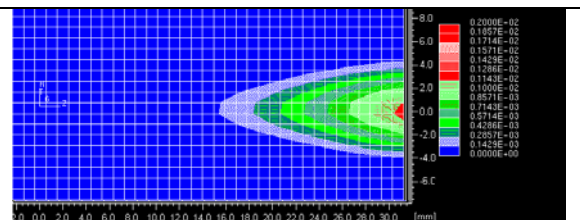


Abbildung 10 verdampfte Phase 833µs nach Einspritzbeginn (Fall 05)

Es ist jedoch gefährlich zu diesem Zeitpunkt, bereits allgemeingültige Aussagen zu treffen.

Motorische Einspritzungen beinhalten im allgemeinen **verdampfende Sprays**. Interessanterweise scheint bei motorischen Einspritzungen (Abbildungen 11 ÷ 12) sich diese Zeitschrittabhängigkeit in Form eines Auftretens von Tropfen mit Radien kleiner als $1\ \mu\text{m}$ an der Sprayspitze zu zeigen. Der Kraftstoffdampf jedoch (Abbildungen 13 ÷ 14) ist für beide Zeitschritte in der gezeigten Schnittebene identisch.



Abbildung 11 Flüssige Phase 1.2 ms nach Einspritzbeginn (dt 2 μs) 185° KW

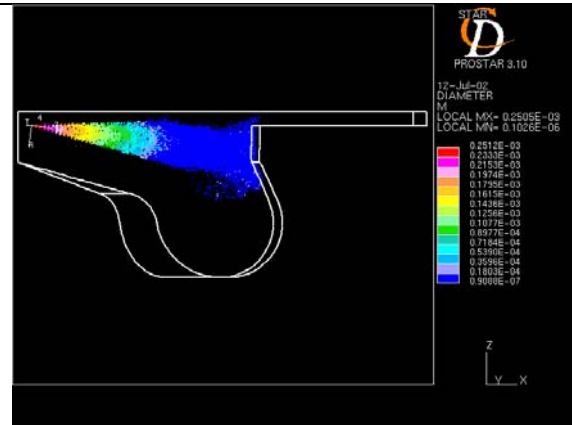


Abbildung 11 Flüssige Phase 1.2 ms nach Einspritzbeginn (dt 4 μs) 185° KW

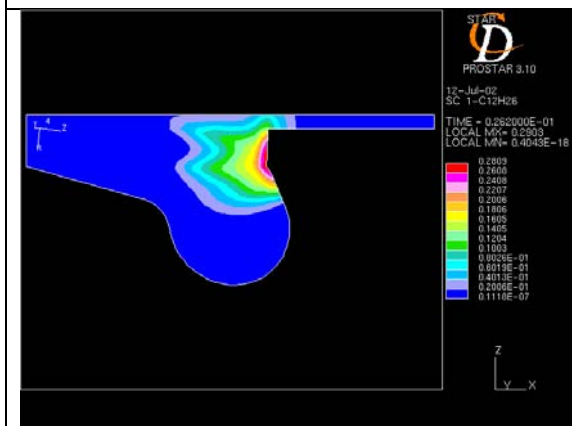


Abbildung 13 Kraftstoffkonzentration 1.2 ms nach Einspritzbeginn (dt 2 μs) 185° KW

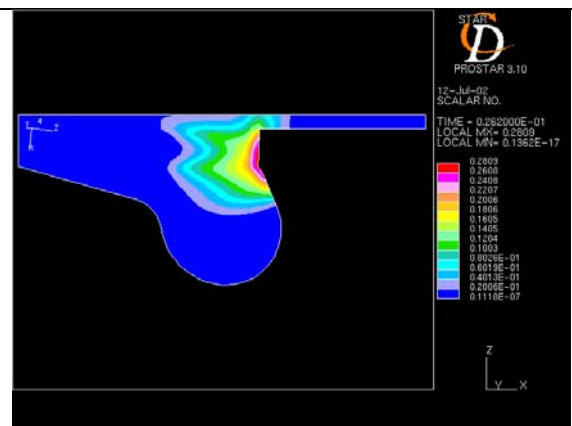


Abbildung 14 Kraftstoffkonzentration 1.2 ms nach Einspritzbeginn (dt 4 μs) 185° KW

Dies führte auch zu identischem Verlauf der Wärmefreisetzung und des Druckes für beide Zeitschritte.

Im weiteren wurden Konstantvolumen - Untersuchungen mit gleichzeitiger Erhöhung der Gastemperatur und des Gasdruckes bei gleichbleibender Düse und Einspritzdruck gemacht. Die zeitliche Auflösung, die räumliche Auflösung und die Modellparameter wurden nicht verändert. Sowohl am Verlaufe der Penetration (Abbildung 15), an der Tropfengröße respkt. Geschwindigkeit an einer Messtelle (Abbildung 16 ÷ 18) wie auch am Spraywinkel lagen die Ergebnisse verglichen mit dem Experiment in einem sinnvollen Rahmen. Eine Senkung des Einspritzdruckes bei gleicher Einspritzdüse und gleicher Auflösung führte immernoch zu sehr guten Ergebnissen (Abbildung 19). Problematisch jedoch zeigte sich die Erhöhung des Düsendurchmessers. Die gerechnete Penetration wich stark vom Experiment ab (Abbildung 20). Es muss noch abgeklärt werden, ob diese Abweichungen eine Folge der unterschiedlichen Düseninneströmung der verwendeten Düsen ist oder ob sie eine Folge der unterschiedlichen charakteristischen Längen und Zeiten ist.

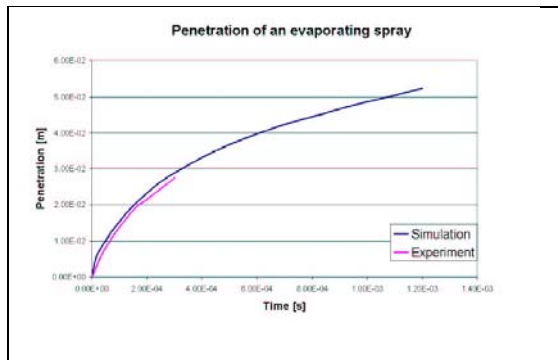


Abbildung 15 Vergleich der Penetration mit dem für einen verdampfenden Fall (Fall I)

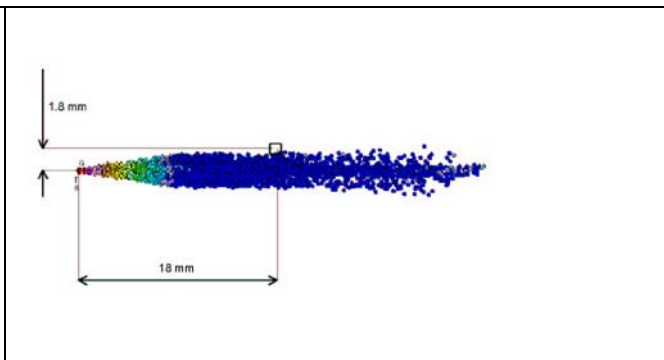


Abbildung 16 Messstelle für den Vergleich der Tropfengrösse und Geschwindigkeit im Fall I

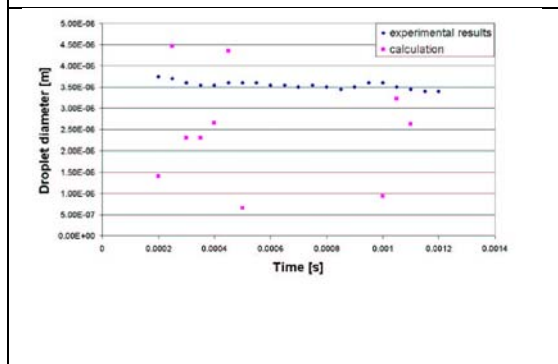


Abbildung 17 Vergleich der Tropfendurchmesser an gegebener Messstelle mit dem Experiment (Fall I)

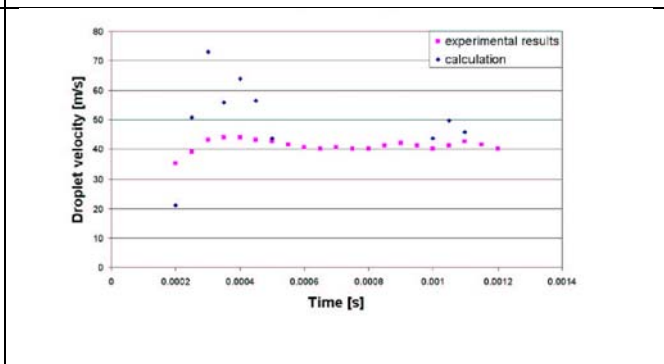


Abbildung 18 Vergleich der Tropfengeschwindigkeit an gegebener Messstelle mit dem Experiment (Fall I)

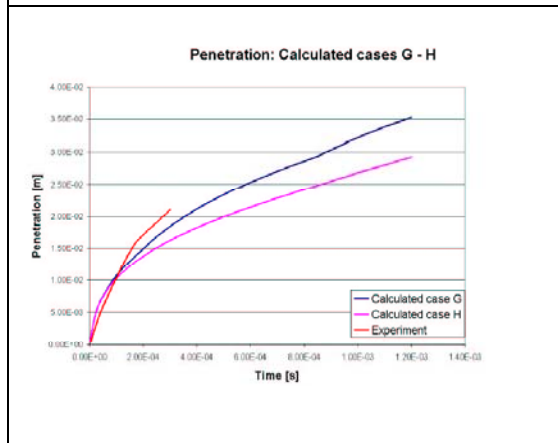


Abbildung 19 Vergleich der Penetration mit dem Experiment für den Fall mit 500 bar Einspritzdruck (Fall G und Fall H)

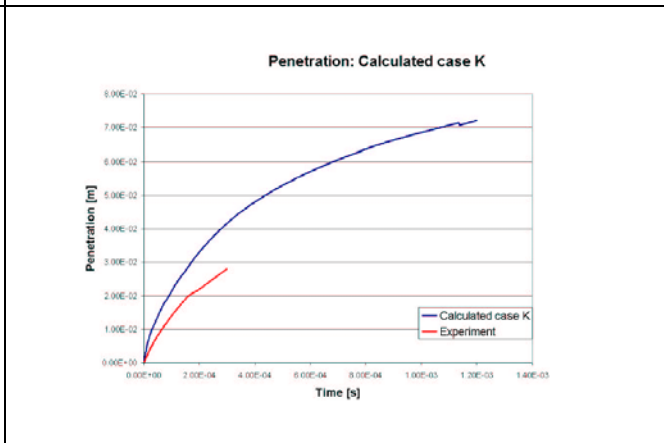
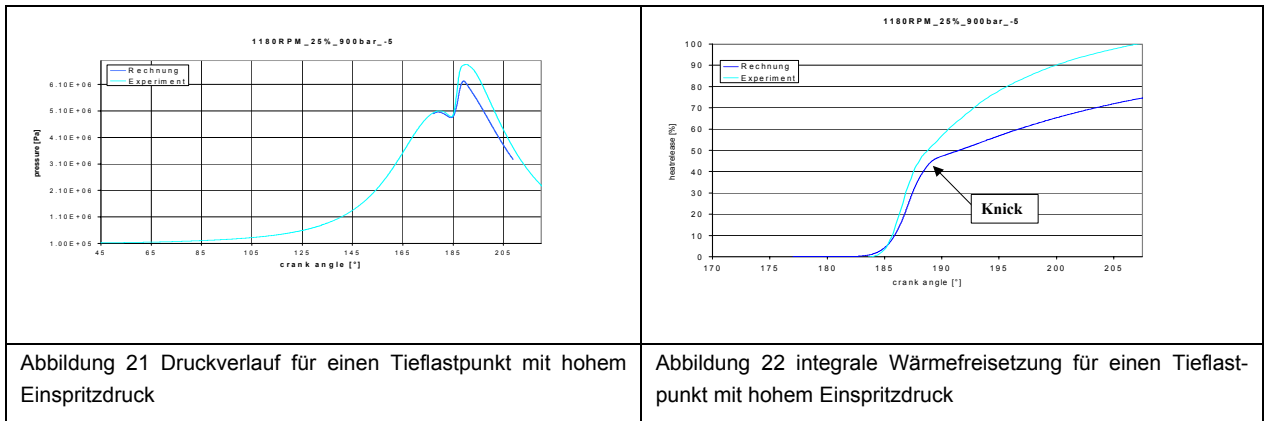


Abbildung 20 Vergleich der Penetration mit dem Experiment für den Fall mit grösserem Düsendurchmesser (Fall K)

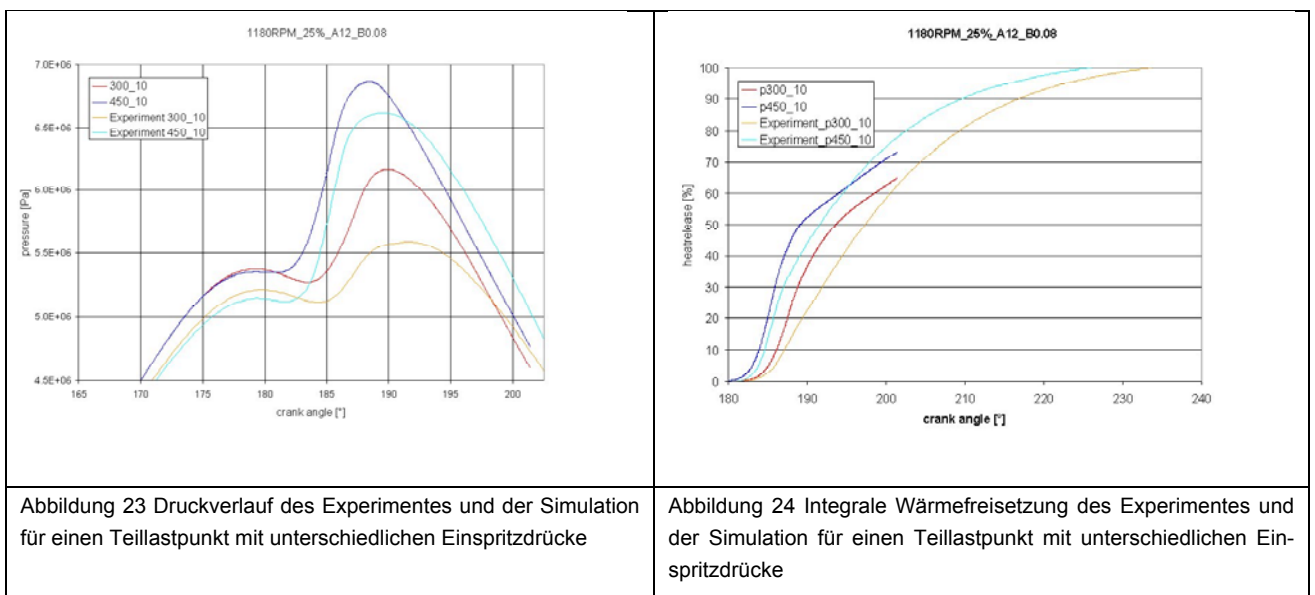
Validierung des gerechneten Druckes und Wärmefreisetzung mit Messungen am laboreigenen Einzylinder-Dieselpfprüfstand Motor.

Die Wärmefreisetzung wird in *StarCD* mit einem auf charakteristischen Zeiten basierenden Modell berechnet (Magnusson-Verbrennungsmodell). Die Reaktionsrate ist umgekehrt proportional zum charakteristischen turbulenten Zeitmass. Sie wird im weiteren durch das Minimum aus der Kraftstoff-, Sauerstoff respektive aus der Produktkonzentration bestimmt (die Sauerstoff respekt.

Produktekonzentration wird zusätzlich durch einen stöchiometrischen Faktor dividiert). Der verwendete Reaktionsmechanismus ist ein Einschrittmechanismus. Es besteht jedoch die Möglichkeit auch Mehrschrittmechanismen zu verwenden. Das Modell hat zwei Parameter, die je nach Lastpunkt unterschiedlich eingestellt werden müssen. Parameter A ist ein reiner Verstärkungsfaktor. Parameter B ist ein Parameter der vom Magnusson-Modell für Vormischverbrennung stammt. Für die Simulation von Vollastpunkte ist nur Parameter A wichtig. Für die Simulation von Teillastpunkte hat sich gezeigt, dass mit Hilfe des Parameters B eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment resultiert. Es hat sich gezeigt, dass das Modell kaum prädiktiv einsetzbar ist und dass infolge der starken Abhängigkeit von der Turbulenz, beim Wegfall des Turbulenzgenerators die Reaktionsrate sehr stark gebremst wird (Abbildung 21 und 22). Je höher der Einspritzdruck, desto deutlicher fällt der Knick nach Einspritzende aus. Nach Ende der Einspritzung fällt die Turbulenz sehr stark zusammen und die gewählte Verstärkung ist nicht mehr ausreichend.



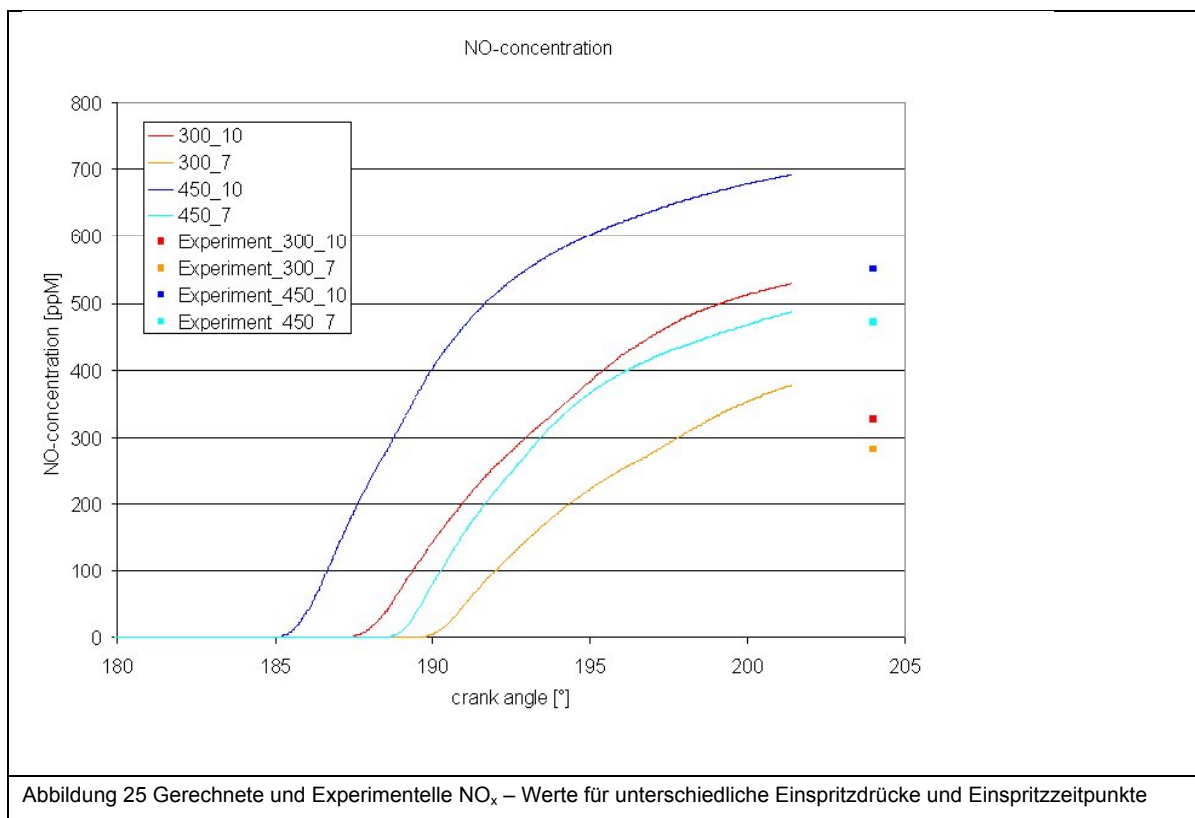
In Abbildung 23 und 24 ist der Druckverlauf und die integrale Wärmefreisetzung für Fälle mit tieferem Einspritzdruck zu sehen. Dabei ist festzustellen, dass der Knick nach Einspritzende für diese Fälle nicht so stark ausfällt. Ein einfaches (jedoch nicht physikalisches) Hilfsmittel wäre den Parameter A zeitabhängig zu machen. Es bleibt jedoch die Schwierigkeit der Einspritzdruck- und Lastabhängigkeit (Verhältnis Vormisch zu Diffusionsanteil). Im weiteren wird beim vorgestellten Modell davon ausgegangen, dass die Konzentrationen der Reaktanden und Produkte innerhalb einer Zelle homogen verteilt sind. Die Zellgröße ist im Vergleich zur Reaktionszone jedoch an gewissen Stellen sehr gross. Dies kann ebenfalls zu Abweichungen führen.



Eine andere Möglichkeit ist eine Mehrschrittkinetik zu verwenden, die unabhängig von einander die Möglichkeit bietet die Parameter A und B zu wählen. Der physikalisch sinnvollste Ansatz wäre, die Reaktionszone (für die Vormischflamme örtlich und zeitlich genaue Information der Konzentrationen, der Temperatur und des Druckes und einen möglichst exakten Mehrschrittmechanismus und für die turbulente Diffusionsflamme die Auflösung der turbulenten Faltung und die Berechnung der laminaren Reaktionskinetik innerhalb dieser) vollständig aufzulösen. Dies ist jedoch zu zeitaufwendig (in der Größenordnung von Jahren) so dass Ansätze gefunden werden müssen, die dieses Ideal am besten approximieren.

Validierung der Schadstoffbildung

Obwohl die Wärmefreisetzung nur schlecht nachgebildet wird, werden zumindest die Tendenzen bei den NO_x -Emissionen im allgemeinen gut wiedergegeben. In Abbildung 25 ist zu sehen, dass erwartungsgemäss bei gleichem Einspritzzeitpunkt jedoch höherem Einspritzdruck die NO_x -Emissionen infolge höherem Vormischanteil steigen. Eine frühere Einspritzung führt ebenfalls zu höherem Vormischanteil, was sich ebenfalls in höhere NO_x -Emissionen widerspiegelt.



Bewertung 2001 und Ausblick 2002

Im Berichtsjahr wurde eine extensive Validierung der Zweiphasenströmung durchgeführt. Es zeigte sich, dass es möglich ist, die globalen wie lokalen experimentellen Daten nachzubilden. Eine Veränderung des Einspritzdruckes führt weiterhin zu akzeptablen Ergebnisse. Gefährlich ist jedoch die Änderung der Düsencharakteristika (Lochdurchmesser, Lochanordnung, Lochzahl, etc.).

Dies kann zu grösseren Fehlern führen. Die Berechnung der Düseninnenströmung ist nur bedingt eine Lösung, da häufig bereits kleine Kerben oder konische Löcher zu einer wesentlichen Veränderung des Spraybildes führen kann. Aus diesem Grunde scheint es hier wichtiger zu sein, mit statistischen Mitteln den Fehler abschätzen zu können, als ihn gänzlich zu vermeiden. In der Regel ist der physikalische Zündverzug um einige Grössenordnungen kleiner als der chemische Zündverzug [9]. Folglich muss die Sensitivität der Gemischbildung auf die Entzündung und Verbrennung untersucht werden.

Das Verbrennungsmodell scheint nach einer extensiven Validierung nicht empfehlenswert zu sein. Der Unterschied zwischen den berechneten und gemessenen Druckverläufe ist nicht akzeptabel und macht die Vorrausberechnung von homogenen, schadstoffarmen Strategien undenkbar. Die Implementierung eines verbesserten Verbrennungsmodelles ist notwendig.

Die Stickoxid-Emissionen geben gute Tendenzen. Solange die vorgelagerten Prozesse nicht ausreichend genau berechnet werden können, werden Fehler in den Absolutwerte der Schadstoffe existieren.

Referenzen

- [1] G. Weisser: ***Modelling of Combustion and Nitric Oxide Formation for Medium-Speed DI Diesel Engines: A Comparative Evaluation of Zero- and Three-Dimensional Approaches***, Diss. ETH No.14465, 2001.
- [2] T. B. Gradinger, ***Spray Modeling with Application to Fuel-Air Premixing***, Diss. ETH No. 13497, 2000.
- [3] G. Barroso, K. Boulouchos, ***Literaturrecherche zur homogenen Kompressionszündung dieselmotorischer Kraftstoffe***, Bericht ETH/IET/LVV Nr. 01/03, 2001
- [4] F. X. Tanner, ***Liquid Jet Atomization and Droplet Breakup Modeling of Non-Evaporating Diesel Sprays***, SAE-Technical-Paper: 970050, 1997
- [5] F. X. Tanner, G. Weisser, ***Simulation of Liquid Jet Atomization for Fuel Sprays by Means of a Cascade Drop Breakup Model***, SAE-Technical-Paper: 980808, 1998
- [6] A. A. Amsden, ***KIVA II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays***, Los Alamos National Laboratory, 1989
- [7] StarCD Version 3.10A, ***Methodology***, 1999
- [8] StarCD Version 3.10A, ***User Guide***, 1999
- [9] M. K. Eberle, T. B. Gradinger, ***Why Sprays Matter?***, Plenary lecture, Ilass Conference, 2001