



TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

Diplomarbeit

Numerische Untersuchung zur Wassereinspritzung an einem aufgeladenen DI-Ottomotor

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines Diplom-Ingenieurs unter der Leitung von

Assoc. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Thomas Lauer

E315

Institut für Fahrzeugantriebe und Automobiltechnik

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Zöbinger Norbert

0826951

Hans Grubergasse 29

2100 Korneuburg

Eidesstattliche Erklärung

Ich habe zur Kenntnis genommen, dass ich zur Drucklegung meiner Arbeit unter der Bezeichnung

Numerische Untersuchung zur Wassereinspritzung an einem aufgeladenen DI-Ottomotor

nur mit Bewilligung der Prüfungskommission berechtigt bin. Ich erkläre weiters an Eides statt, dass ich meine Diplomarbeit nach den anerkannten Grundsätzen für wissenschaftliches Arbeiten selbstständig ausgeführt habe und alle verwendeten Hilfsmittel, insbesondere die zugrunde gelegte Literatur, genannt habe.

Weiters erkläre ich, dass ich dieses Diplomarbeitsthema bisher weder im In- noch im Ausland (einer Beurteilerin/ einem Beurteiler zur Begutachtung) in irgendeiner Form als Prüfungsarbeit vorgelegt habe und dass diese Arbeit mit der vom Begutachter beurteilten Arbeit übereinstimmt.

Korneuburg, am

Name

Sperrvermerk:

Ich weise darauf hin, dass die Diplomarbeit vertrauliche Informationen und unternehmensinterne Daten beinhaltet. Daher ist eine Veröffentlichung oder Weitergabe von Inhalten an Dritte ohne die vorherige Einverständniserklärung des Instituts für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau nicht gestattet.

Kurzfassung

Die Forderung nach stetig steigenden Wirkungsgraden führt zur Anhebung des Mitteldruckniveaus bei Ottomotoren. Begrenzt wird dies durch das Auftreten von irregulären Verbrennungen. An der Vollast sind somit Maßnahmen zu ergreifen, die die klopfende Verbrennung vermeiden. Im Zentrum der Bemühungen steht hier die Absenkung der Brennraumtemperatur zum Zündzeitpunkt sowie während der Verbrennung. Dies verlangsamt die chemischen Vorreaktionen im unverbrannten Anteil des Gemisches und verhindert so die unkontrollierte Detonation.

In dieser Arbeit wurde die Wirkung der Saugrohr-Wassereinspritzung auf die Kompressionsendtemperatur untersucht. Im Rahmen eines 1D-Modells konnte das Grenzpotenzial der Wassereinspritzung eindrucksvoll dargestellt werden. Die Wirkung der Wassereinspritzung basiert auf der hohen Verdampfungsenthalpie des Fluids. Damit ist die Kenntnis über die Bauteilbenetzung essentiell, um die Wirkung an realen Motorapplikationen berechnen zu können. Dieser Umstand machte eine 3D-Modellierung notwendig.

Mithilfe des CFD-Modells wurden unterschiedliche Konfigurationen des Injektors, sowie des Einspritzpunktes im Saugrohr untersucht. Erwartungsgemäß wirkte sich die Reduktion des mittleren Tropfendurchmessers günstig auf die Wirkung der Wassereinspritzung aus. Es konnte zusätzlich eine Korrelation zwischen der gefangenen Tropfenmasse zu „Einlass-Schluss“ und der erzielten Temperaturreduktion zu Kompressionsende bei ähnlichen Sprays gefunden werden. Damit ist der Transport der Tropfen durch die Einlasskanalströmung besonders kritisch.

Abstract

In order to achieve the given CO₂-limits, engines have to become more efficient. In the case of an Otto-engine this leads to an increase of the indicated mean effective pressure (IMEP). The pressure level is limited by the occurrence of irregular combustion phenomena like knocking. To avoid knocking in full load conditions the reduction of the gas temperature at TDCF and during the combustion itself is of prime importance. Due to the lower temperature in the unburned gas the chemical reactions which lead to an uncontrolled detonation are decelerated effectively.

The first step in the presented analysis was the development of a 1D model of the considered engine. This approach is best suitable to show the maximum potential of a manifold water injection system. Because of the unknown amount of wallfilm evaporation this model is not able to predict the effectiveness on a real engine application. Therefore a 3D Model was developed.

With the CFD-approach it was possible to investigate different spray-parameter variations like SMD and injector position. The Simulations show that the reduction of the droplet diameter had a positiv effect in order to reduce the in-cylinder gas temperature. It could also be shown that the there is a correlation between the captured droplet mass inside the cylinder at IVC and the reduction of the gas temperature at TDCF. Therefore the transport of the droplets through the inlet channel is critical.

Vorwort

Diese Arbeit ist während meiner Tätigkeit als Projektmitarbeiter am Institut für Fahrzeugantriebe und Automobiltechnik entstanden.

Mein Dank gilt daher dem Vorstand des Instituts Herrn Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Bernhard Geringer, sowie allen Mitarbeitern. Besonders hervor zu heben ist mein Betreuer Assoc. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Thomas Lauer, welcher mir stets mit fachkundigem Rat zur Seite stand. Ebenso gilt mein Dank meinem Zweitbegutachter Herrn Ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Andreas Werner für das Interesse an meiner Arbeit.

Weiters möchte ich mich bei den Projektpartnern bei der Robert Bosch GmbH Gasoline Systems in Schwieberdingen, für die Finanzierung des Projekts und die zur Verfügung gestellten Messdaten, bedanken.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Freundin Mildred Alfons bedanken, die mich während dieser Zeit mental unterstützt hat und bei meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$(A/F) =$ $= (\dot{m}_a / \dot{m}_{Fluid})$	[-]	Luft zu Kraftstoffverhältnis
c_p	$\left[\frac{J}{kgK} \right]$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	$\left[\frac{J}{kgK} \right]$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
D	$\left[\frac{m^2}{s} \right]$	Diffusionskoeffizient
EOI	[°KW]	Ende der Einspritzung
\dot{f}	$\left[\frac{kg}{s * m^2} \right]$	Spezifischer Massenstrom (Flächenbezug)
$frac_{WF}$	[-]	Anteil der Wandfilmverdampfung
h_F	[m]	Wandfilmdicke
$h_{a,ein}$	$\left[\frac{J}{kg} \right]$	Spezifische Enthalpie der einströmenden Luft
$\Delta h_v, HOV$	$\left[\frac{J}{kg} \right]$	Verdampfungsenthalpie
IVC	[°KW]	Einlass-Schluss
M_i	[kg/kmol]	Molare Masse des Moleküls i
$m_{W,max}$	[kg]	Maximale Wassermasse
\dot{m}	$\left[\frac{kg}{s} \right]$	Massenstrom
$p_W^s(T)$	[Pa]	Sättigungspartialdruck von Wasser
\dot{Q}	$\left[\frac{J}{s} = W \right]$	Wärmestrom
\dot{q}	$\left[\frac{J}{kg * s} \right]$	Spezifischer Wärmestrom
R_W	$\left[\frac{J}{kgK} \right]$	Gaskonstante Wasser
Re	[-]	Reynoldszahl

S_m	[kg]	Quellterm
St_m	[-]	Stanton-Zahl
SOI	°KW	Beginn der Einspritzung
T	[K]	Temperatur
u	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Geschwindigkeit
U	[J]	Innere Energie
V	[m ³]	Volumen
We	[-]	Weber-Zahl
WF-evap	[%]	Anteil der Wandfilmverdampfung
WI	[%]	Wasserrate; Wassermenge in Relation zur eingespritzten Kraftstoffmasse
x_e	[-]	Anteil der verdampften Wassermasse
z_W	[m]	Dicke des Bauteils / Wand

Index

Symbol	Bedeutung
∞	Große Entfernung von der Oberfläche
a	Luft
D	Dampf
fl	Fluid
$F - G$	Wandfilm - Gas
Kr	Kraftstoff
Prim	Primär
s	Oberfläche
Sek	Sekundär
Tr	Tropfen
W	Wasser
$W - F$	Wand – Wandfilm

Griechische Zeichen

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
α	$\left[\frac{W}{m^2 K} \right]$	Wärmeübergangskoeffizient
ϵ, eps	[-]	Verdichtungsverhältnis
ϵ_m	$\left[\frac{m^2}{s} \right]$	Turbulente Viskosität
κ	[-]	Isentropenexponent
λ_W	$\left[\frac{W}{m * K} \right]$	Wärmeleitfähigkeit Wand
λ_l	[m]	Mittlere freie Weglänge
λ	[-]	Luftzahl
ξ	$\left[\frac{kg}{kg} \right]$	Massenbruch
ρ	$\left[\frac{kg}{m^3} \right]$	Dichte
σ_s	$\left[\frac{N}{m^2} \right]$	Oberflächenspannung
ϑ	$\left[\frac{m^2}{s} \right]$	Kinematische Viskosität
τ	$\left[\frac{N}{m^2} \right]$	Schubspannung
φ	[°KW]	Kurbelwinkel

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Stand der Technik	3
2.1.	Arten der Wassereinspritzung.....	3
2.2.	Konzeptvergleich	6
2.3.	Untersuchungen im Bereich der numerischen Simulation	9
3.	Thermodynamische Effekte der MPI-Gemischbildung.....	11
3.1.	Maximal verdampfbare Wassermasse	11
3.2.	Verdrängung und Kühlung des Arbeitsgases.....	13
3.3.	Verdichtung	19
3.3.1.	OD – Modell Brennraum.....	19
4.	1D – Prozessanalyse mittels GT-Suite.....	24
4.1.	Motorspezifikationen und Randbedingungen.....	24
4.2.	Modellaufbau und Validierung.....	27
4.3.	Potenzialabschätzung der Wassereinspritzung.....	29
4.4.	Wasserkühlung vs. Verdichtungsverhältnis	33
4.5.	Grenzen der 1D-Simulation	35
5.	3D-Modellierung - CFD.....	37
5.1.	Spraymodellierung.....	37
5.1.1.	Modellierung der Tropfenbewegung.....	37
5.1.2.	Tropfenverdampfung bzw. Wärme- und Stofftransport	39
5.1.3.	Spray-Initialisierung.....	43
5.1.4.	Mittlerer Sauterdurchmesser und Sekundärzerfall	44
5.2.	Tropfen-Wand – Interaktion.....	46
5.2.1.	Interaktionsmodell nach Kuhnke	47
5.2.2.	Wärmeübergang beim Tropfen-Wand-Kontakt.....	50
5.3.	Wandfilmmodellierung.....	53
5.3.1.	Wandfilmdicke und -transport.....	54
5.3.2.	Wärmetransport und Verdampfung	56

6.	CFD - Untersuchungen mittels AVL FIRE v2014	61
6.1.	Validierung des numerischen Sprays.....	61
6.2.	Simulationen am Motormodell	64
6.2.1.	Vernetzung des Motormodells	64
6.2.2.	Randbedingungen der CFD-Simulationen am Motormodell	67
6.2.3.	Ergebnisse mit ventiltiefer Einspritzposition.....	70
6.2.4.	Ergebnisse mit ventiltieferer Einspritzposition	91
6.2.5.	Zusammenfassung der Ergebnisse am Motormodell	97
7.	Zusammenfassung	104
8.	Ausblick	106
9.	Literaturverzeichnis	107

1. Einleitung

Die aktuelle Typprüfung auf der Grundlage des NEFZ deckt nur einen geringen Bereich des Leistungsspektrums heutiger Motoren ab. Mit der Einführung der dynamischeren Prüfzyklen WLTP und RDE erhöhen sich jedoch die Anforderungen hinsichtlich des Emissionsverhaltens über einen weiteren Bereich des Motorkennfelds.

Speziell für aufgeladene Ottomotoren mit hohen spezifischen Leistungen und geringen Hubräumen stellt dies eine besondere Herausforderung dar. Die Reduktion des Hubraums und ein hohes Verdichtungsverhältnis ist die logische Konsequenz aus der Forderung nach hohen Wirkungsgraden im kunden- und zyklusrelevanten Betrieb. Die damit einhergehende Erhöhung der Verdichtungsendtemperatur bei hohen Lasten muss durch spezielle Maßnahmen kompensiert werden, um einen kloppfreien Betrieb zu ermöglichen. Beispielhaft sind hier die Abgasrückführung, eine wirkungsvolle Ladeluftkühlung und eine Anreicherung des Gemischs zu nennen. Der unterstöchiometrische Betrieb stellt eine besonders einfache und effektive Maßnahme dar. In Abb. 1 ist ein Lambda-Betriebskennfeld eines typischen Vertreters eines verbrauchsorientierten Downsizing - Motors dargestellt.

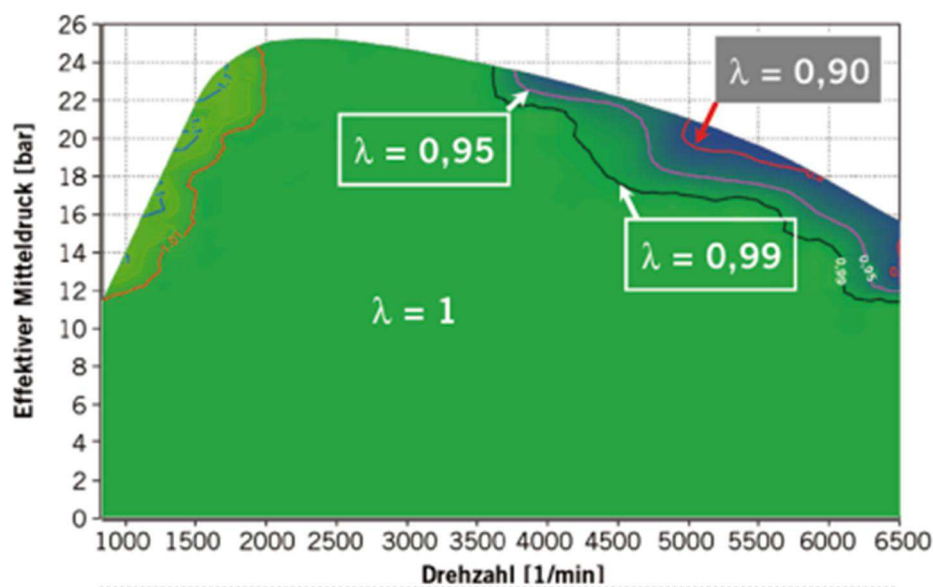


Abbildung 1: Lambda-Kennfeld 1.0L Ecoboost [1]

Es ist klar zu erkennen, dass in Bereichen hoher Leistung die Luftzahl abgesenkt wird. Dies steht jedoch im Widerspruch mit der Forderung nach niedrigsten Abgasemissionen und geringen spezifischen Verbräuchen über den gesamten Betriebsbereich des Motors. Aktuelle öffentliche Diskussionen lassen ebenfalls darauf schließen, dass emissionsbeeinflussende Maßnahmen zum Schutz von Bauteilen zukünftig als unzulässig angesehen werden.

Die Wassereinspritzung stellt hierzu einen alternativen Weg dar. Durch seine hohe spezifische Verdampfungsenthalpie weist Wasser ein hohes Potenzial auf, die Verdichtungsendtemperatur effektiv zu senken. Dies ermöglicht einen stöchiometrischen Betrieb über das gesamte Motorkennfeld und somit eine effektive Reinigung des Rohabgases durch den Dreiwegekatalysator. Als Nebeneffekt kann aufgrund des Verzichts der Gemischanreicherung der Kraftstoffverbrauch signifikant reduziert werden.

2. Stand der Technik

2.1. Arten der Wassereinspritzung

Analog zur Klassifizierung der Kraftstoffeinspritzsysteme werden auch die Wassereinspritzkonzepte nach der Lage des Injektors eingeteilt. Die verschiedenen Konzepte werden in der Folge dargestellt.

Sammlereinspritzung (Plenum Injection)

Die Einspritzung erfolgt bei dieser Methode nach dem Ladeluftkühler und vor den Einlasskanälen des Zylinderkopfes, siehe Abb. 2. Das eingebrachte Wasser hat aufgrund des großen Abstands zwischen dem Einspritzpunkt und den Zylindern vergleichsweise viel Zeit für die Verdampfung und Homogenisierung. Um eine gleichmäßige Verteilung des Wassers bzw. des Wasserdampfes sicher zu stellen ist es notwendig, dass das gesamte eingespritzte Wasser verdampft. Bei höheren Einspritzmengen muss die gleichmäßige Verteilung der Wassertropfen auf alle Zylinder bewerkstelligt werden, was abhängig von der jeweiligen Saugkanalgeometrie in der Regel nur schwer möglich ist. Damit ist die Einspritzmenge auf die vorliegenden Umgebungsbedingungen im Saugrohr limitiert (Partialdruck des Wasserdampfes) [2], [3].

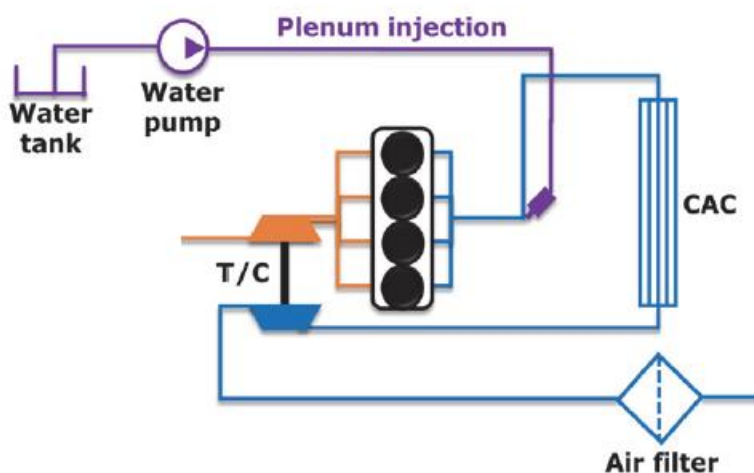


Abbildung 2: Skizze Sammlereinspritzung [3]

Wasser-Saugrohr Einspritzung (PWI)

Diese Art ist mit der Benzin-Saugrohreinspritzung ident. Die Wasserzufuhr erfolgt über je einen Injektor pro Einlasskanal oder über einen Injektor für beide Einlasskanäle eines Zylinders. Abhängig von dem Einspritztiming, der Luftfeuchtigkeit, der vorliegenden Gastemperatur, der Spraygeometrie sowie der Tropfengrößenverteilung wird das Wasser vollständig im Einlasskanal verdampft oder gelangt teilweise flüssig in den Brennraum. In Abb. 3 ist eine Wasser-Saugrohreinspritzung schematisch dargestellt [2], [3], [4].

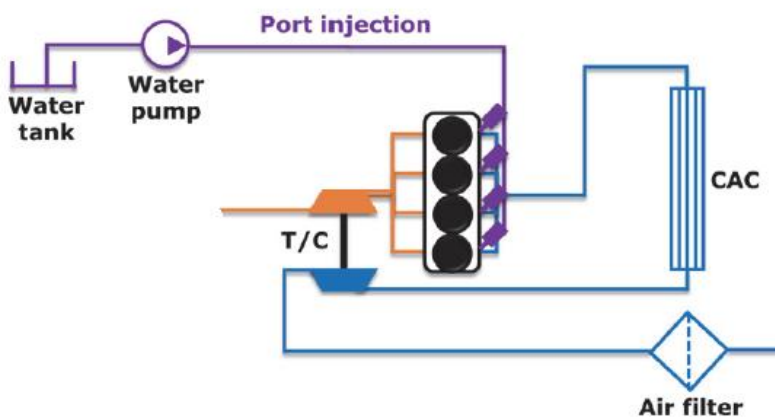


Abbildung 3: Schema einer Wasser-Saugrohreinspritzung [3]

Wasser-Direkteinspritzung (DWI)

Bei der Direkteinspritzung werden zwei Varianten unterschieden:

- die separate Wasser-Direkteinspritzung und
- die Emulsionseinspritzung

Beide Systeme düsen das Wasser unter hohem Druck direkt in den Brennraum ein. Wie es der Name schon nahelegt, erfolgt bei der separaten Wasser-Direkteinspritzung die Zufuhr des Wassers über einen eigenen Injektor im Brennraum. Bei der Applikation an einem direkteinspritzenden Ottomotor muss somit Platz für zwei Injektoren im Brennraum vorgesehen sein. Dies führt in der Regel zu einem Problem im Packaging. Weiters muss ein zusätzliches Hochdrucksystem im Fahrzeug verbaut werden.

Die Emulsionseinspritzung geht hier einen alternativen Weg. Das Wasser wird dem Kraftstoff über ein Dosierventil vor der Hochdruckpumpe zugeführt und vermischt. Die so entstehende Emulsion wird über das Kraftstoff-Hochdrucksystem verteilt und in die Zylinder eingespritzt. Damit entfällt die Notwendigkeit eines separaten Hochdrucksystems. Die Herausforderung eines solchen Systems ist, dass stets eine stabile Emulsion zwischen Benzin und Wasser gewährleistet werden muss. Zur Stabilisierung der Emulsion werden teilweise spezielle Tensidmischungen (Emulgatoren) eingesetzt. Diese setzen die Oberflächenspannung der Fluide herab und verzögert somit eine Entmischung der Emulsion. Dies beeinflusst jedoch das entstehende Spraybild und damit direkt die Gemischbildung [5].

Die dynamische Änderung der Wasserzufuhr stellt eine Herausforderung dar, da hier das Volumen des Hochdrucksystems nach dem Mischer erst vollständig ersetzt werden muss. In Abb. 4 ist der Aufbau einer Emulsionseinspritzung schematisch dargestellt [2], [3], [4].

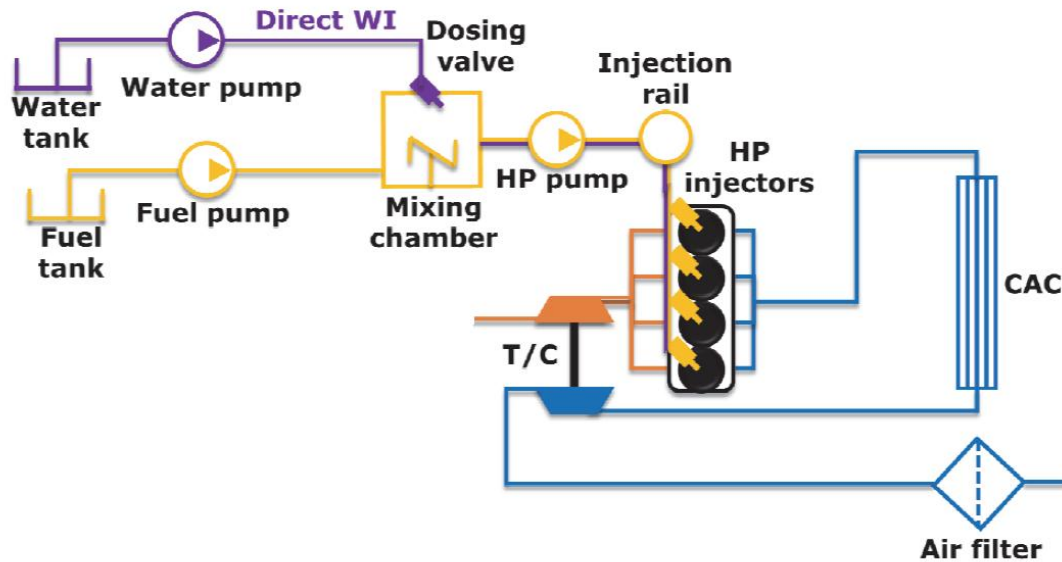


Abbildung 4: Schema einer Emulsionseinspritzung [3]

2.2. Konzeptvergleich

Um die Wirksamkeit der unterschiedlichen Arten der Wassereinspritzung darstellen zu können, findet man in der Literatur ([2], [3], [6], [7], [8]) eine Vielzahl von Untersuchungen am Motorenprüfstand. Exemplarisch sind in Abb. 5 die Ergebnisse der unterschiedlichen Varianten der Wassereinspritzung, im Hinblick auf die Reduktion des Anreicherungsbedarfes, dargestellt. Diese Untersuchungen erfolgten an einem aufgeladenen 4-Zylinder Demonstrator mit 1,6L Hubraum aus der MGE (Midsize Gasoline Engine) Familie von GM/Opel. Als Betriebspunkt wurde hier ein Volllastpunkt bei 4000 U/min gewählt.

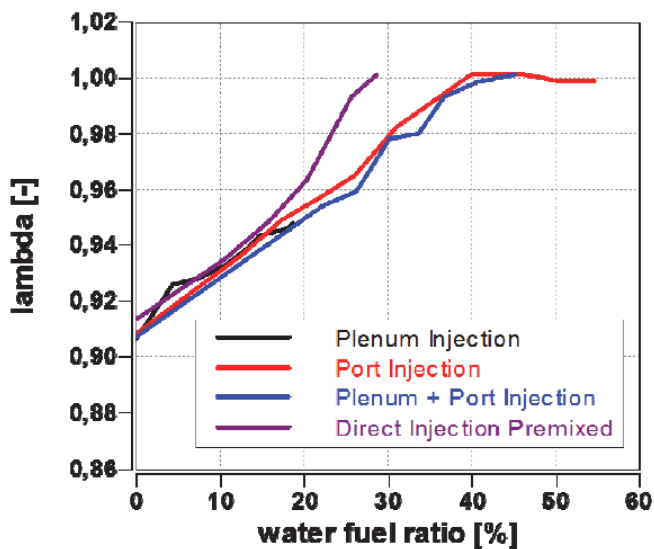


Abbildung 5: Wirksamkeit der Wassereinspritzarten [3]

In dem obigen Diagramm wird zusätzlich noch ein Versuch mit kombinierter Einspritzung (Plenum und Saugrohr) gezeigt. Hierbei wurde über den Injektor im Sammler Wasser bis zur Luftsättigung zudosiert. Die übrige Wassermenge wurde über die Injektoren im Saugrohr eingespritzt. Es ist zu erkennen, dass mit der Emulsionseinspritzung eine bessere Wasserausnutzung gegenüber den anderen Varianten erreicht werden kann. Dieses Verhalten kann durch eine Vielzahl von Untersuchungen bestätigt werden, siehe Abb. 6. Die mit hohem Druck (> 100bar) eingebrachte und fein zerstäubte Emulsion begünstigt die Verdampfung des Wasseranteils gegenüber einer Saugrohreinspritzung (< 10bar) [8].

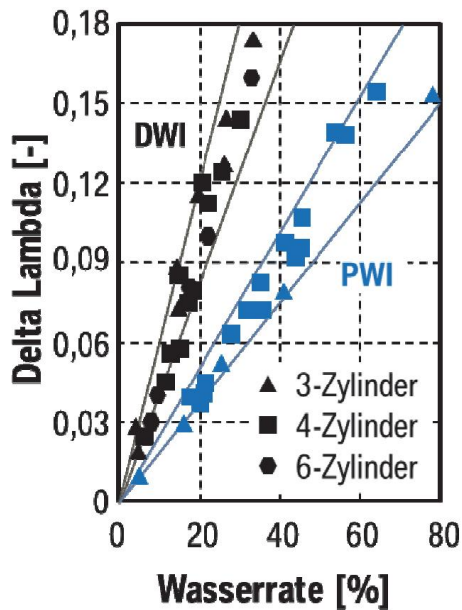


Abbildung 6: Vergleich Emulsionseinspritzung mit Saugrohreinspritzung [8] (DWI = Emulsionseinspritzung; PWI = Saugrohreinspritzung)

Die Zufuhr von Wasser beeinflusst die Verbrennung und damit ebenfalls die Rohemissionen eines Motors.

Die Änderung der Gemischzusammensetzung beeinflusst die Verbrennung und damit ebenfalls die Rohemissionen eines Motors maßgeblich. Es konnte beobachtet werden, dass sich mit steigender Wasserrate die Brenndauer erhöht [2], [3]. Dies liegt an der Absenkung der Brennraumtemperatur durch die zusätzlich wirksame Verdampfungsenthalpie sowie in der Erhöhung der Wärmekapazität der Ladung und einer eventuellen Steigerung der Ladungsmasse durch den Wasserdampf begründet. Daraus folgt eine teilweise unvollständige Verbrennung in niedrigen Lastbereichen, in denen keine Wassereinspritzung für den Betrieb mit stöchiometrischem Gemisch notwendig wäre. Dies zeigt sich in einem Anstieg der unverbrannten Kohlenwasserstoffe und in einem Absinken der Stickoxidemission im Rohgas. In [Abb. 7](#) sind die Ergebnisse einer Rohabgasmessung für einen Versuchsmotor mit Wasser-Saugrohreinspritzung dargestellt [2].



Abbildung 7: Auswirkung der Saugrohr-Wassereinspritzung auf die Rohemissionen eines Motors [2]

Somit ist eine weitere Erhöhung der Wasserrate, über die für $\lambda=1$ erforderliche, nicht zweckmäßig.

In Bereichen hoher Last kann die Gemischanreicherung vermieden werden, was einen drastischen Anstieg der Stickoxidemissionen und eine Reduktion von Kohlenmonoxid und unverbrannten Kohlenwasserstoffen zur Folge hat. Diese Emissionen können jedoch, aufgrund des stöchiometrischen Betriebs, wirkungsvoll im Drei-Wege-Katalysator umgesetzt werden [2].

Bewertung der Konzepte

Anhand der Versuchsdaten weist die Wasser-Direkteinspritzung (Emulsions- und separate Einspritzung) das größte Potenzial zur Klopfreduktion auf. Aufgrund des hohen systemischen Integrationsaufwandes ist diese Methode voraussichtlich auf Motorneuentwicklungen beschränkt, bei denen die Wassereinspritzung von Beginn an mitberücksichtigt wird. Für bereits entwickelte Motoren stellt die Saugrohr-Wassereinspritzung als „add-on“-Applikation die interessantere Lösung dar, da sie teilweise mit schon entwickelten Bauteilen der Benzin-Saugrohreinspritzung aufgebaut werden kann [3], [4].

Aus diesem Grund thematisiert diese Abhandlung die numerische Modellierung einer Wasser-Saugrohreinspritzung.

2.3. Untersuchungen im Bereich der numerischen Simulation

In den aktuellen Veröffentlichungen finden sich zurzeit nur wenige Arbeiten die sich mit der Modellierung einer Wassereinspritzung auseinandersetzen. Grundsätzlich konzentrieren sich die Bemühungen auf eindimensionale Betrachtungen. Aufbauend auf schon vorhandene und abgestimmte Motormodelle wird eine Wassereinspritzung virtuell eingefügt, wie in den Untersuchungen von Boretti [9] und Bozza et al. [10]. Der Schwerpunkt in diesen Untersuchungen liegt jedoch auf der Reduzierung der Bauteilbelastungen im Abgasstrom – Stichwort Turbinen-Eintrittstemperatur. Die Bewertung eines Betriebspunktes hinsichtlich Motorklopfen wurde über Klopfmodelle

durchgeführt. Zur Anwendung kommen Standardmodelle wie dem in GT-Suite implementierten Modell nach Douaud and Eyzat [11] oder selbst entwickelte Verbrennungsmodelle, wie in [10]. Die Validierung mit experimentellen Untersuchungen zur Wassereinspritzung bleibt jedoch in den oben genannten Veröffentlichungen aus. Die Verdampfung des eingebrachten Wassers wird ebenfalls in beiden Arbeiten fest vorgegeben und es wird davon ausgegangen, dass zum Zündzeitpunkt das Wasser vollständig dampfförmig vorliegt. Der Einfluss des Verdampfungsverlaufs und die Ausbildung von Wandfilm werden in beiden Arbeiten nicht untersucht.

Im Bereich der 3D Modellierung existiert eine Publikation von der „Universita Degli Studi Modena“ [12]. Ausgehend von einem Referenzbetriebspunkt mit Anreicherungsbedarf wurde das Gemisch abgemagert. Im Gegenzug wurde eine Saugrohr-Wassereinspritzung mit 5 bar Einspritzdruck implementiert. Die Wasserrate wurde so festgelegt, dass die Verdampfungsenthalpie beider Fluide, der des Referenzpunktes entsprach. Die Modellierung der Tropfen-Wand-Interaktion erfolgte nach dem Bai-Gosman impingement Modell [13]. Auf die Modellierung des Fluidfilms wurde jedoch verzichtet. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die Klopfneigung des Motors bis zu einer Luftzahl von etwa $\lambda=1,06$ reduziert werden konnte.

In allen genannten Publikationen wurde der Wassereinspritzung ein hohes Potenzial zur Reduzierung der Klopfneigung attestiert. Dies steht im Einklang mit den Veröffentlichungen im Bereich der Motorenversuche. Die detaillierte Modellierung der Verdampfung und der Wandfilmbildung blieb jedoch aus. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss dieser Vorgänge dargestellt und analysiert.

3. Thermodynamische Effekte der MPI-Gemischbildung

3.1. Maximal verdampfbare Wassermasse

Wasser kann nur in einem bestimmten Ausmaß in die umgebende Luft verdampfen. Betrachtet man ein Gemisch aus Wasserdampf und Luft als eine ideale Gasmischung, dann kann nur so viel Wasserdampf in dem umgebenden Medium aufgenommen werden, bis der Sättigungspartialdruck erreicht ist. Die Grenze der Wasserdampfbeladung kann mithilfe des Gesetzes von Dalton und der idealen Gasgleichung wie folgt formuliert werden [14]:

$$p_{Gesamt} = \sum_{i=1}^n p_i = p_{Luft} + p_W^s(T) \quad (1)$$

$$m_{W,max} = \frac{p_W^s(T) * V}{R_W * T} \quad (2)$$

Der Sättigungspartialdruck weist eine starke Abhängigkeit von der Temperatur auf, siehe Abb. 8. Diese Daten liegen in der Fachliteratur tabelliert vor und werden ebenfalls durch die Gleichung von Antoine beschrieben [14].

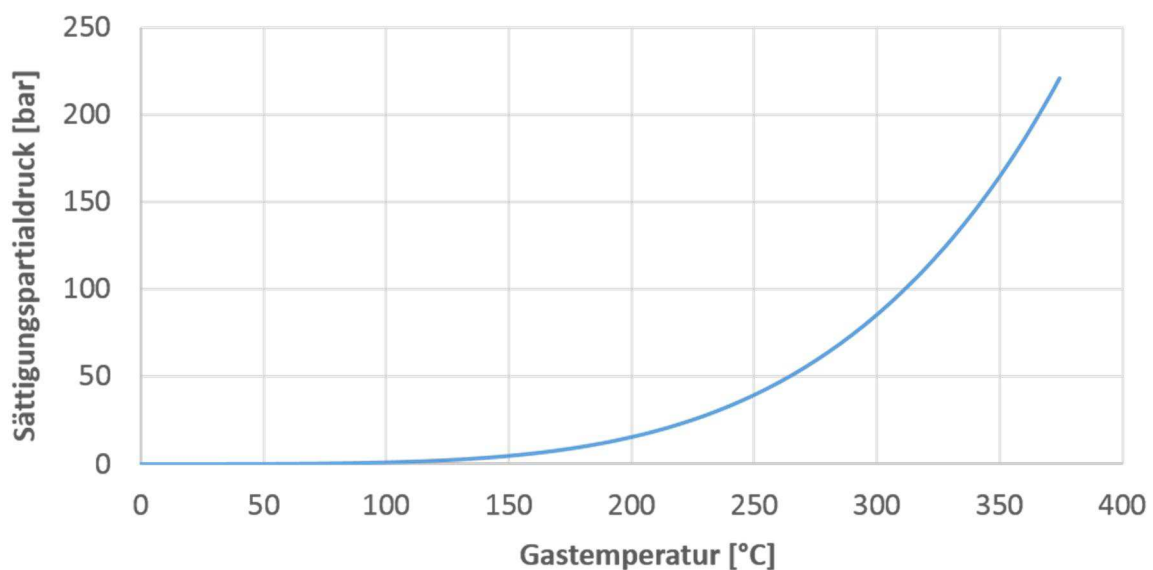


Abbildung 8: Sättigungspartialdruck als Funktion der Temperatur [14]

Bezieht man die maximal verdampfbare Wassermasse auf die vorliegende Ladungsmasse, dann erhält man den maximal möglichen Massenbruch und überführt Gleichung (2) in eine volumenunabhängige Darstellung, siehe Abb. 9 bzw. Gleichung (3).

$$\xi_{W,max} = \frac{m_{W,max}}{m_{Ladung}} = \frac{p_W^s(T) * V}{R_W * T * m_{Ladung}} = \frac{p_W^s(T)}{R_W * T * \rho_{Ladung}(T, p)} \quad (3)$$

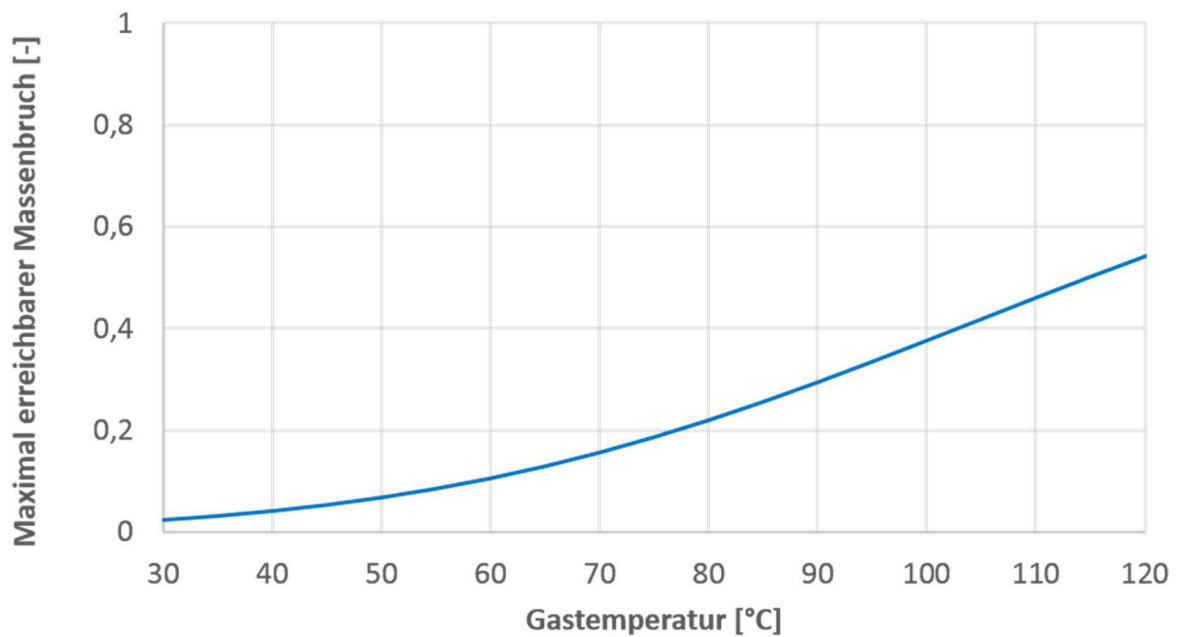


Abbildung 9: Maximal erreichbarer Massenbruch (Luftdruck 1bar)

In den folgenden durchgeführten Untersuchungen beschränkte sich die zugeführte Wassermenge auf maximal 30 mg. Aus den obigen Beziehungen, unter der Voraussetzung eines Hubvolumens von 333 cm³, kann diese Menge Wasser ab einer Gastemperatur von etwa 53°C vollständig verdampfen.

3.2. Verdrängung und Kühlung des Arbeitsgases

Betrachtet man die Vorgänge während der Gemischbildung im Saugrohr, so erhält man ein System, wie es in Abb. 10 dargestellt ist. Das Fluid wird dem System flüssig zugeführt und verdampft teilweise. Dabei wird die für jedes Fluid spezifische Verdampfungsenthalpie der Umgebung entzogen. Somit können drei Stoffströme (Luft, Wasserdampf und flüssiges Wasser) das System Saugrohr wieder verlassen.

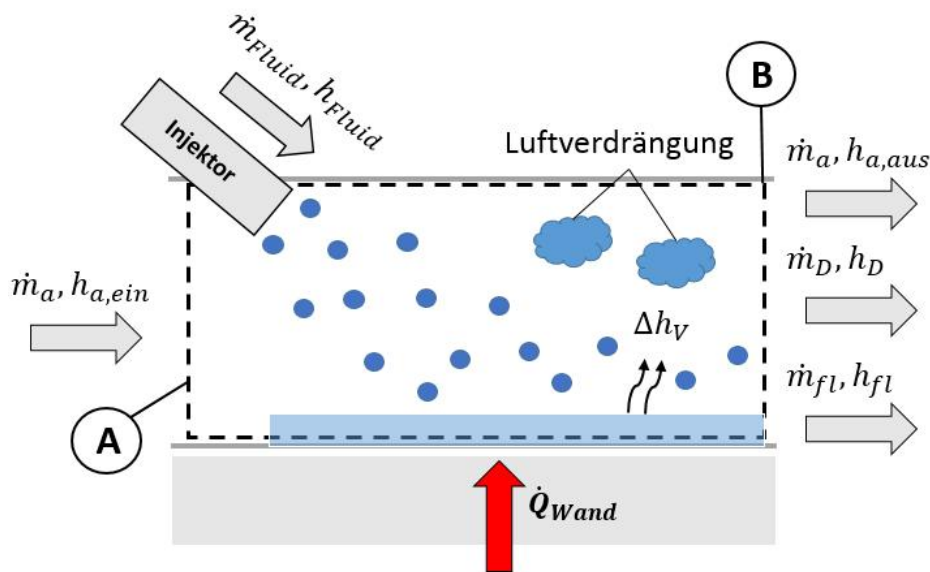


Abbildung 10: Mechanismus der Gemischbildung [15]

Setzt man nun um die in Abb. 10 gezeigte Systemgrenze eine Massenbilanz und eine Energiebilanz an, dann erhält man folgende Gleichungen:

$$\dot{m}_{Fluid} = \dot{m}_D + \dot{m}_{fl} \tag{4}$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_a * h_{a,ein} + \dot{m}_{Fluid} * h_{Fluid} + \dot{Q}_{Wand} \\ = \dot{m}_a * h_{a,aus} + \dot{m}_D * h_D + \dot{m}_{fl} * h_{fl} \end{aligned} \tag{5}$$

- $\dot{m}_a * h_a$ Enthalpie der Luft [J]
- $\dot{m}_{Fluid} * h_{Fluid}$ Enthalpie des eingespritzten Fluids [J]
- \dot{Q}_{Wand} Anteil des Wandwärmeeübergangs, der dem Wandfilm zugeführt wird [J]
- $\dot{m}_D * h_D$ Enthalpie des austretenden Wasserdampfs [J]
- $\dot{m}_{fl} * h_{fl}$ Enthalpie der austretenden Flüssigphase [J]

Unter der vereinfachten Betrachtung, dass die Temperatur des Fluids gleich ist der Temperatur der einströmenden Luft, ergibt sich für die Abkühlung des Prozessgases folgender Zusammenhang [16]:

$$T_B - T_A = \frac{x_e * \Delta h_v * (1 - frac_{WF})}{\left(\dot{m}_a / \dot{m}_{Fluid}\right) * c_{p,a} + c_{p,Fluid,fl}} \quad (6)$$

$$frac_{WF} = \frac{\dot{Q}_{Wand}}{x_e * \dot{m}_a * \left(\dot{m}_{Fluid} / \dot{m}_a\right) * \Delta h_v} = \frac{\dot{Q}_{Wand}}{x_e * \dot{m}_{Fluid} * \Delta h_v} \quad (7)$$

x_e *Verdampfter Anteil der eingespritzten Fluidmasse [-]*

Δh_v *Fluidspezifische Verdampfungsenthalpie $\left[\frac{J}{kg}\right]$*

$frac_{WF}$ *Anteil der Wandfilmverdampfung [-]*

Hierbei beschreibt $frac_{WF}$ den Anteil der Wärme, der von der Wand dem Fluid zugeführt wird und damit nicht zur Kühlung des Prozessgases beiträgt. Mit $\left(\dot{m}_{Fluid} / \dot{m}_a\right)$ wird die eingebrachte Masse des Fluids auf die Luftmasse bezogen.

Die zugeführte Wassermasse wird üblicherweise über die Wasserrate definiert, siehe Gleichung (8).

$$WI = \frac{m_W}{m_{Krststöch}} \quad (8)$$

Dabei wird die Wassermasse mit der stöchiometrischen Kraftstoffmasse ins Verhältnis gesetzt. Daraus ergibt sich folgende Umrechnung:

$$\left(\dot{m}_a / \dot{m}_{Fluid}\right)_W = \frac{\left(\dot{m}_a / \dot{m}_{Fluid}\right)_{Krststöch}}{WI} \quad (9)$$

Abb. 11 zeigt die Ergebnisse für ROZ95 mit zwei unterschiedlichen Luftzahlen im Vergleich zu unterschiedlichen Wassermengen unter der idealisierten Betrachtung, dass die gesamte Flüssigphase im Saugrohr verdampft ($x_e = 1$). Die verwendeten Randbedingungen zur Erstellung der Graphen sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1: Verwendete kalorische Randbedingungen [14], [15]

Fluid	ROZ95		Wasser			Luft
T_A	298,15 K					
p_A	1 bar					
	$\lambda=1,0$	$\lambda=0,9$	WI = 60 %	WI = 40 %	WI = 20 %	--
$\left(\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_{Fluid}}\right)_{stoch} [-]$	14,5	13,05	24,167	36,25	72,5	--
Δh_v [kJ/kg]	420		2441,7			--
$c_{p, Fluid, fl}$ [kJ/kgK]	2,3206		4,1813			--
$c_{p, Fluid, g}$ [kJ/kgK]	1,704		1,9118			1,005
$c_{v, Fluid, g}$ [kJ/kgK]	1,7039		1,4405			0,7178
$\kappa_{Fluid, g} [-]$	1,00		1,33			1,40
R [kJ/kgK]	0,0848		0,4713			0,287

Die angegebene Wasserrate bezieht sich auf die Kraftstoffmenge bei stöchiometrischen Betrieb. Stoffdaten bei 25 °C und 1 bar

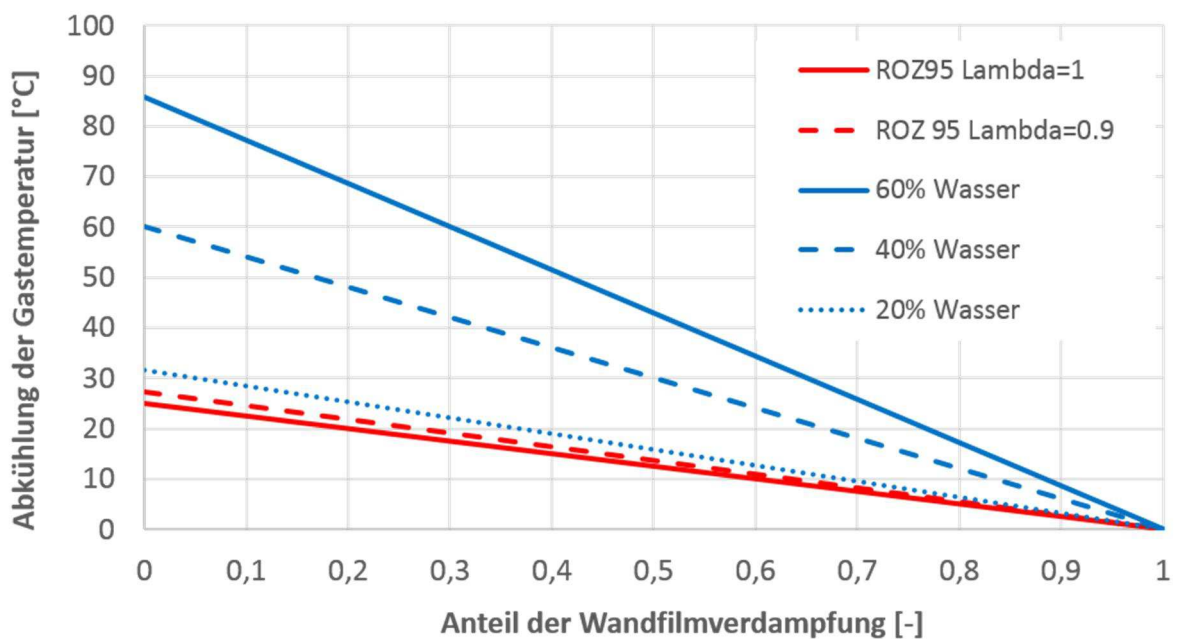


Abbildung 11: Absenkung der Gastemperatur aufgrund der Verdampfung unterschiedlicher Fluide

Man kann erkennen, dass Wasser aufgrund seiner hohen Verdampfungsenthalpie schon bei relativ geringen Massen einen großen Abkühleffekt erzielt.

Setzt man einen konstanten Saugrohrdruck voraus, wird durch die Abkühlung des Prozessgases der volumetrische Wirkungsgrad ebenfalls verbessert. Im Gegenzug verdrängt der entstehende Dampf die Luft aus dem Saugrohr und verringert somit den volumetrischen Wirkungsgrad. Im Vergleich zu einem Saughub mit reiner Luft sinkt somit der Partialdruck der Luft. Unter der Vereinfachung einer idealen Gasmischung und der Anwendung des Dalton'schen Gesetzes lässt sich der Verdrängungseffekt wie folgt beschreiben [14].

$$p_a = p_a^* - p_{Fluid} \quad (10)$$

Hierbei beschreibt p_a^* den Luftdruck bei einem Saughub mit reiner Luft. Mit der idealen Gasgleichung lässt sich die Gleichung umschreiben zu [15], [16]:

$$\dot{m}_a * R_a * T_B = \dot{m}_a^* * R_a * T_A - x_e * \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a} \right) * \dot{m}_a * R_{Fluid} * T_B \quad (11)$$

$$\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_a^*} = \frac{T_A}{T_B} * \left(1 + x_e * \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a} \right) * \frac{R_{Fluid}}{R_a} \right)^{-1} \quad (12)$$

Mit dieser Gleichung führt man den Effekt der Ladungskühlung und den Effekt der Gasverdrängung zusammen. Das Verhältnis der Massenströme kann durch das Verhältnis der Luftaufwände ersetzt werden. Aus dieser Gleichung lässt sich erkennen, dass die Steigerung des Luftaufwandes vom Niveau der Temperatur abhängig ist, da mit steigender Temperatur das Verhältnis $\frac{T_A}{T_B}$ sinkt. Die Abkühlung $T_B - T_A$ bleibt in erster Näherung¹ davon unbeeinflusst.

In Abb. 12 wurde die obige Gleichung für ROZ95 und Wasser unter den Randbedingungen von Tabelle 1 gelöst.

¹ Die kalorischen Stoffdaten des Fluids sind jedoch von der Temperatur abhängig. Im Temperaturbereich 25 °C bis 150 °C ist die relative Änderung jedoch im Bereich 1 % [17], [18].

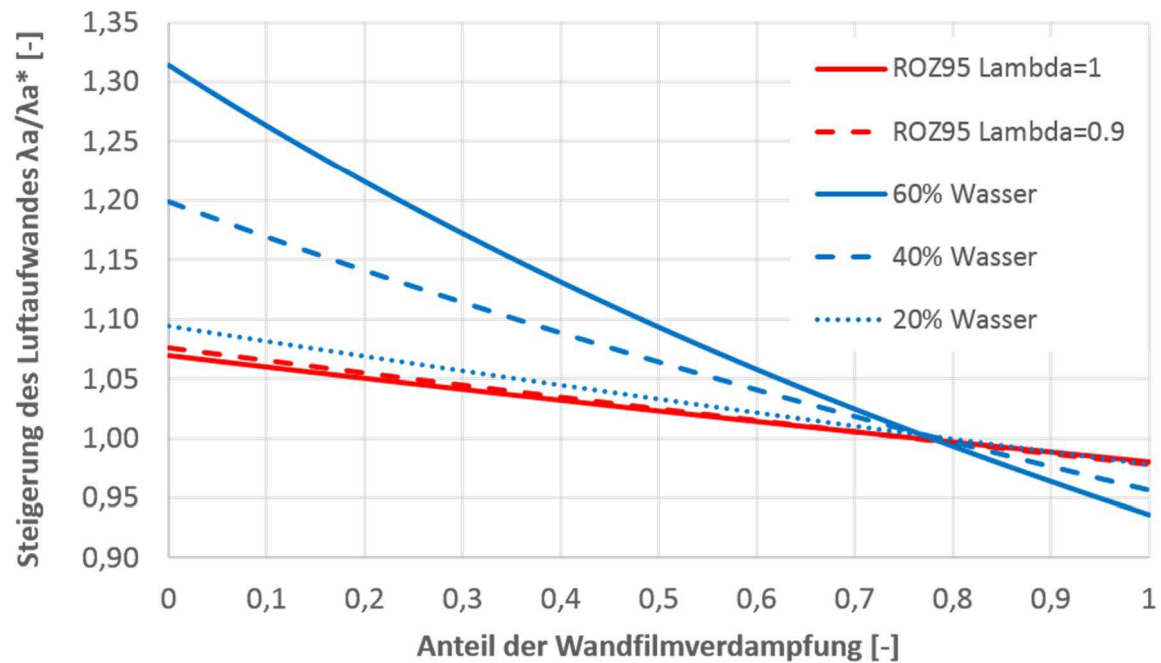


Abbildung 12: Beeinflussung des Luftaufwandes

Die Kurven zeigen das Potenzial der Gemischbildung im Saugrohr auf. Bei einer Wasserrate von 60 %² ist es möglich die Gastemperatur um 86°C zu senken und damit den Liefergrad um 31 % zu steigern. Betrachtet man hingegen ROZ95, dann liegt das Steigerungspotenzial nur bei 7 %. Verdampft es hingegen vollständig von den Bauteilwänden, dann beträgt die Reduktion des Liefergrades lediglich 2 %. Der Unterschied in den Ergebnissen zwischen dem stöchiometrischen Gemisch und einem Gemisch mit einer Luftzahl von 0,9 sind nur minimal.

Die Luftverdrängung von ROZ95 ist damit um etwa den Faktor 5 geringer als die von Wasser, wenn man von einer vollständigen Wandfilmverdampfung ausgeht. Dieser Effekt liegt in den unterschiedlichen Gaskonstanten bzw. den unterschiedlichen molaren Massen der Moleküle begründet. Setzt man die Luftverdrängung von ROZ95 mit der von Wasser ins Verhältnis so ergibt sich, unter Zuhilfenahme von Gleichung (12), folgender Zusammenhang:

² Die Wasserrate bezieht sich lediglich auf die eingebrachte Wassermenge. In dieser Untersuchung wurde kein Kraftstoff eingebracht.

$$\begin{aligned}
 \frac{(\dot{m}_a^* - \dot{m}_a)_W}{(\dot{m}_a^* - \dot{m}_a)_{ROZ95}} &= \frac{1 - \left(\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_a^*}\right)_W}{1 - \left(\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_a^*}\right)_{ROZ95}} = \\
 &= \frac{1 - (1 + x_e * \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right) * \frac{R_{Fluid}}{R_a})^{-1}_W}{1 - (1 + x_e * \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right) * \frac{R_{Fluid}}{R_a})^{-1}_{ROZ95}} = \\
 &= \left(\frac{x_{eW}}{x_{eROZ95}}\right) * \frac{\left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right)_W}{\left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right)_{ROZ95}} * \left(\frac{R_W}{R_{ROZ95}}\right) * \frac{R_A + x_{eROZ95} * \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right)_{ROZ95} * R_{ROZ95}}{R_A + x_{eW} * \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right)_W * R_W}
 \end{aligned} \tag{13}$$

Unter der Prämisse, dass das jeweilige Fluid vollständig verdampft und die zugeführten Massen gleich groß sind, vereinfacht sich die obige Gleichung zu:

$$\begin{aligned}
 x_{eW} &= x_{eROZ95} = 1 \rightarrow \text{vollständige Verdampfung} \\
 \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right)_W &= \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right)_{ROZ95} \rightarrow \text{identische Fluidmassen} \\
 \frac{(\dot{m}_a^* - \dot{m}_a)_W}{(\dot{m}_a^* - \dot{m}_a)_{ROZ95}} &= \frac{R_W}{R_{ROZ95}} * \frac{R_A + \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right) * R_{ROZ95}}{R_A + \left(\frac{\dot{m}_{Fluid}}{\dot{m}_a}\right) * R_W} \sim \frac{R_W}{R_{ROZ95}}
 \end{aligned} \tag{14}$$

Bei einem Luftbedarf $\left(\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_{Fluid}}\right)$ von 14,5 ist der Einfluss des zweiten Terms gering und damit ist das Verhältnis der Luftverdrängung zweier Fluide in erster Näherung nur von dem Verhältnis der jeweiligen Gaskonstanten abhängig. Die spezifische Gaskonstante und die molare Masse eines Fluids sind über die universelle Gaskonstante gekoppelt [14].

$$\frac{R_W}{R_{ROZ95}} = \frac{\frac{R_{univ}}{M_W}}{\frac{R_{univ}}{M_{ROZ95}}} = \frac{M_{ROZ95}}{M_W} \tag{15}$$

Damit kann gezeigt werden, dass Stoffe mit einer höheren Molmasse eine geringere Luftverdrängung aufweisen.

3.3. Verdichtung

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, ist die Absenkung der Gastemperatur aufgrund des Phasenübergangs während des Saughubs mit ROZ95 gering. Jedoch senkt der Kraftstoff durch seine kalorischen Eigenschaften den Isentropenexponent des Prozessgases ab. Im Hinblick auf die Vermeidung der klopfenden Verbrennung ist die Temperatur zum Ende der Verdichtung, also etwa zum Zündzeitpunkt von entscheidender Bedeutung [19], [20]. Die Absenkung der Kompressionsendtemperatur kann bei vereinfachter Betrachtung einer isentropen Verdichtung durch die Absenkung der Anfangstemperatur und durch die Absenkung des Isentropenexponenten erfolgen, siehe Gleichung (16).

$$T_{zOT} = T_1 * \varepsilon^{\kappa-1} \quad (16)$$

Es besteht ebenfalls die Möglichkeit das Verdichtungsverhältnis des Motors herab zu setzen und so die Temperatur zum Zündzeitpunkt zu reduzieren. Dies würde sich jedoch Nachteilig auf den Wirkungsgrad des Motors auswirken.

Um die Einflüsse der verschiedenen Fluide auf die Verdichtung korrekt darstellen zu können, ist eine zeitlich diskretisierte Modellierung der Vorgänge im Brennraum erforderlich. Nachfolgend soll kurz auf die grundlegenden Gleichungen einer nulldimensionalen Brennraummodellierung eingegangen werden.

3.3.1. 0D – Modell Brennraum

Das System Brennraum stellt thermodynamisch ein offenes, instationäres System dar, bei dem alle Zustandsgrößen eine starke Abhängigkeit von der Zeit und dem Ort zeigen. Für eine vereinfachte, nulldimensionale Beschreibung des Systems wird die Abhängigkeit vom Ort in dieser Betrachtung vernachlässigt. Es erfolgt lediglich eine Einteilung in Zonen (unverbrannte und verbrannte Zone), wobei die örtliche Verteilung vernachlässigt wird. Damit betrachtet man das Arbeitsgas als ideales Gasgemisch, welches homogen in den jeweiligen Zonen vorliegt [20].

Für die Wirkeffekte der Verdampfung ist die Betrachtungsweise des Einzonen-Modells ausreichend, da vor der Verbrennung die gesamte Gasphase in der unverbrannten Zone vorliegt. Die grundlegenden Erhaltungs- und Zustandsgleichungen, die zur Beschreibung des thermodynamischen Zustands verwendet werden, sollen nachfolgend kurz erläutert werden.

Massenerhaltung bzw. Kontinuitätsgesetz

Hier wird definiert, dass die Änderung der Masse im System gleich der Summe der zu- und abfließenden Stoffströme ist. Da die Änderungen in Abhängigkeit des Kurbelwinkels von Interesse sind, lässt sich die Massenerhaltung allgemein wie folgt anschreiben [20]:

$$\frac{dm}{d\varphi} = \frac{dm_E}{d\varphi} - \frac{dm_A}{d\varphi} - \frac{dm_{Leck}}{d\varphi} + \frac{dm_{Kr}}{d\varphi} + \frac{dm_W}{d\varphi} \quad (17)$$

Wobei gilt:

$$\frac{dm_{Kr}}{d\varphi} = \frac{dm_{Kr,fl}}{d\varphi} + \frac{dm_{Kr,D}}{d\varphi} \quad (18)$$

$$\frac{dm_W}{d\varphi} = \frac{dm_{W,fl}}{d\varphi} + \frac{dm_{W,D}}{d\varphi} \quad (19)$$

In dieser Gleichung stellt $\frac{dm_E}{d\varphi}$ die Änderung der Masse durch die einströmende Gasmasse dar. Diese Masse wird als ein ideales, homogenes Gasgemisch modelliert. Analoge Betrachtung gilt für den Term $\frac{dm_A}{d\varphi}$ in Bezug auf die ausströmende Gasmasse. Mit $\frac{dm_{Leck}}{d\varphi}$ wird berücksichtigt, dass während der Verdichtung Ladungsmasse als „Blow-by“ verloren geht. Falls keine genauen Messdaten vorliegen wird dieser Wert in der Regel vernachlässigt. $\frac{dm_{Kr,fl}}{d\varphi}$ und $\frac{dm_{W,fl}}{d\varphi}$ stellt die Verläufe dar mit dem die Flüssigphase dem System zugeführt wird. Mit $\frac{dm_{Kr,D}}{d\varphi}$ und $\frac{dm_{W,D}}{d\varphi}$ wird der Anstieg der jeweiligen Dampfmasse beschrieben, die durch die Verdampfung entsteht.

Gaszusammensetzung

Die kalorischen Stoffeigenschaften c_p , c_v des Gases berechnen sich nach den Gesetzen der idealen Gasgemische zu [14]:

$$\bar{c}_i = \frac{\sum_i (c_i * m_i)}{\sum_i m_i} = \sum_i (c_i * \xi_i) \quad (20)$$

Damit wird mit zunehmender Verdampfung der eingespritzten Fluide ROZ95 und Wasser, die spezifische Wärmekapazität gesteigert und der sich daraus berechnende Isentropenkoeffizient abgesenkt.

Energieerhaltung

Die Energieerhaltung wird beschrieben durch den 1. Hauptsatz der Thermodynamik für offene, instationäre Probleme und lässt sich durch die zuvor getroffenen Vereinfachungen wie folgt anschreiben [20]:

$$\begin{aligned} -p \frac{dV}{d\varphi} + \frac{dQ_B}{d\varphi} - \frac{dQ_W}{d\varphi} - \Delta h_{V,Kr} \frac{dm_{Kr,D}}{d\varphi} - \Delta h_{V,W} \frac{dm_{W,D}}{d\varphi} + h_E \frac{dm_E}{d\varphi} \\ - h_A \frac{dm_A}{d\varphi} - h_A \frac{dm_{Leck}}{d\varphi} = \frac{dU}{d\varphi} \end{aligned} \quad (21)$$

Der Energietransport über die Systemgrenze und damit die Änderung der inneren Energie $\frac{dU}{d\varphi}$ ist über drei Wege möglich, siehe Abb. 7. Die Übertragung kann in Form von

- Arbeit, hier vertreten durch die Volumenänderungsarbeit $-p \frac{dV}{d\varphi}$,
- Wärme $(\frac{dQ_i}{d\varphi})$
- oder durch Stofftransport $(h_i \frac{dm_i}{d\varphi})$

erfolgen. Die Verdampfung von Fluiden kann hier als Wärmesenke interpretiert werden.

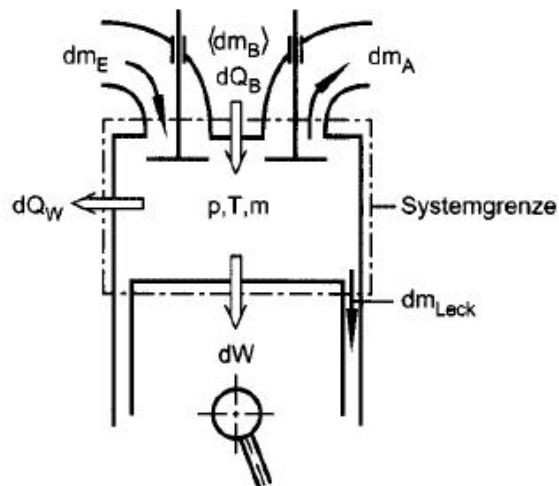


Abbildung 13: System Brennraum [20]

Der Verdampfungsverlauf von Fluiden kann aufgrund fehlender Tropfen- und Verdampfungsmodelle nicht akkurat berechnet werden und wird in der Regel fest vorgegeben.

Der Verdampfungsverlauf von Fluiden kann aufgrund fehlender Informationen zur Tropfenumgebung (Temperatur, Druck, Massenbruch, Strömungsgeschwindigkeit) sowie zur Tropfenflugbahn (Bauteil-Interaktion) nicht akkurat berechnet werden und wird in der Regel fest vorgegeben.

Zustandsgleichung

Die thermische Zustandsgleichung setzt die Variablen $p(\varphi)$, $T(\varphi)$ und $V(\varphi)$ in Beziehung. Durch Ableiten der Gleichung nach dem Kurbelwinkel erhält man folgende Gleichung [20]:

$$p \frac{dV}{d\varphi} + V \frac{dp}{d\varphi} = mR \frac{dT}{d\varphi} + mT \frac{dR}{d\varphi} + RT \frac{dm}{d\varphi} \quad (22)$$

Mit den drei genannten Bestimmungsgleichungen erhält man ein Differentialgleichungssystem mit vier unbekannt Variablen:

- Der Temperaturverlauf $T(\varphi)$
- Der Druckverlauf $p(\varphi)$
- Die Gaszusammensetzung
- Brennverlauf $dQ_B/d\varphi$

Damit muss einer der vier unbekannt Verläufe vorgegeben werden. Üblicherweise wird ein modellierter Brennverlauf vorgegeben, welcher auf gemessene Druckverläufe abgestimmt wird.

4. 1D – Prozessanalyse mittels GT-Suite

4.1. Motorspezifikationen und Randbedingungen

Bei dem Versuchsträger handelt es sich um einen aufgeladenen 3-Zylinder Ottomotor der Firma Ford. In Tabelle 2 sind die Spezifikationen des Motors dargestellt.

Tabelle 2: Motorspezifikationen [1]

Motorbezeichnung	Ford fox 1.0L EcoBoost
Einspritzungsart Kraftstoff	DI
Einspritzungsart Wasser	MPI
Hubraum	999 cm ³
Bohrung	71.9 mm
Hub	82.0 mm
Verdichtungsverhältnis	10:1
Kraftstoff	ROZ95

Die Wirksamkeit der Wassereinspritzung soll an einem Volllastpunkt bei 5000 U/min untersucht werden. An diesem Betriebspunkt weist der Versuchsmotor einen Anreicherungsbedarf auf ($\lambda=0,9$).

Um die notwendigen Randbedingungen für die Simulation des Motorprozesses zu erhalten, wurden Druckmessungen im Saugrohr, im Auslasskanal sowie im Brennraum von der Firma BOSCH in Schwieberdingen durchgeführt. Im Saugrohr und im Auslasskanal wurde zusätzlich noch die mittlere Gastemperatur aufgezeichnet. Diese beträgt am Einlass 50°C und am Auslass 824°C. In Abb. 14 und 15 sind die indizierten Drucksignale für die Druckmessstellen Einlass, Auslass und Brennraum dargestellt.

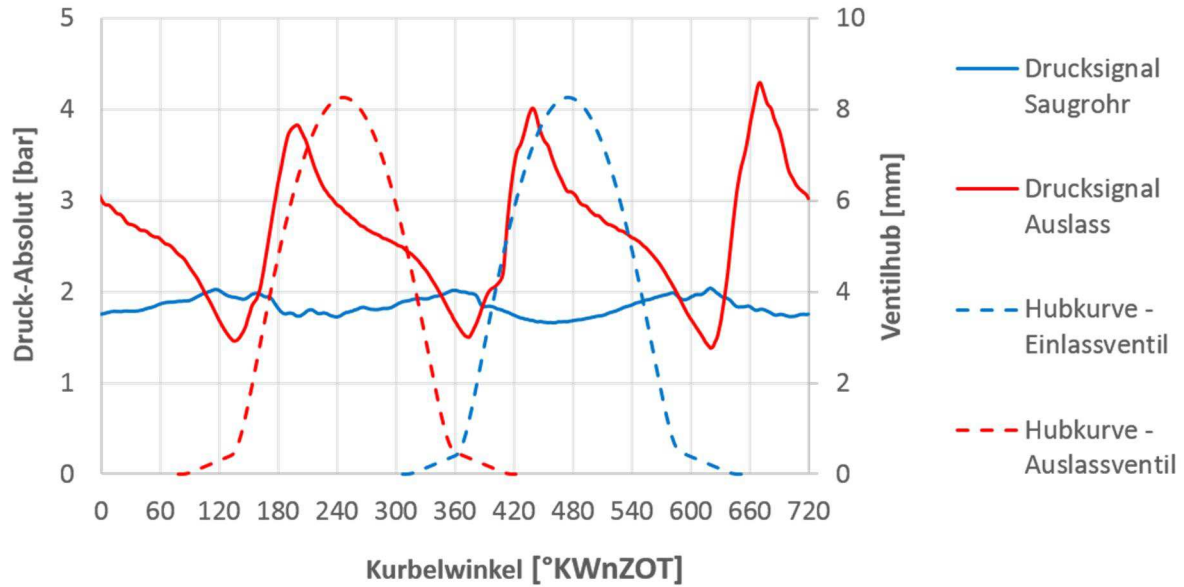


Abbildung 14: Druckverlauf im Saugrohr sowie im Auslass

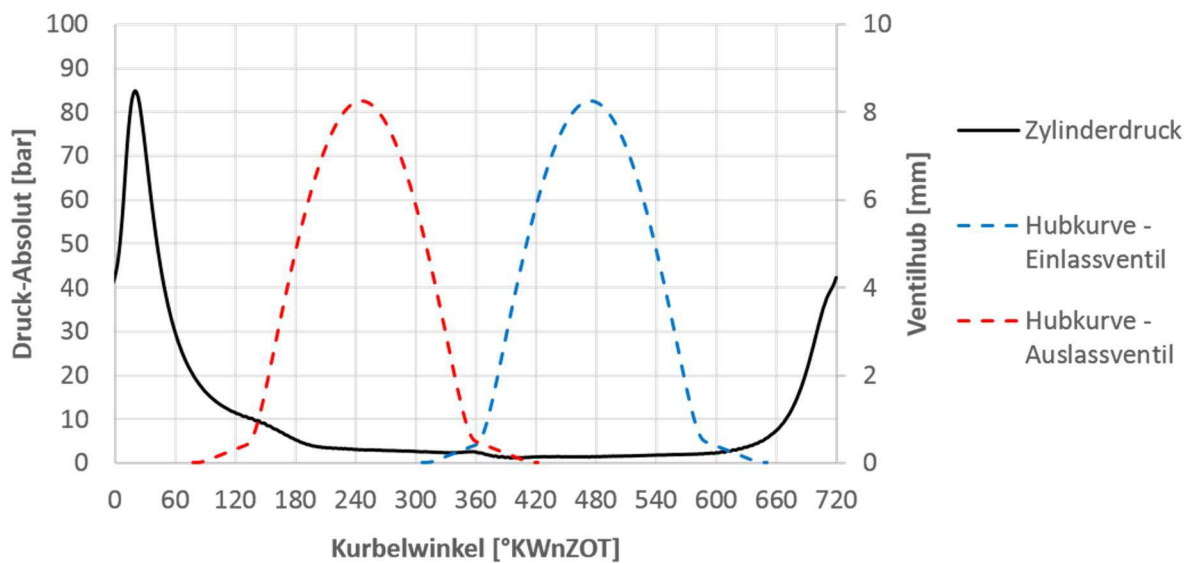


Abbildung 15: Zylinderdruckverlauf

Die Randbedingungen des Betriebspunktes sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Die Messung erfolgte ohne Wassereinspritzung. Diese Randbedingungen wurden für alle weiteren Untersuchungen beibehalten.

Tabelle 3: Parameter des Betriebspunktes

Betriebspunkt	
Drehzahl	5000 U/min
Mittlerer Saugrohrdruck	1,85 bar
Luftzahl λ	0,90
Indizierter Mitteldruck - IMEP	20 bar
Mittlere Temperatur Saugrohr	50 °C
Mittlere Temperatur Auslass	824 °C
Beginn der Kraftstoffeinspritzung	400 °KWnZOT
Massenstrom Einspritzventil bei 150 bar	529 g/min
Einspritzdruck	

Die Temperaturen der Bauteile wurden nicht gemessen, aufgrund dessen muss in der Simulation auf Annahmen und Angaben der einschlägigen Literatur zurückgegriffen werden. Die angenommenen Bauteiltemperaturen sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

Tabelle 4: Verwendete Bauteiltemperaturen in der Simulation [19], [21], [22], [23], [24]

Bauteil	Temperatur
Kolben	280 °C
Zylinderwand	180 °C
Zylinderkopf	230 °C
Einlasskanal	90 °C
Einlassventil	120 °C
Auslassventil	530 °C

Die zyklischen Temperaturschwankungen der Bauteile aufgrund der unterschiedlichen thermischen Belastungen über die vier Takte des Arbeitsspiels wurden in den folgenden Simulationen nicht abgebildet.

4.2. Modellaufbau und Validierung

Um den Einfluss der Wassereinspritzung auf den motorischen Prozess beurteilen zu können, wurde ein 1D-Modell mit der Simulationssoftware GT-Suite erstellt. In [Abb. 16](#) ist der Aufbau des Modells dargestellt.

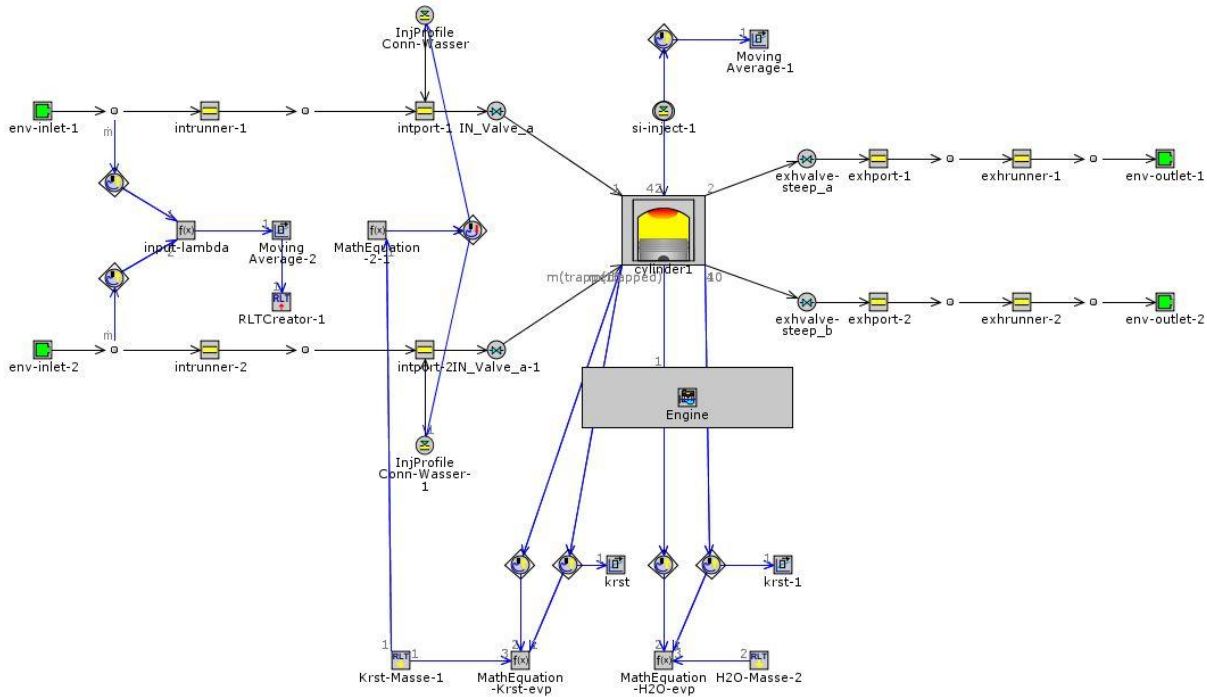


Abbildung 16: 1D-Motormodell - GT-Suite

Das Modell umfasst den Zylinderkopf des Motors und den Brennraum. Die Leitungen an Ein- und Auslassseite wurden anhand von CAD Daten des Motors abgebildet. Als Randbedingung an den Systemgrenzen dienen Druck- und Temperatur-Messdaten, die von der Firma BOSCH zur Verfügung gestellt wurden. Als Verbrennungsmodell wurde der Ansatz nach Wiebe verwendet. Die Modellierung der Wandwärmeverluste erfolgte nach dem implementierten Modell von Woschni. Die Benzineinspritzung wurde als Direkteinspritzung implementiert. Der Massenstrom des Injektors wurde näherungsweise als konstant über die Dauer der Einspritzung angenommen. Der zeitlich gemittelte Massenstrom wurde von der Firma BOSCH zur Verfügung gestellt.

Die Abstimmung des Modells erfolgte anhand der gemessenen Zylinderdruckdaten (siehe Randbedingungen in Kapitel 4.1.), wobei besonderer Wert auf den Verlauf während der Verdichtung gelegt wurde. [Abb. 17](#) zeigt den Vergleich zwischen den Druckmessdaten und der Simulation.

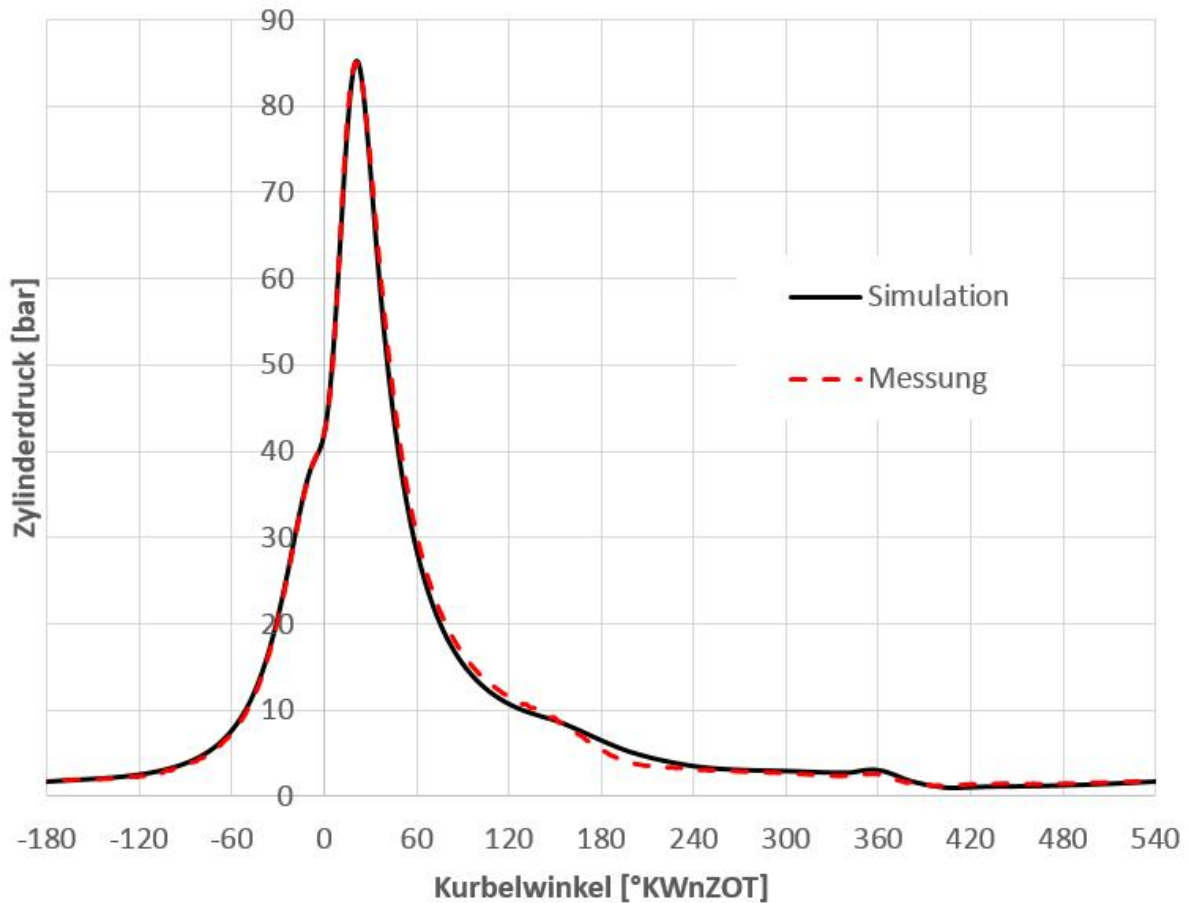


Abbildung 17: Validierung des Modells anhand des gemessenen Zylinderdrucks

Die Abstimmung erfolgte, analog zu den Messdaten, ohne Wassereinspritzung. Anschließend wurde das Referenzmodell um die Wassereinspritzung im Saugrohr erweitert. Der Abstand zwischen den Einlassventilen und den Wasserinjektoren wurde anhand der CAD-Daten ermittelt und beträgt 44 mm. Die eingespritzte Wassermasse wurde an die eingespritzte Benzinmasse gekoppelt, um das relative Mischungsverhältnis der Fluide konstant zu halten.

4.3. Potenzialabschätzung der Wassereinspritzung

Um den größtmöglichen Effekt der Wassereinspritzung darzustellen, wurde das Modell so kalibriert, dass die eingespritzte Wassermasse sofort verdampft und die gesamte Verdampfungsenthalpie aus dem Prozessgas entnommen wird. Die Temperatur des eingespritzten Wassers wurde auf 20 °C festgelegt. Die Berechnungen mit Wassereinspritzung erfolgten mit stöchiometrischem Luftverhältnis.

In [Abb. 18](#) ist die Auswirkung unterschiedlicher Wassermengen auf die Verdichtungsendtemperatur dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei einer Wasserrate von 6,0 %, die gleiche Endtemperatur erreicht wird, wie mit einer Gemischanreicherung von 10 % ($\lambda=0,9$). Im Vergleich dazu ist der Effekt unterschiedlicher Luftzahlen auf die Verdichtungsendtemperatur in [Abb. 19](#) dargestellt.

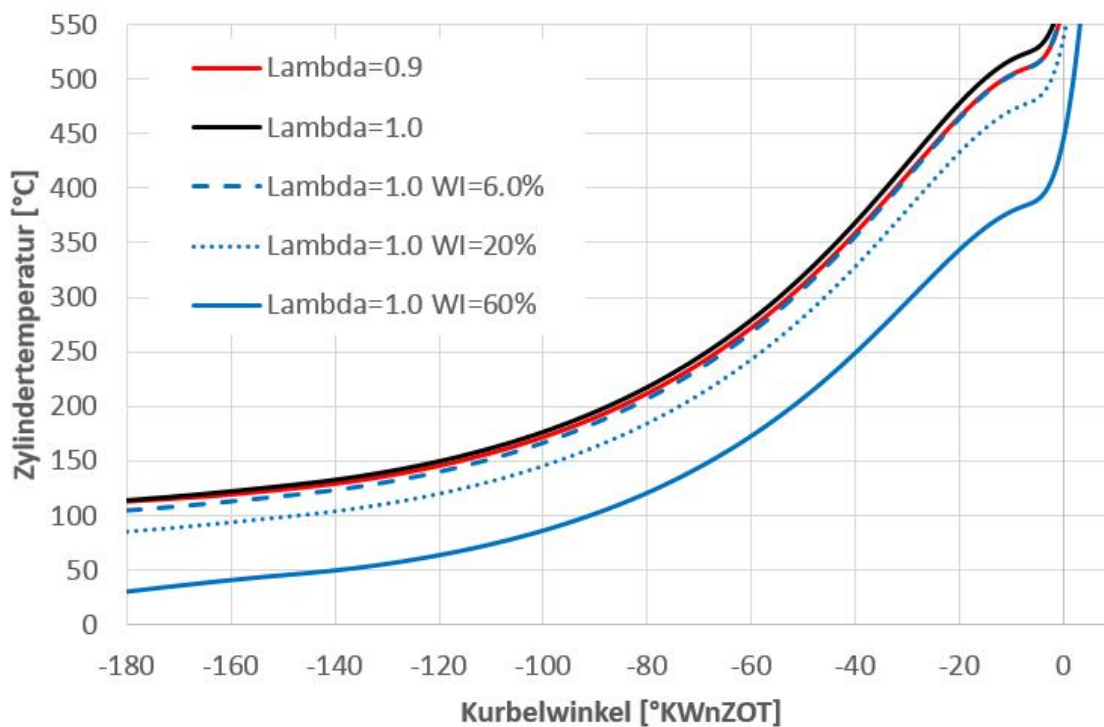


Abbildung 18: Kühlpotenzial unterschiedlicher Wasserraten im Vergleich zur Basiskonfiguration ($\lambda = 0,9$)

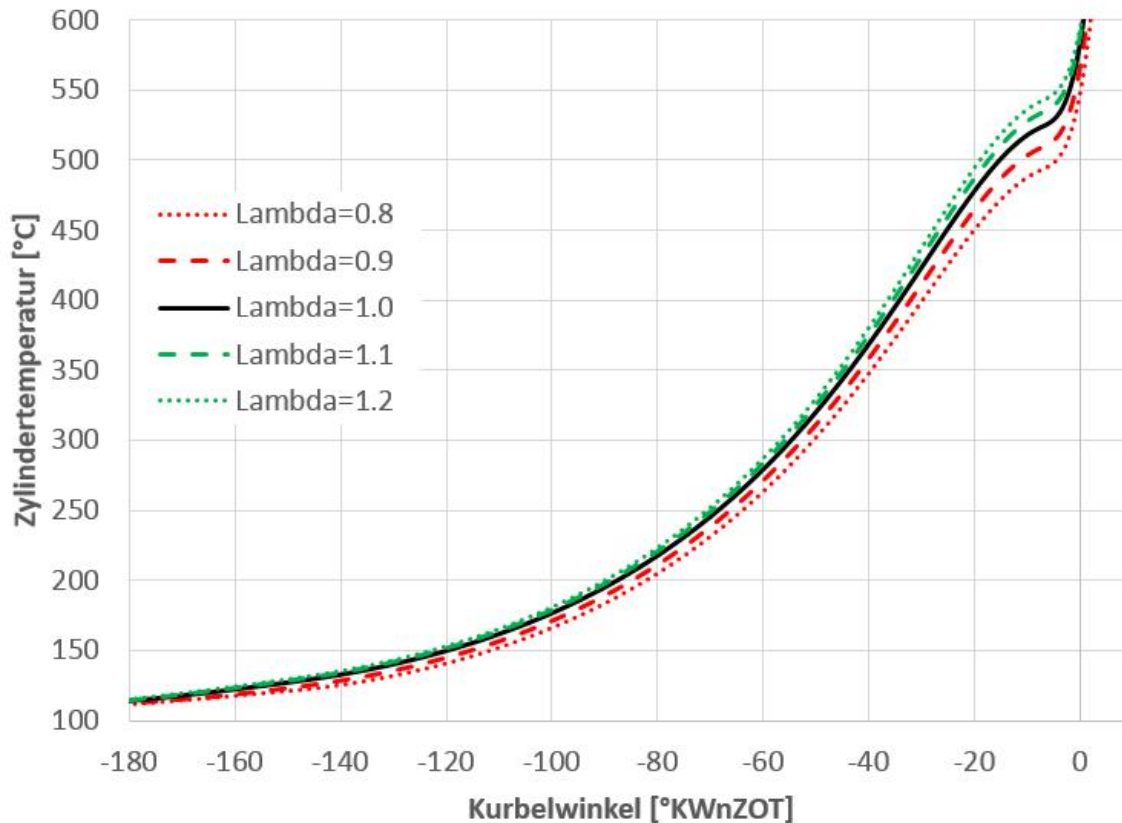


Abbildung 19: Einfluss unterschiedlicher Luftzahlen auf die Verdichtungsendtemperatur

Bei einer Wasserrate von 60 % kann eine Absenkung der Gemischtemperatur von 84 °C zu „Einlass-Schluss“ (-127 °KW) beobachtet werden. Bis zum Ende der Verdichtung vergrößert sich diese Differenz auf 138 °C. Als Verdichtungsendtemperatur wird hier die Temperatur bezeichnet, die bei -8.3 °KWnZOT vorliegt. Zu diesem Zeitpunkt beginnt der energetische Umsatz des Kraftstoffs und würde somit das Ergebnis verfälschen, da der Einfluss des Wasserdampfs im Wiebe-Brennverlauf nicht berücksichtigt wird.

Aufgrund der starken Kühlung der Ladungsmasse erhöht sich der Liefergrad. Bei einer Wasserrate von 60 % erhöht sich die Luftmasse im Zylinder um 18 % im Vergleich zu einem rein stöchiometrischen Betrieb ohne Wassereinspritzung. Die vergleichsweise geringe Steigerung des Luftaufwandes gegenüber der in Kapitel 3.2 gezeigten (31 %) ist auf das höhere Temperaturniveau aufgrund der Wandwärmeübergänge im Brennraum und im Einlasskanal zurückzuführen.

In Abb. 20 wird der Einfluss der Wassereinspritzung auf den Isentropenexponenten dargestellt. Hierin ist zu erkennen, dass mit steigender Wasserrate der Exponent zunimmt. Der Einfluss auf die kalorischen Stoffgrößen durch den steigenden Anteil an

Wasserdampf im Prozessgas ist dazu vergleichsweise gering. Zur Veranschaulichung wurde der rein kalorische Einfluss von Wasser ebenfalls dargestellt, siehe [Abb. 21](#). Hierfür wurde dieselbe Untersuchung durchgeführt, jedoch ohne die Berücksichtigung der Verdampfungsenthalpie des eingespritzten Wassers.

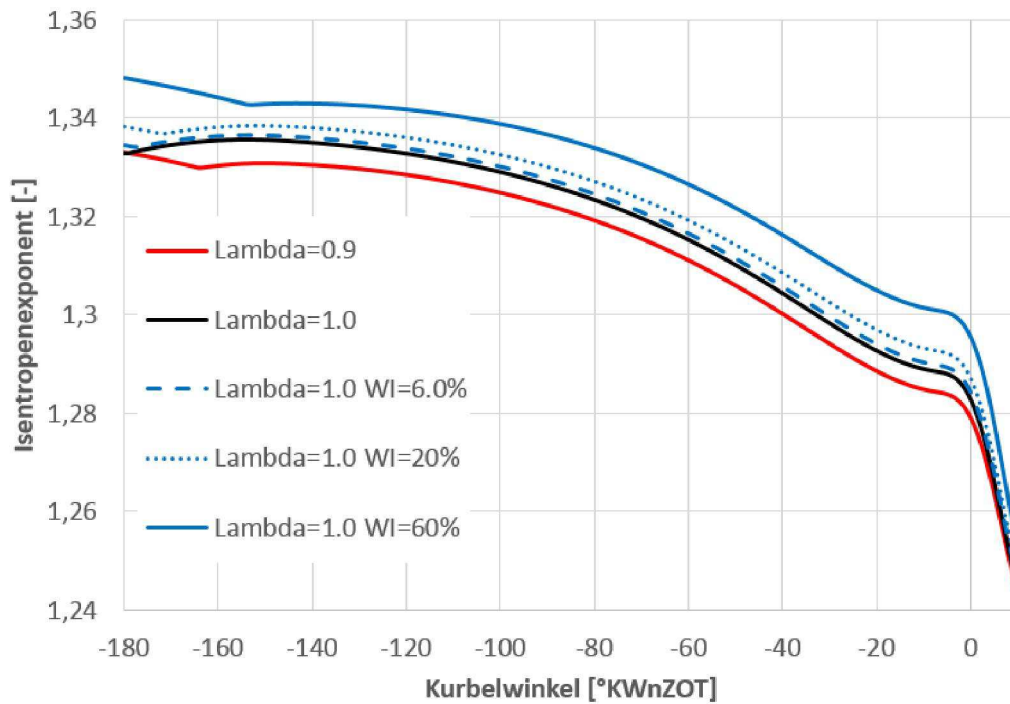


Abbildung 20: Einfluss der Wassereinspritzung auf den Isentropenexponenten

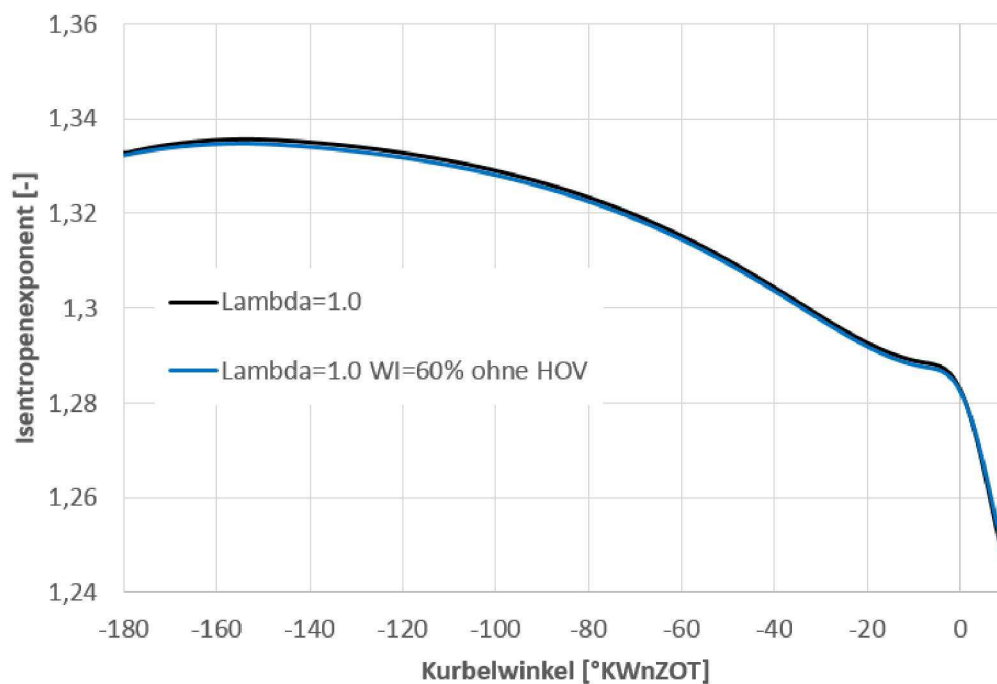


Abbildung 21: Einfluss des Wasserdampfs auf den Isentropenexponenten, ohne Berücksichtigung der Verdampfungsenthalpie

Die kalorischen Eigenschaften von Wasser senken den Isentropenexponenten des Prozessgases ab. In dem obigen Diagramm ist jedoch deutlich zu erkennen, dass der Einfluss der Temperatur bzw. der Verdampfungsenthalpie größer ist. Dadurch steigt in Summe der Isentropenexponent an.

Aufgrund des erhöhten Isentropenexponenten und der geringeren Wandwärmeverluste kommt es während der Verdichtung zu einem Anstieg des Zylinderdrucks, siehe Abb. 22. Bei einer Wasserrate von 60 % herrscht zu Beginn der Verbrennung ein um 1,25 bar höherer Zylinderdruck.

Um abzuschätzen wie hoch dabei der rein kalorische Einfluss ist, wird eine isentrope Verdichtung mit (über die Verdichtung) gemittelten Größen herangezogen. Die verwendeten Stoffgrößen sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Tabelle 5: Randbedingungen und gemittelte Stoffgrößen während der Verdichtung (von -127°KW bis -8,3°KW)

Randbedingungen	
V_{IVC}	Volumen bei Einlass-Schluss (-127°KW)
$V_{Start Comb}$	Volumen bei einsetzenden Energieumsatz (-8,3°KW)
$V_{IVC}/V_{Start Comb}$	8,18
$p_{IVC,\lambda=1,WI=60\%}$	2,4555 bar
$p_{IVC,\lambda=1,WI=0\%}$	2,4603 bar
Über die Verdichtung gemittelte Stoffgrößen	
$\bar{\kappa}_{\lambda=1,WI=60\%}$	1,326
$\bar{\kappa}_{\lambda=1,WI=0\%}$	1,315

$$\Delta p_{Start Comb} = p_{IVC,\lambda=1,WI=60\%} * \left(\frac{V_{IVC}}{V_{Start Comb}} \right)^{\bar{\kappa}_{\lambda=1,WI=60\%}} - p_{IVC,\lambda=1,WI=0\%} * \left(\frac{V_{IVC}}{V_{Start Comb}} \right)^{\bar{\kappa}_{\lambda=1,WI=0\%}} = 0,81 \text{ bar} \quad (23)$$

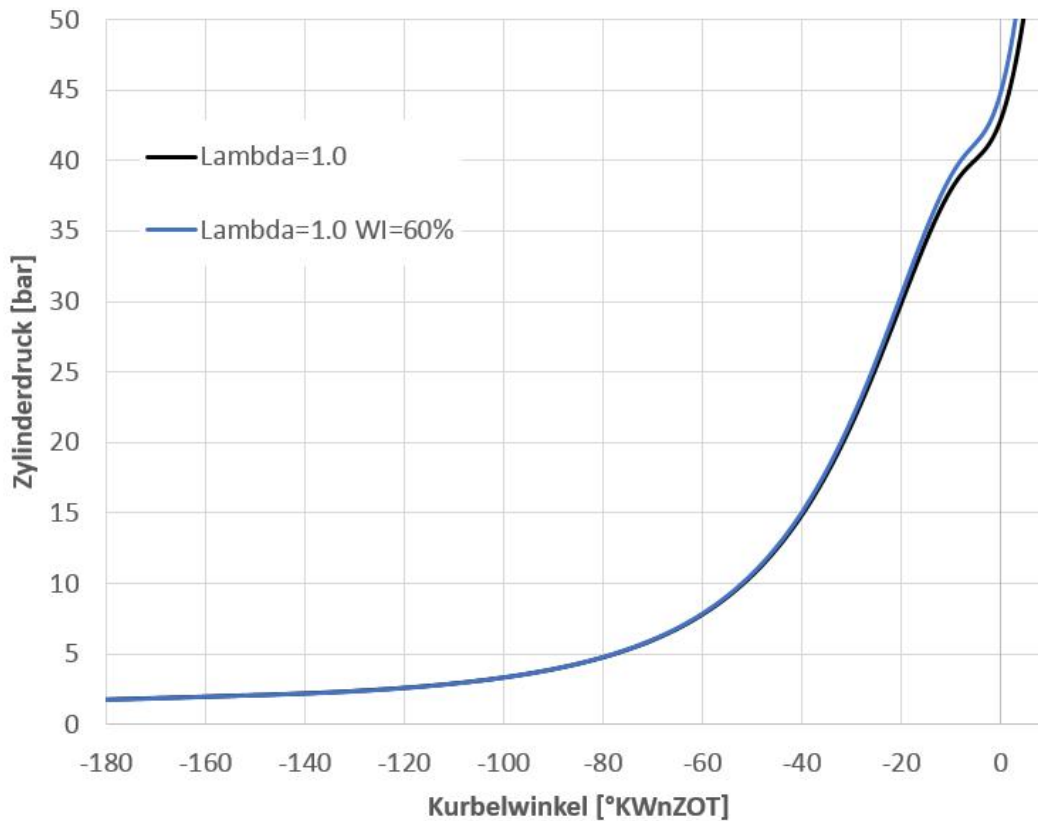


Abbildung 22: Erhöhter Kompressionsenddruck aufgrund der Wassereinspritzung

4.4. Wasserkühlung vs. Verdichtungsverhältnis

Die Wahl des Verdichtungsverhältnisses bei Ottomotoren ist ein Kompromiss aus Teillastwirkungsgrad und Vollastverhalten. An der Vollast begrenzt das Klopfverhalten das Verdichtungsverhältnis. Um den irregulären Verbrennungen entgegen zu wirken, wird dem Gemisch zusätzlicher Kraftstoff zugeführt. Dies bewirkt eine weitere Absenkung des Isentropenexponenten und damit eine Absenkung von Druck und Temperatur zum Zündzeitpunkt. Weiters werden die Ladungsmasse und deren Wärmekapazität erhöht und damit die Temperatur während der Verbrennung abgesenkt. Somit kann das Verdichtungsverhältnis noch etwas weiter gesteigert werden und der Wirkungsgrad in Teillastpunkten weiter angehoben. Als Nebeneffekt wird, bedingt durch die hohen Anteile unverbrannten Kraftstoffs, der Wirkungsgrad bei Vollast dramatisch abgesenkt [19], [20].

Um eine Gemischanfetzung zu vermeiden und dennoch die Temperatur zum Zündzeitpunkt abzusenken ohne das Verdichtungsverhältnis zu reduzieren, zeigt die Wassereinspritzung in der Simulation ein großes Potenzial auf, siehe [Abb. 23](#).

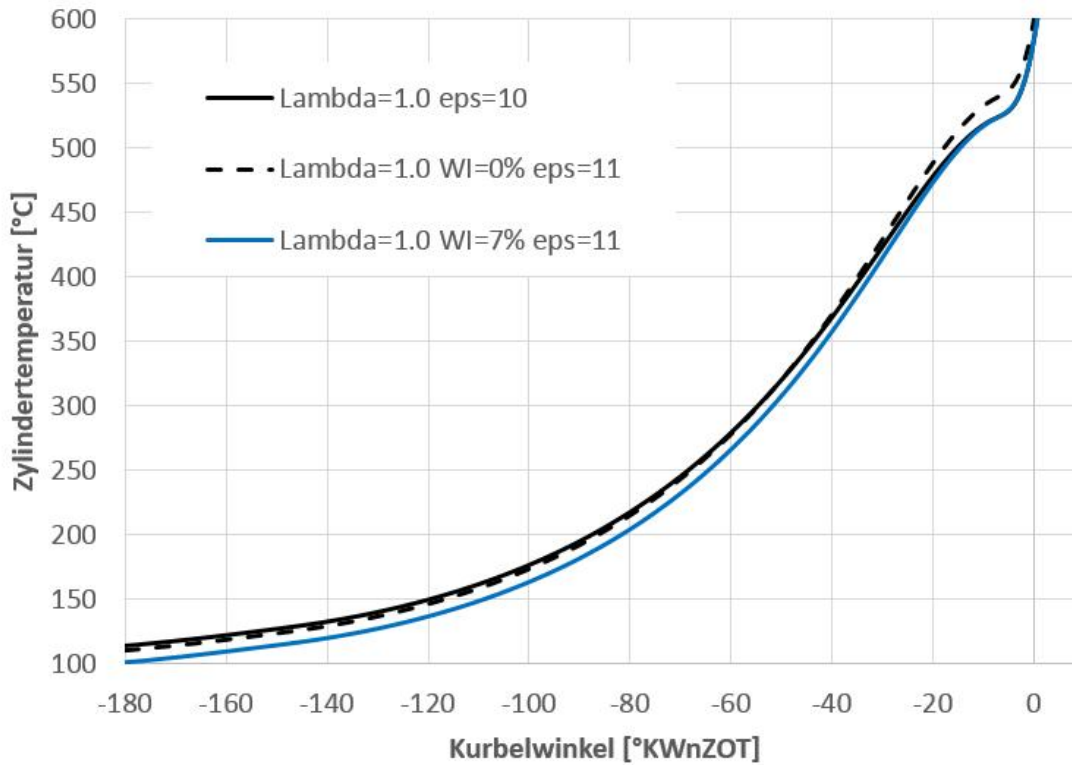


Abbildung 23: Beeinflussung der Zylindertemperatur durch unterschiedliche Verdichtungsverhältnisse und Wasserraten

Im obigen Diagramm ist der Temperaturverlauf im Brennraum während der Verdichtung für $\epsilon=10$ und $\epsilon=11$ dargestellt. Bei Voraussetzung einer idealen Verdampfung, wie in Kapitel 4.3. beschrieben, kann mit einer Wasserrate von 7 % die Temperaturerhöhung durch die Anhebung des Verdichtungsverhältnisses kompensiert werden.

4.5. Grenzen der 1D-Simulation

Das Verdampfungsverhalten von Fluiden wird in 1D-Simulationen von einer zuvor vorgegeben Verdampfungskurve bestimmt. Somit kann nicht vorhergesagt werden, ob die eingebrachte Wassermasse in der vorgegeben Zeit vollständig verdampfen kann. In den bisherigen Analysen ist davon ausgegangen worden, dass dies der Fall ist. Bei realen Applikationen ist weiter mit der Bildung von Wandfilmen zu rechnen. Damit tritt neben der Verdampfung des freifliegenden Tropfens auch die Verdampfung aus Wandfilmen auf. Die Wärmeleitung zwischen Bauteil und Wandfilm ist um ein vielfaches höher als der konvektive Wärmeübergang zwischen dem Prozessgas und dem Wandfilm. Bei der Verdampfung aus Wandfilmen wird somit die notwendige Verdampfungsenthalpie hauptsächlich aus den Bauteilen entzogen. Damit ist diese Menge Wasser für die direkte Kühlung des Prozessgases „verloren“. Das Verhältnis von Wandfilmverdampfung und Tropfenverdampfung wird in der Simulation durch die Reduktion der Verdampfungsenthalpie des Fluids berücksichtigt. Der Einfluss des Dampfes (Kalorik, Verdrängungseffekte) bleibt jedoch erhalten. In [Abb. 24](#) ist die Auswirkung unterschiedlicher Anteile der Wandfilmverdampfung bei einer Wasserrate von 60 % dargestellt, wobei wieder die Annahme getroffen wurde, dass die gesamte eingebrachte Wassermasse verdampft.

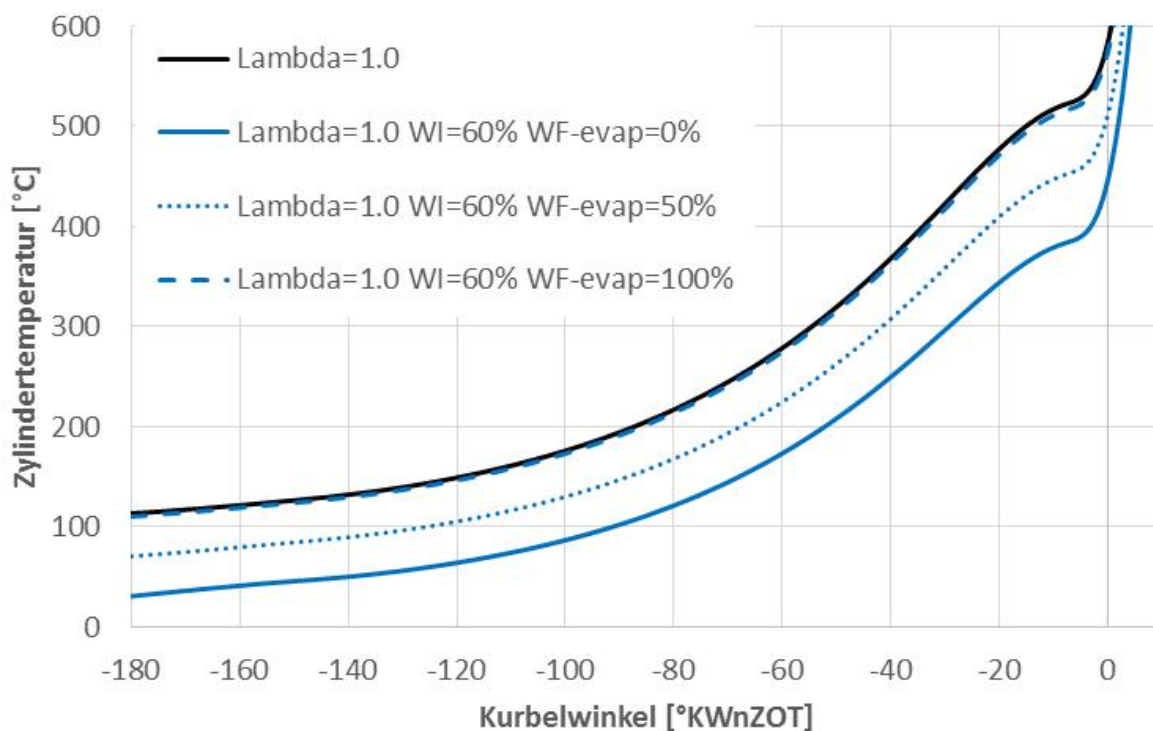


Abbildung 24: Auswirkung unterschiedlicher Anteile der Wandfilmverdampfung

Es ist zu erkennen, dass zwischen 0 % und 100 % Wandfilmverdampfung einen Unterschied in der Verdichtungsendtemperatur von über 130 °C ergeben.

Für eine korrekte Abbildung der Verdampfung und der Wandfilmbildung ist somit eine räumliche Auflösung des Simulationsgebietes notwendig.

5. 3D-Modellierung - CFD

Um den Vorgang der Einspritzung und Gemischbildung detailliert untersuchen zu können, ist eine räumliche Auflösung erforderlich. Aus diesem Grund ist in der CFD-Software AVL FIRE ein 3D-Modell des Motors erstellt worden. Nachfolgend soll kurz auf die einzelnen Prozesse der Gemischbildung und deren Abbildung im CFD-Code eingegangen werden.

5.1. Spraymodellierung

Die Darstellung der Wechselwirkungen des Sprays mit der umgebenden Strömung ist eine der Kernaufgaben der CFD-Berechnung. Diese Wechselwirkungen sind wesentlich für die Vorhersagen der Trajektorien der Tropfen und damit deren räumliche Ausbreitung im Motor (Spray-Wand-Interaktion). Sprays in motorischen Anwendungen beinhalten bis zu 10^8 Tropfen pro Einspritzvorgang [25], [26]. Damit wäre eine explizite Berechnung jedes Tropfens numerisch sehr aufwändig. Um den Berechnungsaufwand zu reduzieren ist es üblich mehrere Tropfen mit den gleichen physikalischen Eigenschaften in Tropfenpakete, sogenannte Parcels, zusammen zu fassen. Diese Art der Beschreibung des Sprays wird als „Discrete Droplet Model“, kurz DDM, bezeichnet [27]. Die Parcels werden über einen Lagrange-Ansatz modelliert, im Gegensatz zur umgebenden Gasströmung, welche durch die Eulerschen Erhaltungsgleichungen beschrieben wird. Die Kopplung der Flüssig- und der Gasphase erfolgt über den Austausch der Quellterme Masse, Impuls und Energie [26].

5.1.1. Modellierung der Tropfenbewegung

Die Flugbahn eines Tropfens wird bestimmt durch die an ihm angreifenden Kräfte. Damit lässt sich die Bewegungsdifferentialgleichung für einen Tropfen formulieren als:

$$m_{Tr} * \frac{du_{Tr}}{dt} = F_{drag} + F_{grav} + F_z \quad (24)$$

In der motorischen Simulation ist der dominante Term dieser Gleichung die Widerstandskraft F_{drag} , die durch die Relativgeschwindigkeit des Tropfens zum umgebenden Medium bestimmt wird. Der Einfluss der Erdbeschleunigung durch F_{drag} , sowie der Einfluss durch virtuelle Massenkräfte (F_z) sind vernachlässigbar klein und soll in diesem Rahmen nicht weiter behandelt werden. Damit vereinfacht sich die obige Gleichung auf:

$$m_{Tr} * \frac{du_{Tr}}{dt} = F_{drag} = D_p * u_{rel} \quad (25)$$

D_p wird in dieser Gleichung als Widerstandsfunktion bezeichnet und berechnet sich zu:

$$D_p = \frac{1}{2} * \rho_g * A_{Tr} * C_D * |u_{rel}| \quad (26)$$

A_{Tr} bezeichnet die Querspanfläche des Tropfens und C_D wird als Widerstandskoeffizient bezeichnet. Dieser ist wiederum abhängig von der Tropfen-Reynoldszahl Re_{Tr} und von der Fläche A_{Tr} . In AVL FIRE erfolgt die Berechnung von C_D durch den Ansatz von Schiller und Naumann [28]:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_{Tr} * C_p} (1 + 0.15 * Re_{Tr}^{0.687}) & Re_{Tr} < 10^3 \\ \frac{0.44}{C_p} & Re_{Tr} \geq 10^3 \end{cases} \quad (27)$$

Die benötigte Tropfen-Reynoldszahl berechnet sich zu:

$$Re_{Tr} = \frac{\rho_g * |u_{rel}| * D_{Tr}}{\mu_g} \quad (28)$$

Hierbei beschreibt D_{Tr} den Tropfendurchmesser und μ_g die dynamische Viskosität des umgebenden Fluids.

Um den Widerstandskoeffizient zu berechnen wird noch der Cunningham-Korrekturfaktor C_p benötigt. Dieser ist wiederum abhängig von der Knudsen-Zahl, welche den Widerstandskoeffizienten für kleine Partikel reduziert.

$$C_p = 1 + Kn_p * \left(2.492 + 0.84e^{\frac{-1.74}{Kn_p}} \right) \quad (29)$$

$$Kn_p = \frac{\lambda_l}{D_{Tr}} \quad (30)$$

Die mittlere freie Weglänge ermittelt sich in diesem Zusammenhang zu:

$$\lambda_l = \frac{k_b * T_g}{\sqrt{2} * \pi * d_g^2 * p_g} \quad (31)$$

Setzt man nun alle Abhängigkeiten in die vereinfachte Differentialgleichung ein, dann ergibt sich folgender Zusammenhang für die Berechnung der Flugbahn [29].

$$\frac{du_{Tr}}{dt} = \frac{3}{4} * C_D * \frac{\rho_g}{\rho_{Tr}} * \frac{1}{D_{Tr}} * |u_g - u_{Tr}| * (u_g - u_{Tr}) \quad (32)$$

5.1.2. Tropfenverdampfung bzw. Wärme- und Stofftransport

Es existieren viele Modelle zur Beschreibung der Tropfenverdampfung. In den nachfolgenden Untersuchungen wurde das in AVL FIRE v2014 implementierte Modell nach Dukowicz [30] verwendet und soll aus diesem Grund kurz dargestellt werden.

Das Modell basiert auf folgenden Vereinfachungen:

- Tropfen wird als Kugel betrachtet
- Die Flüssigphase des Tropfens hat eine einheitliche Temperatur
- In der unmittelbaren Umgebung des Tropfens entsteht ein Gasfilm der im Gleichgewicht mit der Flüssigphase steht.
- Der umgebende Gasfilm hat einheitliche Eigenschaften entlang der Tropfenoberfläche

Aufgrund dieser Annahmen kann die Energiebilanz an einem Tropfen wie folgt angeschrieben werden [29]:

$$m_{Tr} * c_{p,Tr} * \frac{dT_{Tr}}{dt} = \Delta h_v * \frac{dm_{Tr}}{dt} + \dot{Q} \quad (33)$$

Wobei der vom Gas auf den Tropfen übertragbare Wärmestrom \dot{Q} definiert ist als:

$$\dot{Q} = \alpha * A_s * (T_\infty - T_s) \quad (34)$$

Daraus geht hervor, dass die Erwärmung des Tropfens ($\frac{dT_{Tr}}{dt}$) in direkter Wechselwirkung mit der Verdampfung ($\frac{dm_{Tr}}{dt}$) steht. Somit teilt sich der Wärmestrom in einen Anteil, der den Tropfen erwärmt und einen Anteil, der die Verdampfungsenthalpie kompensiert auf.

Bezieht man den Wärmestrom und die Massenabnahme auf die Tropfenoberfläche erhält man folgenden Zusammenhang:

$$\dot{Q} = \dot{q}_s * A_s \quad (35)$$

$$\frac{dm_{Tr}}{dt} = \dot{f}_{Ds} * A_s \quad (36)$$

$$\frac{dm_{Tr}}{dt} = \dot{Q} \frac{\dot{f}_{Ds}}{\dot{q}_s} \quad (37)$$

Setzt man Gleichung (37) in Gleichung (33) ein, so erhält man:

$$m_{Tr} * c_{p,Tr} * \frac{dT_{Tr}}{dt} = \left(\Delta h_v * \frac{\dot{f}_{Ds}}{\dot{q}_s} + 1 \right) \dot{Q} \quad (38)$$

Wobei $\frac{\dot{f}_{Ds}}{\dot{q}_s}$ das Verhältnis des übertretenden spezifischen Dampfmassenstroms \dot{f}_{Ds} zum lokalen spezifischen Wärmestrom an der Tropfenoberfläche definiert. Damit ergeben sich zwei unbekannte, die es zu ermitteln gilt, nämlich das Verhältnis $\frac{\dot{f}_{Ds}}{\dot{q}_s}$ und der Wärmestrom \dot{Q} .

Für die Berechnung von $\frac{\dot{f}_{Ds}}{\dot{q}_s}$ ist eine genauere Betrachtung der Massenbilanz um einen verdampfenden Tropfen notwendig, siehe Abb. 25.

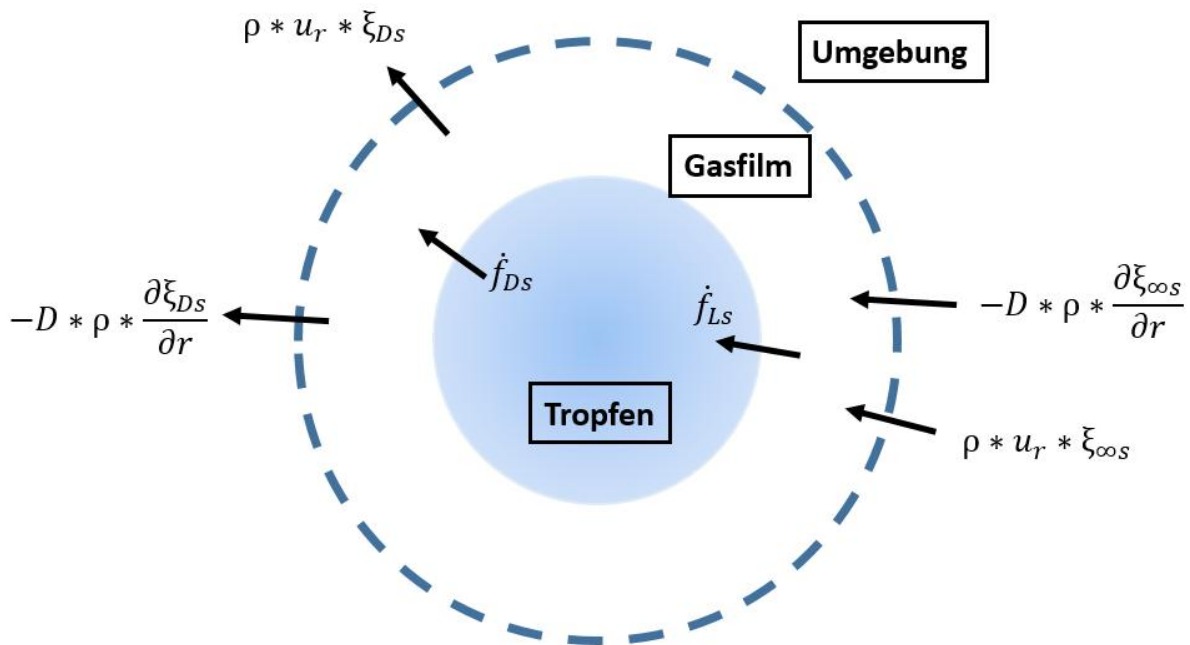
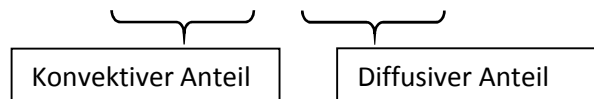


Abbildung 25: Verdampfung eines fliegenden Tropfens

$$\dot{f}_{Ds} = \rho * u_r * \xi_{Ds} - D * \rho * \frac{\partial \xi_{Ds}}{\partial r} \quad (39)$$

$$\dot{f}_{LS} = \rho * u_r * \xi_{\infty s} - D * \rho * \frac{\partial \xi_{\infty s}}{\partial r} = 0 \quad (40)$$



Die obigen Gleichungen stellen die Massenbilanzen für den Stofftransport über die Tropfenoberfläche dar. Mit ξ_i werden die jeweiligen Massenbrüche bezeichnet. Der Stoffstrom setzt sich aus einem konvektiven Anteil und einem diffusiven Anteil zusammen. In Summe ergeben sie den spez. Dampf- bzw. Luftmassenstrom \dot{f}_{Ds} und \dot{f}_{LS} . In dieser Betrachtung wird angenommen, dass sich die umgebende Luft nicht im

Tropfen lösen kann ($\dot{f}_{LS} = 0$). Addiert man die beiden obigen Gleichungen, dann heben sich die diffusiven Anteile heraus und man erhält eine zusätzliche Bedingung für \dot{f}_{DS} .

$$\dot{f}_{DS} = (\rho * u_r * \xi_{DS} + \rho * u_r * \xi_{\infty S}) + (-D * \rho * \frac{\partial \xi_{DS}}{\partial r} - D * \rho * \frac{\partial \xi_{\infty S}}{\partial r}) \quad (41)$$

Unter Berücksichtigung der Beziehungen:

$$\xi_{DS} + \xi_{\infty S} = 1 \quad (42)$$

$$\frac{\partial \xi_{DS}}{\partial r} = \frac{\partial (1 - \xi_{\infty S})}{\partial r} \quad (43)$$

vereinfacht sich die Gleichung (39) zu:

$$\dot{f}_{DS} = \rho * u_r \quad (44)$$

Setzt man diesen Zusammenhang in die ursprüngliche Massenbilanz (Glg. 39) ein, unter Einbeziehung des Zusammenhang für den spezifischen Wärmeübergang \dot{q}_s (Glg. 34 und 35), dann erhält man schlussendlich die Differentialgleichung zur Lösung des Verhältnisses $\frac{\dot{f}_{DS}}{\dot{q}_s}$:

$$\frac{\dot{f}_{DS}}{\dot{q}_s} = \left(\frac{\rho D}{\alpha}\right) * \frac{1}{1 - \xi_{DS}} * \frac{\vec{\nabla}_s \xi_D}{\vec{\nabla}_s T} \quad (45)$$

Der Lösungsweg zur Berechnung dieser Differentialgleichung ist in der Arbeit von Dukowicz [30] ausführlich dargestellt und soll hier nicht weiter behandelt werden. Nach Dukowicz ergibt sich somit:

$$\frac{\dot{f}_{DS}}{\dot{q}_s} = \frac{-\left(\frac{\xi_{DS} - \xi_{D\infty}}{1 - \xi_{D\infty}}\right)}{h_{\infty} - h_s - (h_{DS} - h_{gs}) * (\xi_{D\infty} - \xi_{DS})} \quad (46)$$

Um den übergehenden Wärmestrom berechenbar zu machen wird die Gleichung (34) umgeschrieben mit Hilfe der Definition der Nusselt-Zahl.

$$Nu = \frac{\alpha * D_{Tr}}{\lambda} = \frac{\alpha * A_s}{D_{Tr} * \pi * \lambda} \quad (47)$$

$$\dot{Q} = D_{Tr} * \pi * \lambda * Nu * (T_{\infty} - T_s) \quad (48)$$

Für die Ermittlung der Nusselt-Zahl wird die Abschätzung nach Ranz und Marshall [31] angewandt.

$$Nu = 2 + 0.6 * Re_{Tr}^{1/2} * Pr^{1/3} \quad (49)$$

5.1.3. Spray-Initialisierung

Um die Randbedingungen des Sprays am Düsenloch bei allen Betriebspunkten eines Injektors prädiktiv vorhersagen zu können, ist eine komplexe und rechenintensive Simulation der Injektorinnenströmung einschließlich des Primärzerfalls unmittelbar nach dem Injektor notwendig. Der Primärzerfall der Flüssigkeitsligamente nach dem Düsenaustritt ist abhängig von der Düsengeometrie und dem Einspritzdruck (Turbulenz, Kavitationsverteilung). Damit spielt dieser in der Modellierung von Hochdruckeinspritzungen, beispielsweise in der eines Dieselstrahls (> 1000 bar), eine zentrale Rolle. Bei sinkenden Einspritzdrücken nimmt der Einfluss des Primärzerfalls auf die Aufbereitung des Sprays tendenziell ab [26].

Damit kann bei einer Saugrohreinspritzung (5-10 bar) von der Vereinfachung ausgegangen werden, ein Tropfenspektrum in Düsennähe zu initialisieren, welches in einem definierten Abstand vom Injektor gemessen wurde. Der Abstand muss ausreichend groß sein, damit der Primäraufbruch beendet ist und somit ein voll ausgebildetes Tropfenspektrum vorliegt. Üblicherweise wird diese Tropfenverteilung in einem Abstand von 50 mm von der Düsenspitze gemessen. Damit wird nach der Initialisierung der Tropfen bzw. Parcels nur noch der Sekundäraufbruch betrachtet.

Der systemische Nachteil dieser Vorgehensweise ist, dass die charakteristischen Injektordaten (Spraywinkel, Anfangsgeschwindigkeit, TGV, Massenstrom) für jeden Betriebspunkt an einem Injektorprüfstand ermittelt werden müssen.

5.1.4. Mittlerer Sauterdurchmesser und Sekundärzerfall

Eine wichtige Kenngröße ist der sogenannte mittlere Sauterdurchmesser, kurz SMD. Dieser setzt das Volumen mit der Oberfläche eines Tropfenspektrums ins Verhältnis, siehe Gleichung (50). Damit gibt dieser Aufschluss über die Verdampfungseigenschaften sowie über die Trägheit eines Sprays. Spektren mit einem kleinen Sauterdurchmesser verdampfen schneller und werden durch das umliegende Strömungsfeld stärker beeinflusst [32].

$$SMD = d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^N D_i^3}{\sum_{i=1}^N D_i^2} \quad (50)$$

Einen großen Einfluss auf den SMD hat der Sekundärzerfall der Tropfen, die mit einem hohen Impuls eingebracht werden. Durch die an der Oberfläche wirkenden aerodynamischen Kräfte zerfällt der Tropfen in kleinere und verändert damit die Eigenschaften des Sprays. Die Art des Tropfenzerfalls ist nach den Untersuchungen von Pilch und Erdmann [33], abhängig von der am Tropfen herrschenden Weber-Zahl. Diese stellt das Verhältnis der Trägheitskräfte der umgebenden Gasströmung mit Oberflächenspannung des Tropfens dar.

$$We_g = \frac{\rho_G * u_{rel}^2 * D_{Tr}}{\sigma_s} \quad (51)$$

Anhand dieser dimensionslosen Kennzahl lassen sich folgende, in Abb. 26 dargestellten, Zerfallsregime definieren.

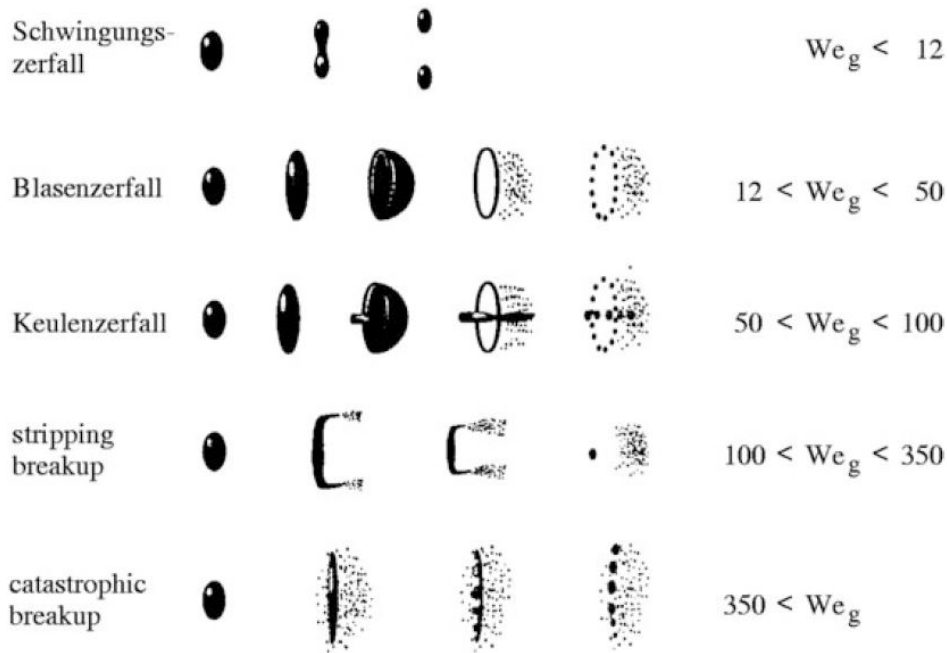


Abbildung 26: Zerfallsregime in Abhängigkeit der vorliegenden Weber-Zahl [33]

Es gibt verschiedene Modelle, die in der Regel immer nur einen Teil der Zerfallsregime abdecken. In den weiteren Untersuchungen wurde in dieser Arbeit das Modell nach Reitz und Diwakar [34], [35] verwendet. Dieses Modell unterscheidet lediglich den Blasenzerfall und den Streifenzerfall. Die Regime werden naheliegenderweise unterschieden nach der vorliegenden Weber-Zahl, wobei hier die Weber-Zahl anstatt mit dem Tropfendurchmesser mit dem Tropfenradius gebildet wird.

$$\begin{aligned}
 We > 6 &\rightarrow \text{Blasenzerfall} \\
 We/Re^{1/2} > 0.5 &\rightarrow \text{Streifenzerfall}
 \end{aligned}
 \tag{52}$$

Tropfen mit einer Weber-Zahl kleiner als sechs werden als stabil angesehen und zerfallen nicht. Überschreitet ein Tropfen eines der Kriterien, dann zerfällt er nach Ablauf der jeweiligen stabilen Lebenszeit.

$$\begin{aligned}
 t_1 = t_{\text{Blasenzerfall}} &= C_1 * \sqrt{\frac{\rho_{Tr} * (\frac{D_{Tr}}{2})^3}{\sigma_s}} \\
 t_2 = t_{\text{Streifenzerfall}} &= C_2 * \frac{D_{Tr}/2}{u_{rel}} * \sqrt{\frac{\rho_{Tr}}{\rho_g}}
 \end{aligned}
 \tag{53}$$

Werden nun beide Bedingungen erfüllt teilt sich der Tropfen in kleinere, die gerade noch eine stabile Größe aufweisen. Die Anzahl der gebildeten Tropfen wird über die Massenbilanz bestimmt.

$$N_{Stabil} * \left(\frac{D_{Tr,Stabil}}{2}\right)^3 = N_{Instabil} * \left(\frac{D_{Tr,Instabil}}{2}\right)^3 \quad (54)$$

5.2. Tropfen-Wand – Interaktion

Das Interaktionsverhalten eines Tropfens beim Auftreffen auf eine Wand ist für die Vorhersage der Wandfilmbildung und -verteilung von entscheidender Bedeutung. Wie sich der Tropfen bei Kontakt mit einer Wand verhält ist physikalisch von einer Vielzahl an Parametern, wie der Tropfengeschwindigkeit, der Geschwindigkeit der Wand, dem Tropfendurchmesser, den Stoffeigenschaften des Tropfens und dem Winkel in dem der Tropfen auf die Wand trifft, abhängig. Weiters beeinflussen die Wandeigenschaften wie die Wandtemperatur, die Oberflächenrauigkeit, sowie der Zustand der Wand (feucht/trocken) das Verhalten der Interaktion. Aus Versuchen konnte man die in [Abb. 27](#) dargestellten Interaktionsregime ableiten [29].

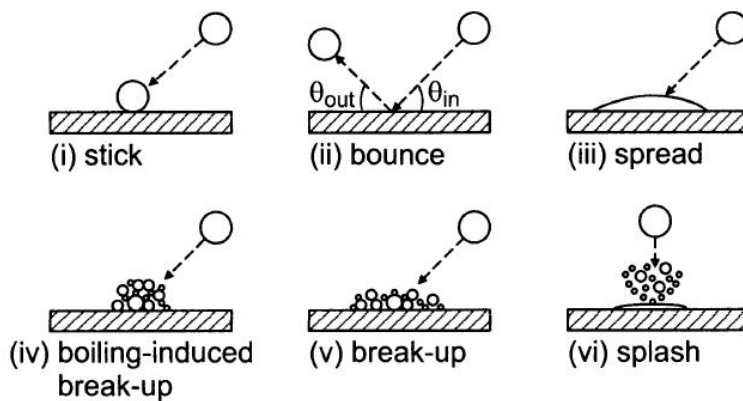


Abbildung 27: Regime der Tropfen/Wand - Interaktion [36]

Bei der numerischen Abbildung des physikalischen Verhaltens ist eine Vielzahl von Modellen entstanden, wobei diese hauptsächlich auf empirischen Versuchsdaten aufbauen. Hierbei sind vor allem die Modelle nach Bai und Gosman [13], Naber und Reitz [37], Mundo [38] und das in dieser Arbeit verwendete Modell nach Kuhnke [39] zu nennen.

5.2.1. Interaktionsmodell nach Kuhnke

Dieses Modell entstand im Rahmen des Projektes „Droplet Wall Interaction Phenomena of Relevance to Direct Injection Gasoline Engines“ und wurde speziell für die Anwendung unter motorrelevanten Randbedingungen entwickelt. Es basiert auf umfangreichen Einzeltropfen-, Tropfenketten-, sowie Spray-Impingement Untersuchungen, die mit verschiedenen Fluiden durchgeführt wurden [40]. Die Verwendung dieses Modells für die nachfolgenden Untersuchungen ist damit naheliegend und wird auch von dem Softwarepaket AVL FIRE empfohlen [29].

Es basiert auf zwei Parameter, T^* und K , mit denen die Tropfen-Wand-Interaktionsregime unterschieden werden. T^* bezeichnet das Verhältnis aus der Wandtemperatur und der Siedetemperatur des eingehenden Fluides und beschreibt damit den thermischen Einfluss der Interaktion.

$$T^* = \frac{T_{Wand}}{T_S} \quad (55)$$

Der kinetische Parameter K beschreibt die Eigenschaften des eintreffenden Tropfens und fasst diese in eine dimensionslose Kennzahl zusammen.

$$K = \frac{(\rho_{Tr} * D_{Tr})^{\frac{3}{4}} * u_{Tr,\perp}^{\frac{5}{4}}}{\sigma_{Tr}^{\frac{1}{2}} * \mu_{Tr}^{\frac{1}{4}}} = We_{Tr}^{\frac{1}{2}} * Re_{Tr}^{\frac{1}{4}} \quad (56)$$

Mit diesen Parametern unterscheidet Kuhnke vier unterschiedliche Regime, siehe [Abb. 28](#), die nachfolgend kurz beschrieben werden.

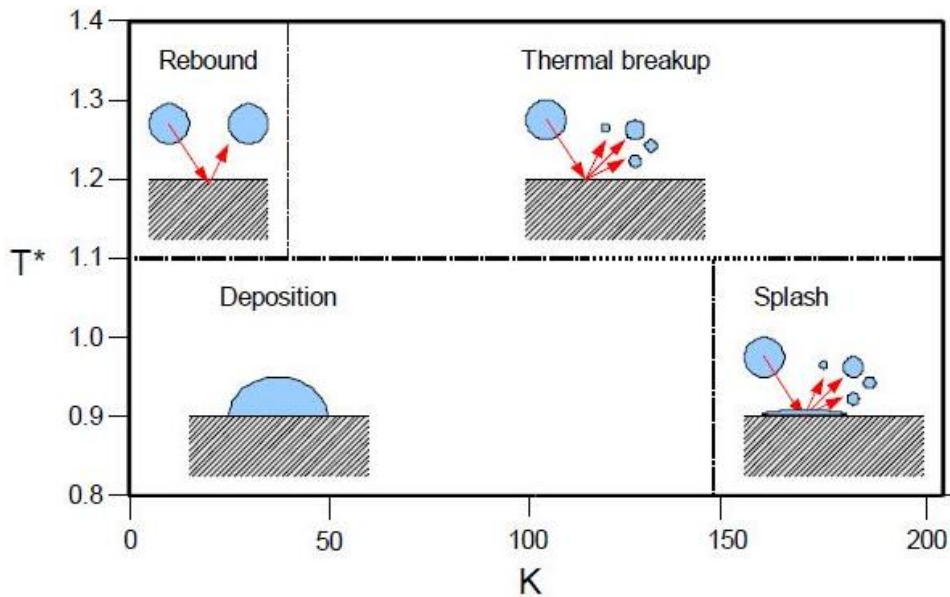


Abbildung 28: Regimeeinteilung nach Kuhnke [29]

- **Deposition:**
Bei niedrigen Wandtemperaturen und niedrigen Tropfengeschwindigkeiten kommt das Deposition-Regime zum Einsatz. Der Tropfen bleibt vollständig an der Wand haften und bildet in weiterer Folge Wandfilm aus.
- **Rebound:**
Dieses Regime tritt bei hohen Wandtemperaturen und niedrigen Geschwindigkeiten auf. Beim Kontakt des Tropfens mit der heißen Wand bildet sich ein Gaspolster aus, das die Bildung von Wandfilm verhindert (Leidenfrost-Effekt, siehe auch Kapitel 5.2.2.). Die kinetische Energie des Tropfens ist jedoch zu gering um einen Zerfall herbeizuführen. Die Grenztemperatur T^*_{krit} muss im Modell auf die jeweilige Leidenfrost-Temperatur kalibriert werden. In der obigen Abbildung ist diese 1,1.
- **Thermal Breakup:**
Steigert man nun die Geschwindigkeit des Tropfens, dann bricht dieser aufgrund der thermisch induzierten Blasenbildung im Tropfeninneren in kleinere Sekundärtropfen auf. Aufgrund der hohen Wandtemperaturen wird auch hier kein Wandfilm ausgebildet.
- **Splash:**
Dieses Regime tritt bei hohen Aufprallgeschwindigkeit und einer Wandtemperatur, unterhalb der Leidenfrost-Temperatur, auf. Die hohe kinetische Energie des Primärtropfens führt zum Aufbruch in kleinere Sekundärtropfen, jedoch bildet sich jetzt aufgrund des fehlenden Gaspolsters

noch zusätzlich Wandfilm aus. Um die gebildete Wandfilmmasse zu quantifizieren greift Kuhnke auf die Untersuchungen und Annahmen des Baig-Gosman-Modells zurück, siehe Gleichung (57).

$$B = \frac{m_{Sek}}{m_{Prim}} = \begin{cases} 0.2 + 0.6p \rightarrow \text{Trockene Wand} \\ 0.2 + 0.9p \rightarrow \text{Feuchte Wand} \end{cases}; p = rnd(0,1) \quad (57)$$

Die Ermittlung der Massenbilanz erfolgte durch optische Untersuchungen. Dabei wurden die Anzahl und die Größe der sekundären Tropfen ausgewertet. Dies führte zu relativ hohen Unsicherheiten, die durch den Zufallsparameter p zum Ausdruck gebracht werden [39]. Im Kuhnke-Modell wird zusätzlich der Übergang in das angrenzende Regime mit steigender Temperatur T^* mitberücksichtigt. An dieser Grenze ist $\frac{m_{Sek}}{m_{Prim}} = 1$. Um einen kontinuierlichen Verlauf zwischen „Thermal Breakup“ und „Splash“ zu gewährleisten, wird zwischen den Regimen linear interpoliert, siehe Gleichung (58) und Abb. 29.

$$\left(\frac{m_{Sek}}{m_{Prim}} \right)_{Kuhnke} = \begin{cases} \min\left(1; \frac{T^* - 0.8}{T_{krit}^* - 0.8} * (1 - B) + B \rightarrow \text{Trockene Wand}\right) \\ \min\left(1 + \frac{m_{WF}}{m_{Prim}}; \frac{T^* - 0.8}{T_{krit}^* - 0.8} * (1 - B) + B \rightarrow \text{Feuchte Wand}\right) \end{cases} \quad (58)$$

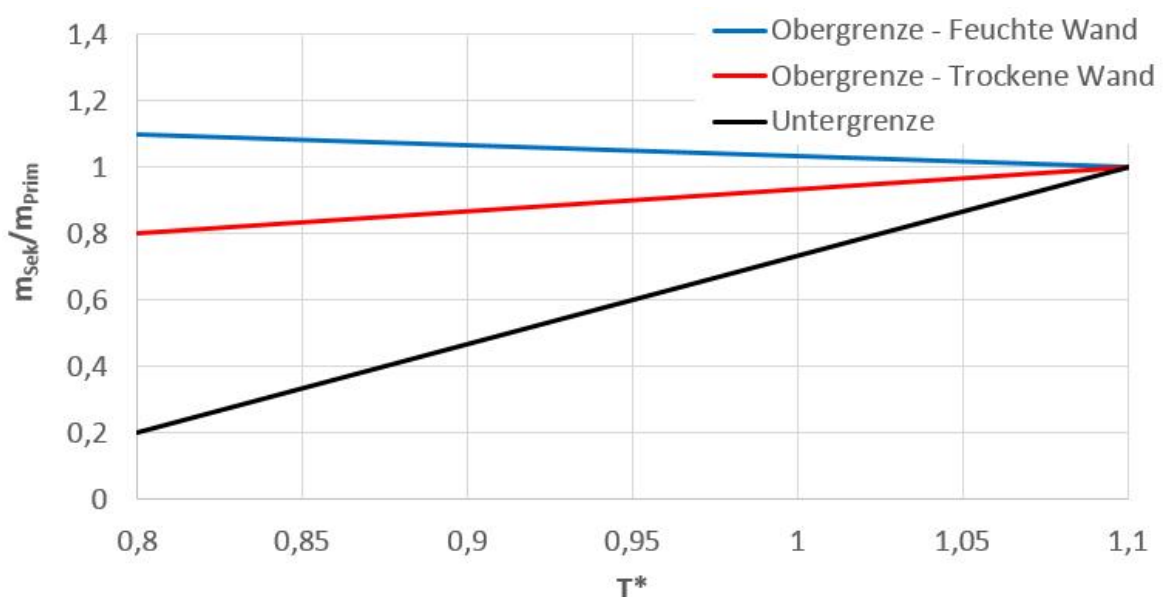


Abbildung 29: Lösungsbereich der Gleichung (58) bei $T_{krit}^* = 1,1$

An einer feuchten Wand erweitert sich der Lösungsbereich von $\frac{m_{Sek}}{m_{Prim}}$ auf Werte über eins. Hier besteht die Möglichkeit, dass der Tropfen noch zusätzlich Masse aus dem Wandfilm aufnimmt. Numerisch wird dieser Effekt durch die in der betroffenen Zelle vorhandenen Wandfilmmasse begrenzt.

Die Modellierung der Größenverteilung, Ablenkung der Flugbahn und die Geschwindigkeit mit der die Sekundärtropfen den Kontaktpunkt verlassen, ist in der Arbeit von Kuhnke [39] detailliert beschrieben und soll hier aus diesem Grund nicht weiter vertieft werden.

5.2.2. Wärmeübergang beim Tropfen-Wand-Kontakt

Wie schon im vorherigen Abschnitt angesprochen, existiert eine Temperatur, ab der sich kein Wandfilm mehr ausbilden kann. Diese Temperatur wird die Leidenfrost-Temperatur genannt und wird für jedes Fluid empirisch bestimmt. Eine Methode diese Temperatur zu ermitteln, ist die Aufnahme einer Verdunstungslebensdauerkurve. Hierbei wird ein Tropfen definierter Größe auf eine beheizte Platte aufgelegt. Abhängig von der eingestellten Plattentemperatur kann man die Zeit ermitteln, die der Tropfen für die vollständige Verdunstung benötigt. Wird der Versuch für verschiedene Temperaturen wiederholt, dann erhält man eine Kurve, wie sie in Abb. 30 dargestellt ist.

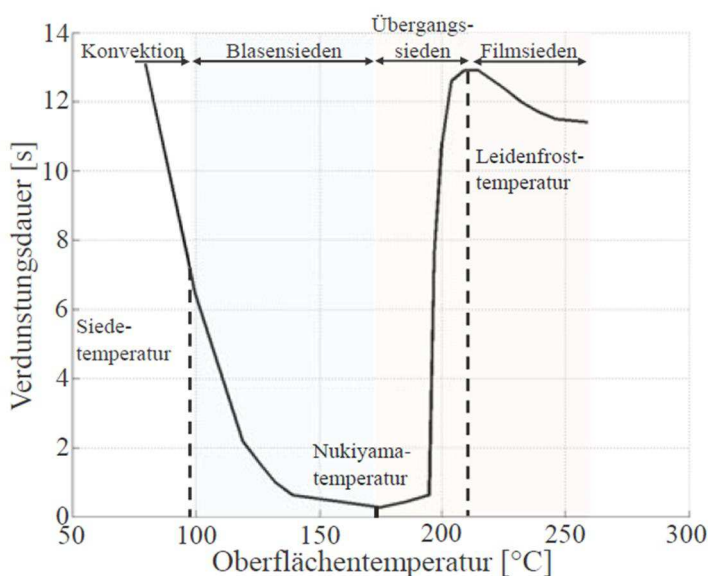


Abbildung 30: Verdunstungslebensdauerkurve am Beispiel eines 3mm n-Heptan Tropfens [41], [42]

Die Verdunstungsdauer ist indirekt proportional der übertragbaren Wärme und damit der Höhe des Wärmeübergangskoeffizienten. Unterhalb der Siedetemperatur wird die Wärme der Platte hauptsächlich durch Konvektion übertragen. Damit sinkt die Lebensdauer des Tropfens mit steigender Temperatur nahezu linear. Im Bereich des Blasensiedens erreicht die Kurve ihr Minimum. Diese Temperatur wird auch die Nukiyama-Temperatur genannt. Steigert man ausgehend von diesem Punkt die Temperatur weiter, dann bildet sich aufgrund der immer stärker werdenden Blasenbildung unterhalb des Tropfens ein Gaspolster aus, der den Wärmeübergang verschlechtert. Die Lebensdauer des Tropfens steigt an, bis zum Erreichen der Leidenfrost-Temperatur. An diesem Punkt trennt das Gaspolster den Tropfen vollständig von der Platte.

Abhängig von der Messmethodik findet man in der Literatur für Wasser eine weite Bandbreite an ermittelten Leidenfrost-Temperaturen. In [Tabelle 6](#) sind die Ergebnisse einiger Untersuchungen zusammengefasst.

Tabelle 6: Leidenfrost-Temperaturen für Wassertropfen abhängig von der Messmethodik

Versuchsmethodik		Wandmaterial	Leidenfrost-Temperatur	Literaturquelle
Spray				
SMD	55 μm	Inconel 600 Blech	284 \pm 17 $^{\circ}\text{C}$	[43]
$v_{\text{Tropfen,normal}}$	4,5 m/s			
Tropfenkette				
D_{Tropfen}	180 μm	Nickelplatte	340 $^{\circ}\text{C}$ – 380 $^{\circ}\text{C}$	[44]
$v_{\text{Tropfen,normal}}$	1,74 m/s – 9,85 m/s			
Einzeltröpfen				
D_{Tropfen}	2,7 mm	Stahlplatte	300 $^{\circ}\text{C}$	[45]
$v_{\text{Tropfen,normal}}$	0,0 m/s			
Tropfenkette				
D_{Tropfen}	2,5 mm – 2,7 mm	Edelstahlplatte	220 $^{\circ}\text{C}$ – 280 $^{\circ}\text{C}$	[46]
$v_{\text{Tropfen,normal}}$	0,5 – 1,3 m/s			
Einzeltröpfen				
D_{Tropfen}	3,5 mm	Edelstahl SUS 304	250 $^{\circ}\text{C}$	[47]
$v_{\text{Tropfen,normal}}$	0,0 m/s			
Einzeltröpfen				
D_{Tropfen}	2,0 mm	Molybden	220 $^{\circ}\text{C}$	[48]
$v_{\text{Tropfen,normal}}$	3,0 m/s			

Überträgt man diese Daten gemeinsam mit den in der Simulation auftretenden Wandtemperaturen in das Impingementdiagramm von Kuhnke, so erhält man die in Abb. 31 dargestellte Situation.

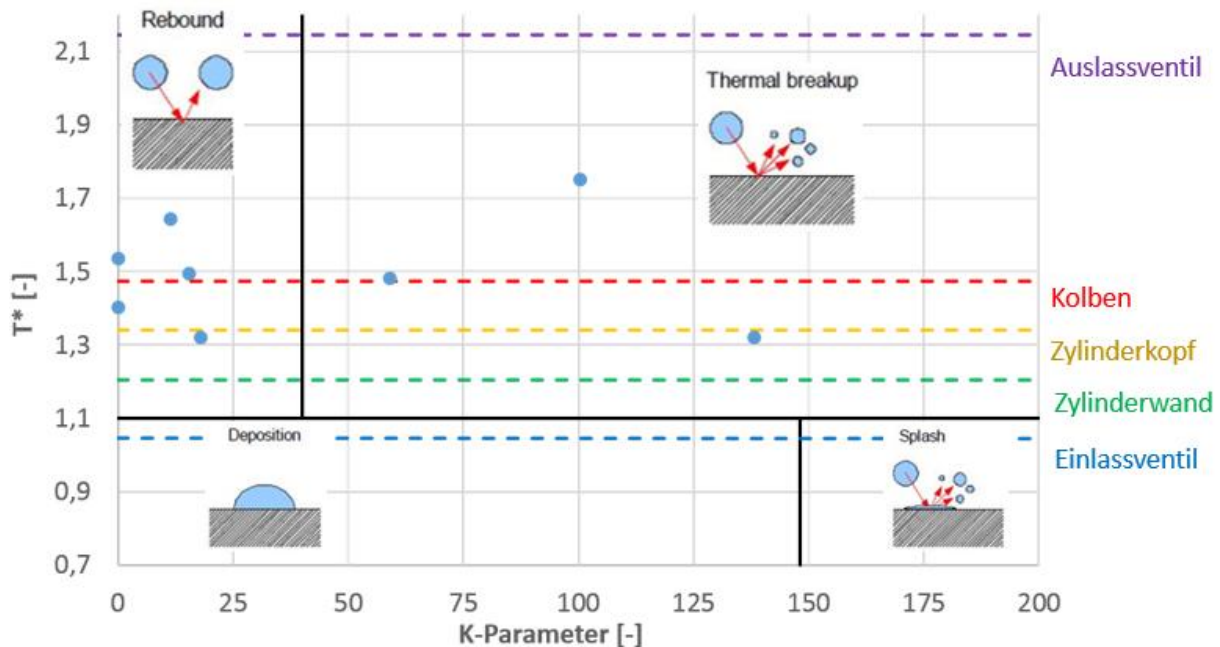


Abbildung 31: Impingementdiagramm nach Kuhnke inkl. Leidenfrost- und Bauteiltemperaturen anhand von Literaturdaten

Es ist zu erkennen, dass die Wandtemperaturen vom Kolben sowie jene des Zylinderkopfes innerhalb der Schwankungsbreite der, in der Literatur zu findenden, Leidenfrost-Temperaturen für Wasser liegen. Der Mittelwert aller vorliegenden Untersuchungen liegt bei einer Leidenfrost-Temperatur von 284,3 °C (bzw. $T^* = 1.49$) und damit geringfügig oberhalb der gewählten Kolbentemperatur von 280 °C. Aufgrund dessen, dass in den nachfolgenden Simulationen keine Auskühlung von Bauteilwänden mitberücksichtigt wird, wurde die Leidenfrost-Temperatur auf 300 °C festgelegt. Diese leichte Überhöhung soll dem Fehler in der Wandfilmbildung aufgrund der nicht vorhandenen Kühlwirkung entgegenwirken.

Im CFD-Code wird der Wärmeübergang somit abhängig von der Wandtemperatur unterschiedlich modelliert. Unterhalb der Leidenfrost-Temperatur wird die Enthalpie des Tropfens dem Wandfilmmodell übergeben. Liegt die Wandtemperatur oberhalb, dann wird der Wärmeübergang in AVL FIRE nach dem Modell von Wruck [49]

berechnet. Dieses geht davon aus, dass der Tropfen die Wand für eine kurze Zeit berührt, bevor sich ein isolierendes Gaspolster ausbildet. Die Kontaktdauer ist abhängig vom Impuls des eintreffenden Tropfens und wird daher gesteuert über den Parameter K des Kuhnke-Modells, siehe Gleichung (59).

$$K < 40: t_{kont} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\rho_{Tr} * D_{Tr}^3}{\sigma_{Tr}}} \quad (59)$$

$$K > 40: t_{kont} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt[4]{\frac{\rho_{Tr} * D_{Tr}^5}{\sigma_{Tr} * u_{Tr}^2}}$$

Da der Wärmeübergang beim direkten Kontakt um ein vielfaches Größer ist, als bei einem ausgebildeten Gaspolster, wird dieser kleine Wärmestrom vernachlässigt. Mit der Kontaktzeit errechnet sich die übertragene Wärme zu:

$$Q_{W-Tr} = A_{kont} \frac{2\sqrt{t_{kont}}}{\sqrt{\pi}} \frac{b_W * b_{Tr}}{b_W + b_{Tr}} * (T_W - T_{Tr}) \quad (60)$$

$$b_i = \sqrt{\lambda_i \rho_i c_{p,i}} \quad (61)$$

Hierin bedeuten A_{kont} die Kontaktfläche zwischen Tropfen und Wand und b_i der jeweilige Wärmeeindringkoeffizient [29].

5.3. Wandfilmmodellierung

Trifft nun ein Tropfen auf eine Wand, deren Temperatur unterhalb der Leidenfrost-Temperatur liegt, dann wird ein Wandfilm ausgebildet. Die Modellierung erfolgt in AVL FIRE mittels eines Finite-Volumen Ansatzes, der nachfolgend kurz erläutert werden soll.

Die wesentlichen Vereinfachungen bzw. Annahmen auf die sich diese Modellierung stützt sind [50]:

- Die Gasphase und der Wandfilm werden als separate Phasen betrachtet. Diese sind an den Grenzflächen mit semi-empirischen Randbedingungen gekoppelt.

- Die sich ausbildenden Wandfilmdicken sind im Vergleich zum mittleren Querschnitt der Gasströmung klein. Daher ist keine Rechengitteranpassung notwendig
- Die wellige Oberfläche des Wandfilms wird nicht aufgelöst. Es wird lediglich eine mittlere Filmdicke berechnet, die mit den Eigenschaften einer modellierten rauen Oberfläche überlagert wird.
- Die Wandfilmoberfläche verläuft parallel mit der Oberfläche der Wand (geringe Wandfilmdicken).
- Aufgrund der geringen Wandfilmdicken sind die Scherkräfte, verursacht durch die Gasphase und durch den Wandkontakt, dominant. Trägheitskräfte können vernachlässigt werden.
- Die Temperatur der Wand liegt unterhalb der Leidenfrost-Temperatur des Fluids.

5.3.1. Wandfilmdicke und -transport

Für die Bestimmung der Wandfilmdicke wird für den Wandfilm die Kontinuitätsgleichung angesetzt, siehe Gleichung (62).

$$\frac{\partial h_F}{\partial t} + \frac{\partial(h_F u_1)}{\partial x_1} + \frac{\partial(h_F u_2)}{\partial x_2} = \frac{1}{\rho A_{Zelle}} (S_{m,Tr} - S_{m,V}) \quad (62)$$

Hierin bedeutet h_F die Dicke des Wandfilms, x_i die wandparallelen kartesischen Koordinatenrichtungen und u_i die dazugehörigen Wandfilmgeschwindigkeiten. $S_{m,Tr}$ beschreibt den Massentransport, der durch eingehende sowie den Wandfilm verlassende Tropfen verursacht wird. $S_{m,V}$ berücksichtigt die Abnahme der Wandfilmmasse durch Verdampfung.

Sind die Wandfilmgeschwindigkeiten bekannt, dann kann die in einer Zelle konstante Wandfilmdicke explizit berechnet werden. Um die Rechenzeiten zu verkürzen wird in AVL FIRE auf die Lösung der wandparallelen Geschwindigkeitskomponenten mittels Impulsbilanz verzichtet. Stattdessen werden die unbekanntes Geschwindigkeiten über modellierte, analytische Geschwindigkeitsprofile ermittelt, siehe Gleichung (63).

$$\frac{\tau(y)}{\rho} = (\vartheta + \varepsilon_m) \frac{\partial u}{\partial y} \quad (63)$$

Hierin steht ϑ für die kinematische und ε_m für die modellierte turbulente Viskosität im Wandfilm. Die Scherspannung $\tau(y)$ verursacht den Geschwindigkeitsgradienten $\frac{\partial u}{\partial y}$. Um mit den eingangs erwähnten Vereinfachungen konform zu sein, wird für die Berechnung der Scherspannung davon ausgegangen, dass sich der Wandfilm immer im Gleichgewicht befindet. Damit ergibt sich die in Abb. 32 dargestellte Situation.

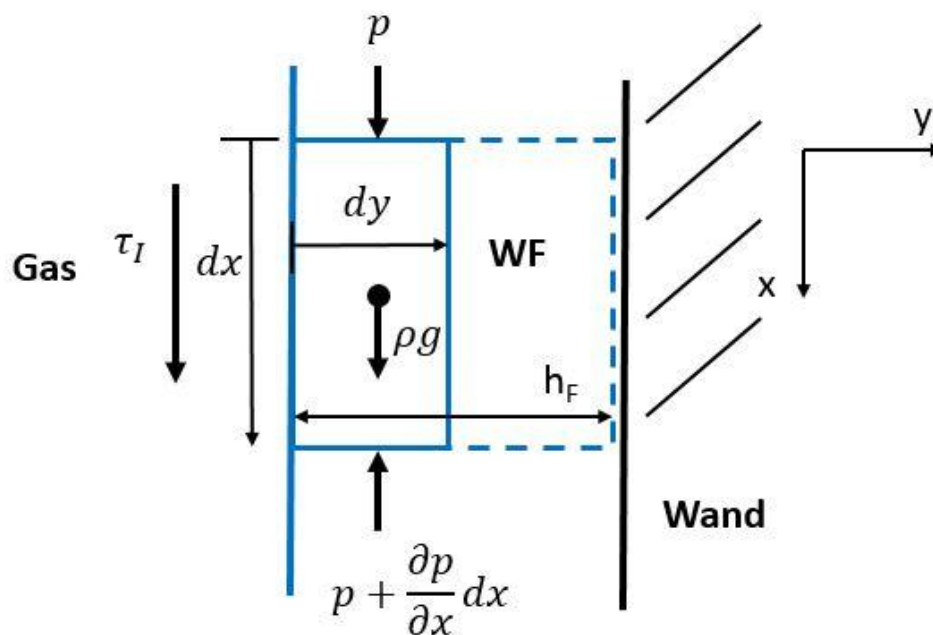


Abbildung 32: Wandfilmtransport

$$\sum F_x = \tau_I dz dx + \left(-\frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dz dy + \rho g dV \quad (64)$$

$$\tau(y) = \tau_I + \left(\rho g - \frac{\partial p}{\partial x}\right) dy \quad (65)$$

$$dy = h_F - y \quad (66)$$

τ_I beschreibt die übertragene Scherspannung an der Phasengrenzfläche zwischen Wandfilm und Gasströmung. Diese wird überlagert durch die Kräfte, die durch Druckgradienten und Gravitation verursacht werden [50].

5.3.2. Wärmetransport und Verdampfung

In früheren Modellen wurde die Temperatur des Wandfilms auf die Temperatur der Wand gesetzt. Diese Annahme ist nur bei sehr dünnen Wandfilmen gültig und ist in Berechnungen der motorischen Gemischbildung zu ungenau. In AVL FIRE v2014 wird die Temperatur über die Energiebilanz des Wandfilms bestimmt, siehe Gleichung (67).

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu_1)}{\partial x_1} + \frac{\partial(hu_2)}{\partial x_2} = \frac{1}{\rho A_{Zelle}} (\dot{Q}_{W-F} + \dot{Q}_{F-G} + \dot{m}_{evap} \Delta h_V + \dot{Q}_{Tr}) \quad (67)$$

Hierin beschreiben die Terme \dot{Q}_{W-F} und \dot{Q}_{F-G} den Wärmeübergang zwischen Wand und Wandfilm bzw. zwischen Wandfilm und Gasphase. \dot{Q}_{Tr} berücksichtigt den Energietransport durch abgelagerte Tropfen sowie durch Tropfen, die den Wandfilm verlassen. Mit $\dot{m}_{evap} \Delta h_V$ wird die kühlende Wirkung der Wandfilmverdampfung berücksichtigt.

Bei der Berechnung des Wärmestroms zwischen Wand und Film wird davon ausgegangen, dass die Temperatur des Films über die Dicke konstant ist. Weiters wird die Wärmeleitung innerhalb der Bauteilwand mitberücksichtigt, wobei von einem linearen Temperaturverlauf innerhalb der Wand ausgegangen wird. Diese Annahmen führen zu Gleichung (68).

$$\dot{Q}_{W-F} = \frac{\alpha_{W-F}}{\left(1 + \frac{z_W \alpha_{W-F}}{2\lambda_W}\right)} * A_{Zelle} * (T_W - T_F) \quad (68)$$

In den nachfolgenden Simulationen wurde von der Prämisse ausgegangen, dass sich die Bauteiltemperaturen innerhalb der kurzen realen Zeitdauer (wenige Millisekunden) nicht ändern. Dies berücksichtigt FIRE, indem der Wandwärmeleitfähigkeitskoeffizient λ_W auf einen sehr hohen Wert gesetzt wird. Die Berechnung des Wärmeübergangs

zwischen Film und Gas erfolgt analog, wobei der Wärmeübergangskoeffizient α_{F-G} direkt Teil der Lösung des Strömungsfeldes ist [50].

Der Wärmeübergangskoeffizient α_{W-F} ist abhängig von der vorliegenden Wandtemperatur. Unterhalb der Siedetemperatur des Wandfilms wird dieser über eine Nusselt-Beziehung berechnet.

$$Nu_{W-F} = \frac{\alpha_{W-F} * Z_F}{\lambda_F} = 2 \quad (69)$$

Damit wird davon ausgegangen, dass der Wärmeübergang dem einer reinen Wärmeleitung entspricht. Diese Einstellung entspricht der Empfehlung vom Programmentwickler und ist mit dem Vorgehen in der Publikation von Birkhold [51] konsistent.

Überschreitet die Wandtemperatur die Siedetemperatur des Fluids, dann wird abhängig von der Exzesstemperatur³ der spezifische Wärmestrom angepasst. Diese Anpassung erfolgt auf der Grundlage der Wärmestrommessungen von Nukiyama [52], siehe [Abb. 33](#).

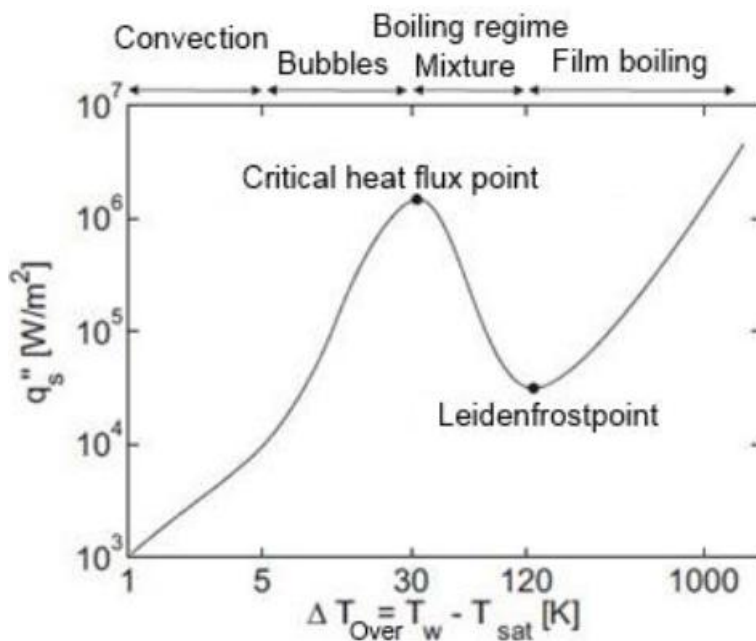


Abbildung 33: Nukiyama-Kurve für Wasser [52], [53]

³ Exzesstemperatur: $\Delta T_{Exzess} = \Delta T_{Over} = T_{Wand} - T_{Siede}$

In dieser Publikation wurde das Wärmeübergangsverhalten mittels eines in der Flüssigkeit liegenden Heizdrahts untersucht. Dieser gibt das Verhalten eines siedenden Films gut wieder. Die Modellierung einer niedrigeren Leidenfrost-Temperatur für den Wandfilm, im Vergleich zum Spray-Impingement (Kapitel 5.2.2), steht in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Dunand et al [44]. Hier konnte gezeigt werden, dass der Leidenfrostpunkt abhängig von der eingehenden Tropfen-Weberzahl ist, siehe [Abb. 34](#).

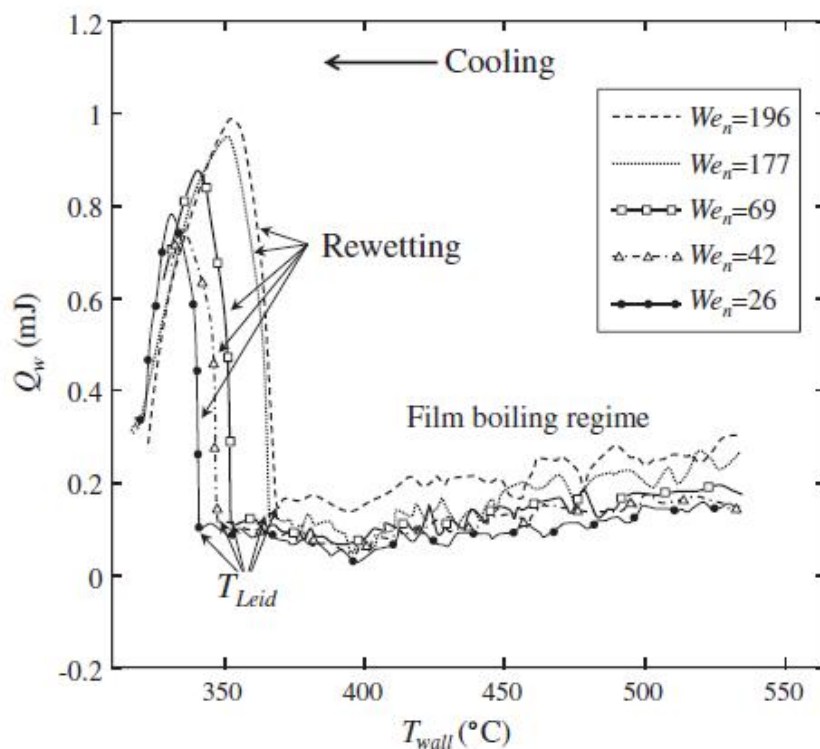


Abbildung 34: Einfluss der Tropfen-Weberzahl auf die Leidenfrost-Temperatur [44]

Dies legt nahe, dass bereits vorliegende Wandfilme ebenfalls eine niedrigere Leidenfrost-Temperatur aufweisen als eingehenden Tropfen.

Bei der Abbildung der Verdampfung werden hier zwei Ansätze verfolgt, die je nach vorliegender Gasströmungsgeschwindigkeit ihre Vorteile aufweisen. Bei geringen Geschwindigkeiten kann die Verdampfung durch das Fick'sche Diffusionsgesetz beschrieben werden, siehe Gleichung (70).

$$\dot{m}_{evap} = - \left[\frac{\rho_{Dampf}(D_{F-G} + D_{turb})}{1 - c_l} \right] \frac{\partial c}{\partial y} \quad (70)$$

Dabei wird der Dampfmassenstrom hauptsächlich getrieben durch die Temperatur bzw. den temperaturabhängigen Diffusionskoeffizienten und den Konzentrationsgradienten. c_l stellt hier die Konzentration des gesättigten Dampffilms an der Phasengrenzfläche dar, welcher ebenfalls von der Temperatur abhängt, siehe Gleichung (71).

$$c_l = \frac{M_{Dampf} + M_G}{M_G(p - p_s(T)) + M_{Dampf} * p_s(T)} \quad (71)$$

M_i bezeichnet hier die molare Masse der jeweiligen Phase [50].

Mit steigender Gasströmungsgeschwindigkeit wird jedoch die Verdampfung des Wandfilms unterschätzt, da neben dem rein diffusiven Transport auch konvektiver Stofftransport auftritt. Dies wird durch den turbulenten Diffusionskoeffizienten D_{turb} berücksichtigt, der bei nicht turbulenter Strömung gleich Null ist. Diese Modellierung neigt jedoch, trotz Berücksichtigung von D_{turb} , dazu bei hohen Gasströmungsgeschwindigkeit die Verdampfung zu unterschätzen. Aufgrund dessen wird für hohe Geschwindigkeiten das Modell nach Sill [54] und Himmelbach [55] angewendet. Dieses berücksichtigt die wandparallele Gasgeschwindigkeit u_+ bei der Berechnung der Verdampfung, siehe Gleichung (72).

$$\dot{m}_{evap} = -\rho_{Dampf} * u_+ * St_m * \frac{c - c_l}{1 - c_l} \quad (72)$$

Hierin beschreibt St_m die dimensionslose Stanton-Zahl für den Stoffübergang. Die detaillierte Berechnung dieser Kennzahl ist in [50] ausführlich beschrieben.

Der Nachteil dieser Modellierung liegt in der linearen Abhängigkeit der wandfilmparallelen Gasströmung. Dies würde bedeuten, dass bei $u_+ = 0$ keine Verdampfung mehr stattfinden würde. Um die jeweiligen Vorteile beider Ansätze zu nutzen, wurde in den nachfolgenden Analysen das „Combined-Model“ verwendet. Dieses verwendet das jeweilige Maximum aus den beiden Modellansätzen, siehe [Abb. 35](#).

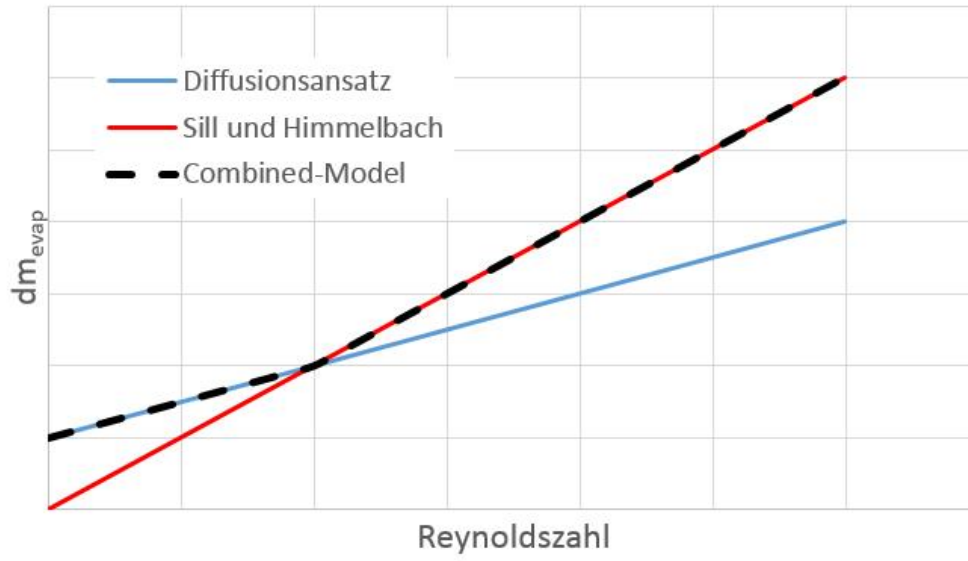


Abbildung 35: Combined-Model [50]

6. CFD - Untersuchungen mittels AVL FIRE v2014

6.1. Validierung des numerischen Sprays

Aufgrund der hohen Anzahl an unterschiedlichen Sprays, die nachfolgend am Motormodell untersucht werden, wurde für die Validierung der Vorgehensweise bei der Implementierung der Spraysettings im CFD-Code der Spray mit dem höchsten initialen Impuls sowie dem größten Tropfendurchmessern verwendet.

Um die charakteristischen Spraydaten und das Breakup-Modell korrekt im Modell abzubilden, wurde ein einfaches, zylindrisches Rechengitter erstellt („Spraybox“), siehe [Abb. 36](#). Die Zellgröße wurde an die des Rechnetzes im Motormodell angepasst. In der Spraybox wurde das Tropfenspektrum in einem Abstand von 50 mm zum Einspritzpunkt sowie in der gesamten Rechendomäne ausgewertet. Die für die Simulation notwendige Tropfengrößenverteilung des Sprays wurde mithilfe eines Phasen-Doppler-Anemometers (PDA) untersucht. Die ermittelten Daten sind in [Abb. 37](#) grafisch aufbereitet.

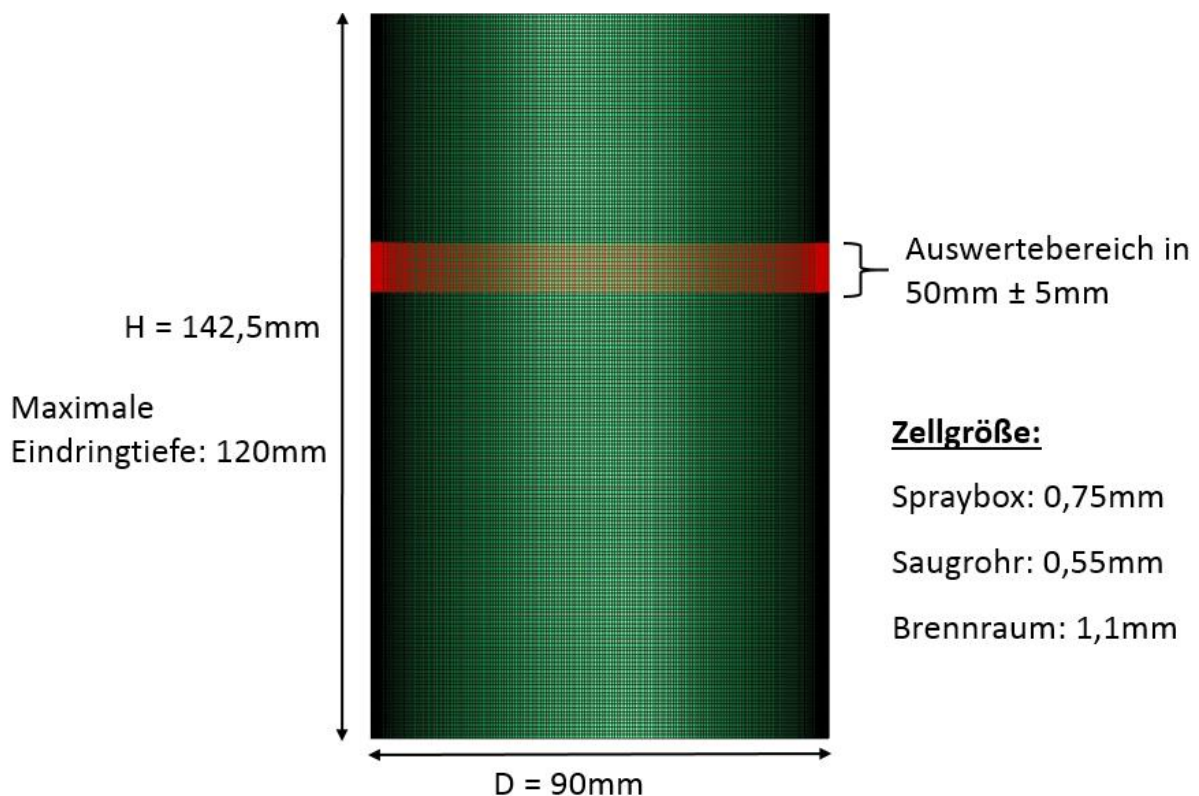


Abbildung 36: Spraybox

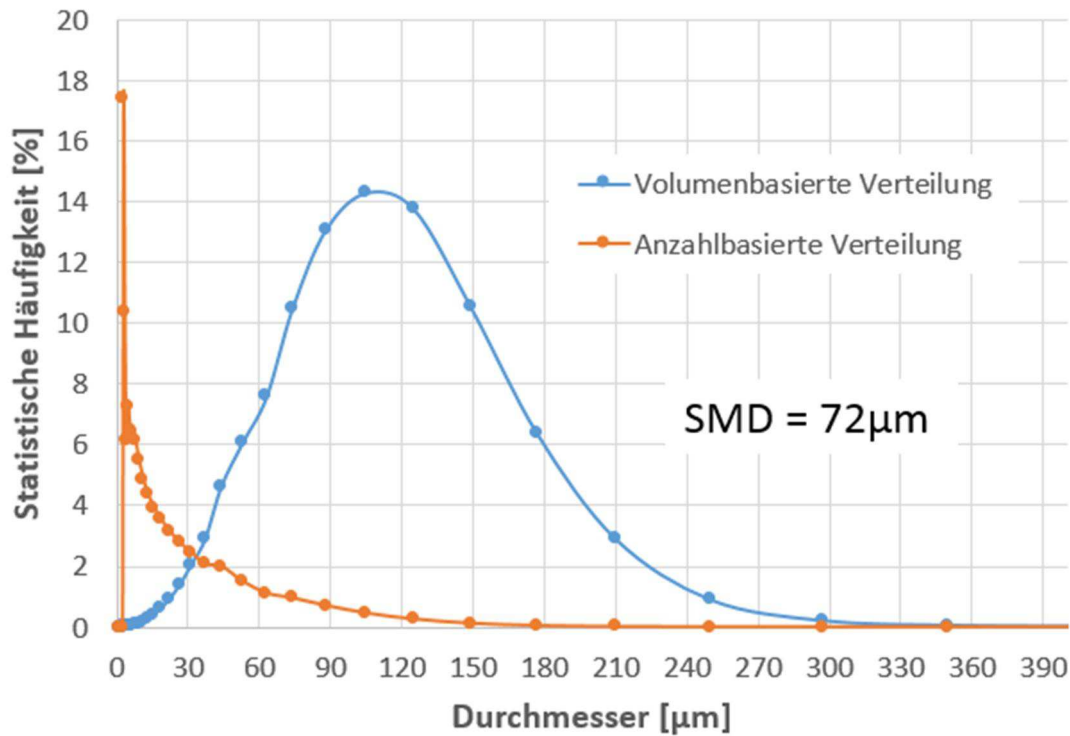


Abbildung 37: Gemessene Tropfengrößenverteilung (PDA)

Die Messung des Spraywinkels und der initialen Tropfengeschwindigkeit wurden anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelt, siehe [Abb. 38](#). Die Untersuchung des Sprays erfolgte von der Firma BOSCH in Schwieberdingen. Die ermittelten Daten sind in [Tabelle 7](#) zusammengefasst.

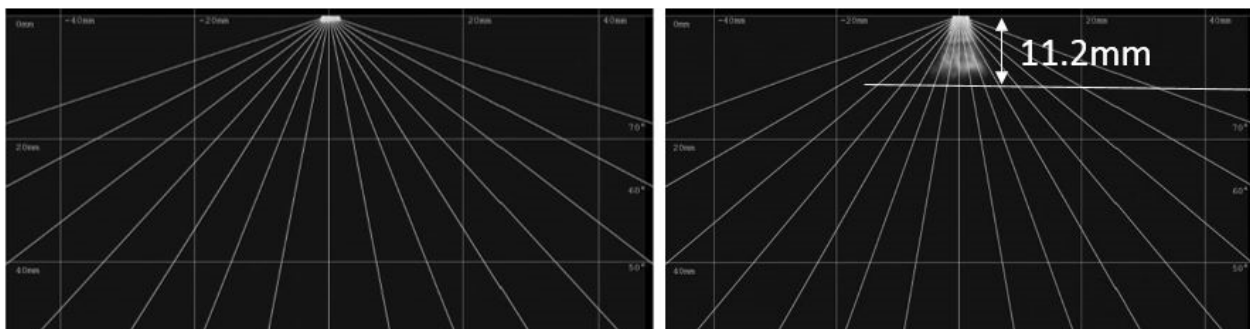


Abbildung 38: Highspeedaufnahme Spray, $\Delta t=0,5ms$

Aus den Aufnahmen lässt sich eine initiale Tropfengeschwindigkeit von 22,5 m/s abschätzen.

Tabelle 7: Randbedingungen und Ergebnisse der Sprayvermessung

Injektortyp	B280 436 820-10
Einspritzdruck	7 bar
Massenstrom	489,5 g/min
Temperatur Wasser	20 °C
Druck in der Messkammer	1 bar
Lufttemperatur Messkammer	20 °C
Spraywinkel gemessen in 25mm Abstand zum Injektor	32 °

Die Gegenüberstellung des gemessenen Sprays mit den numerischen Ergebnissen in 50 mm Abstand zum Einspritzpunkt ist in Abb. 39 dargestellt. Hierbei wurde das Sprayspektrum als volumenbasierte, kumulierte Verteilungsfunktion dargestellt.

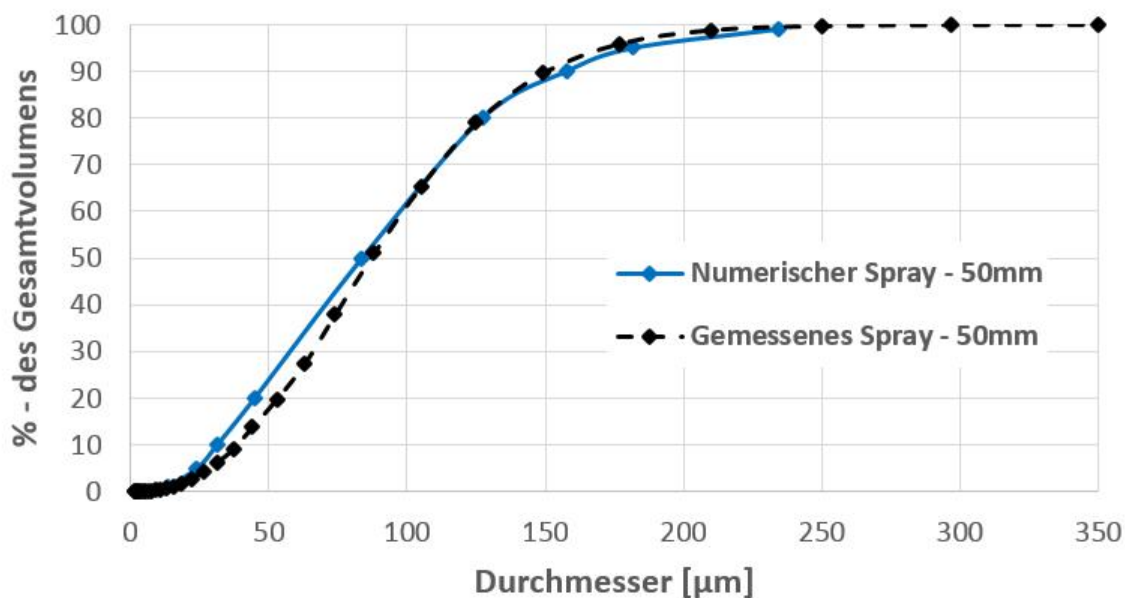


Abbildung 39: Abgleich des gemessenen Tropfenspektrums mit der numerischen Simulation

Die Tropfengrößenverteilung der Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Dennoch ist der Anteil an kleineren Tropfen in der Simulation tendenziell höher als in der Messung. Wertet man das gesamte eingespritzte Spektrum aus, dann lässt sich dieser Trend nicht mehr erkennen. Damit ist dieser Effekt wohl auf die einmalige Momentaufnahme der TGV in der Simulation zurückzuführen.

Die Abstimmung des Sekundäraufbruch-Modells erübrigte sich aufgrund der dauerhaft niedrigen Weberzahlen. Diese stiegen während der gesamten Einspritzung nicht über 2,4. Die Einspritzung in das ruhende Fluid kann als „worst case“ angesehen werden, da in den späteren Untersuchungen am Motor immer in Richtung der Gasströmung eingespritzt wird. Aus diesem Grund wurde das Aufbruchmodell deaktiviert.

6.2. Simulationen am Motormodell

6.2.1. Vernetzung des Motormodells

Das für die Simulation verwendete Rechengebiet umfasst den Brennraum, sowie den Ein- und Auslasskanal. Die Kanäle wurden bis zur Druckmessstelle modelliert und bilden dort den Übergang zur Umgebungsrandbedingung. Das verwendete Rechengitter ist ein unstrukturiertes Netz, welches hauptsächlich aus Hexaedern aufgebaut ist, siehe [Abb. 40](#). Die Vernetzung erfolgte mit der AVL FIRE Applikation „*FAME ENGINE +*“.

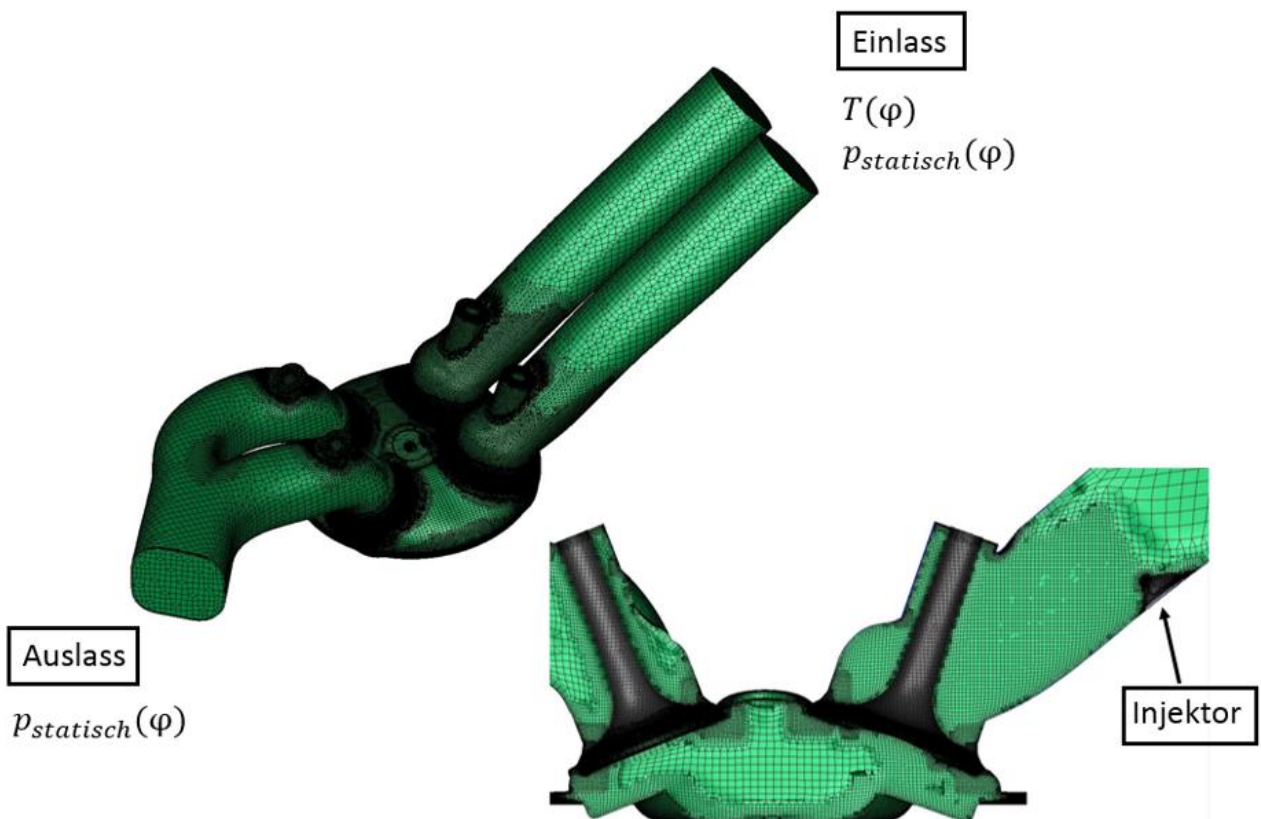


Abbildung 40: Rechengitter des Motormodells

Die Kolben- und Ventilbewegung wird in AVL FIRE durch eine Verzerrung der Netzzellen bewerkstelligt. Das Netz wird solange verzerrt bis definierte Qualitätskriterien, wie beispielsweise das Seitenverhältnis der Zellen, unterschritten werden. Danach wird ein neues Netz erstellt und die Ergebnisse des verzerrten Netzes auf das neue Gitter übertragen. Um die Simulation in einer noch akzeptablen Rechenzeit durchzuführen, wurde das Rechengebiet unterschiedlich fein aufgelöst. Als Basisgröße der Hexaederzellen wurde 2,2 mm gewählt. Im Saugrohrkanal, in dem Bereich der Einspritzung, wurde eine Zellgröße von 0,55 mm gewählt. Aufgrund der hohen Drehzahl (5000 U/min) und der daraus folgenden hohen Gradienten im Ventilspalt, wurde das Netz in diesem Bereich über zwei Stufen verfeinert, siehe Abb. 41.

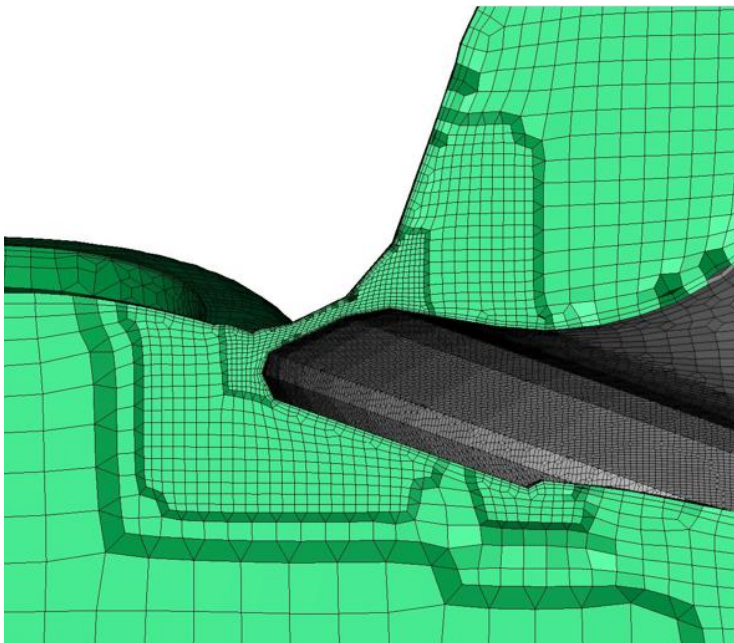


Abbildung 41: Netzverfeinerung im Ventilspalt

Um die Strömung über das Ventil und die Strömungsablösung am Ventil gut abbilden zu können, wurde bei der ersten Stufe eine Zellgröße von 0,275mm gewählt. Diese dringt von der Oberfläche des Ventils und des Ventilsitzes 2,5 mm tief in den Ventilspalt vor. Die zweite Stufe der Netzverfeinerung dient der Auflösung der Strömung unmittelbar im Bereich des Ventilsitzes. Beim Öffnen und Schließen können Strömungsgeschwindigkeiten in der Höhe der Schallgeschwindigkeit auftreten. Aus diesem Grund wurde hier die Zellgröße auf 0,1375 mm reduziert. Die Randschicht wurde mit zwei Zellschichten mit ansteigender Zellhöhe (Wachstumsfaktor 1,2)

abgebildet. Als Ausgangsgröße wurde eine Zellhöhe von 0,065 mm gewählt. Die Anzahl der Randschichtzellen stellt einen Kompromiss zwischen der Auflösung der Strömung im Randbereich und dem minimal möglichen Ventilsplatt dar. Die Zellhöhe im Ventilsplatt bestimmte, wie weit sich das Ventil dem Ventilsitz beim Schließen nähern durfte. Da die Randschichtzellen keiner Netzverzerrung unterliegen, sich aber nicht berühren dürfen, ergab sich ein minimaler Abstand von 0,4 mm.

In Tabelle 8 sind die wichtigsten Netzparameter nochmals zusammengefasst.

Tabelle 8: Verwendete Netzparameter

Netzparameter	Wert
Basis Einstellungen	
Basis Zellgröße	2,2 mm
Basis Zellhöhe Randschicht – 1.Zellschicht	0,1 mm
Basis Anzahl Zellschichten	2
Kompressionsfaktor – Randschichtzellen	1,3
Verfeinerungen	
Bereich – Brennraum	
Zellgröße Global	1,1 mm
Anzahl Randschichtzellen	3
Dicke 1. Zellschicht	0,1 mm
Kompressionsfaktor – Randschichtzellen	1,3
Bereich – Saugrohr	
Zellgröße Wassereinspritzung	0,55 mm
Zellgröße Ventilsplatt	<u>2-stufig</u> : 0,275 mm / 0,1375 mm
Anzahl Randschichtzellen Ventilsplatt	2
Dicke 1. Zellschicht	0,065 mm
Kompressionsfaktor – Randschichtzellen Ventilsplatt	1,2

6.2.2. Randbedingungen der CFD-Simulationen am Motormodell

Ziel dieser Simulationen ist die Beurteilung der Gemischaufbereitung des eingebrachten Wassers. Um die Wirkweise des Wassers isoliert betrachten zu können, wurde auf die Modellierung der Zündung und der Verbrennung, sowie der Einspritzung von Kraftstoff im Folgenden verzichtet.

Die Randbedingungen, sowie der Betriebspunkt des Motors entsprechen dem in Abschnitt 4.1. gezeigten, wobei lediglich eine Wasserrate⁴ von 60 % betrachtet wurde.

Der untersuchte Simulationszeitraum erstreckte sich in allen Berechnungen von 270 ° bis 720 °KWnZOT. Die Initialisierung der Simulationen erfolgte stets bei 270 °KWnZOT. Zu diesem Zeitpunkt ist die thermische Umsetzung des Kraftstoffs vom vorhergehenden Zyklus schon abgeschlossen und das Auslassventil bereits geöffnet. Damit kann sich die Strömung bis zum Ladungswechsel-OT im Brennraum vorkonditionieren. Ab dem Event „Auslass-Schluss“ wurde der Auslasskanal nicht weiter betrachtet. Das Ende der Simulation ist bei 720 °KWnZOT erreicht. Eine weitere Betrachtung des Brennraums über diesen Zeitpunkt hinaus wäre nicht sinnvoll, da hier üblicherweise die Verbrennung einsetzen würde.

Das Prozessgas im Brennraum sowie im Einlasskanal wurde vereinfacht als Luft ($\xi_{N_2} = 0,768$, $\xi_{O_2} = 0,232$) initialisiert. Der Druck und die Temperatur wurden anhand der gemessenen Daten vorgegeben.

Es wurden drei Einspritzventilpositionen untersucht, wovon zwei Positionen in einem geringen Abstand zum Einlassventil aufweisen. Die Anordnung der Einspritzpunkte und -richtungen sind in Abb. 42 dargestellt.

⁴ Definition Wasserrate: $WI = m_w / m_{Krst_{stoch}}$

Die Wasserrate bezieht sich lediglich auf die eingebrachte Wassermenge. In dieser Untersuchung wurde kein Kraftstoff eingebracht.

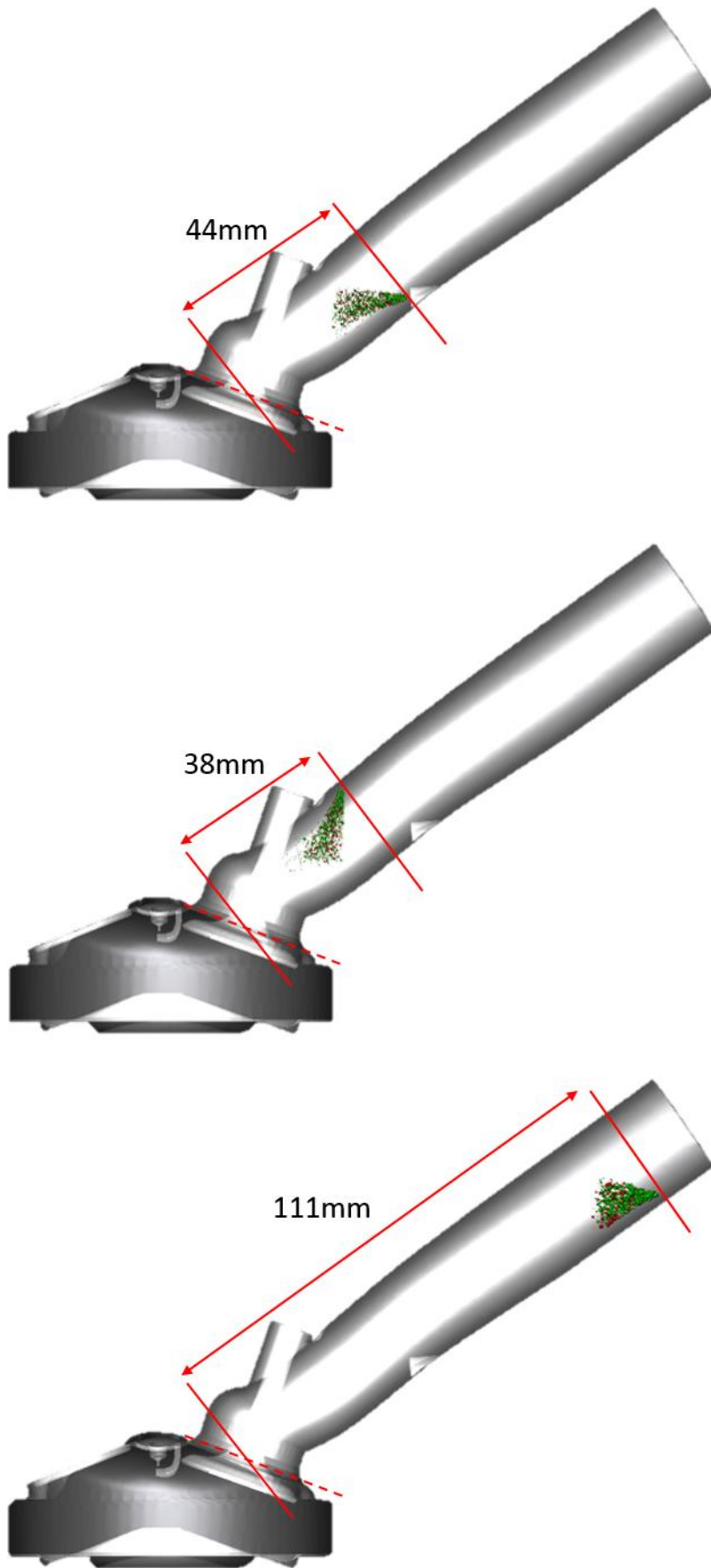


Abbildung 42: Darstellung der untersuchten Einspritzpositionen

In den ventilmahen Konfigurationen beträgt der Abstand zum Einlassventil 44 mm bzw. 38 mm und bei der ventilmfernen Anordnung wurde er auf 111 mm gesteigert.

Ausgang dieser Untersuchung war die ventilmahene Einspritzposition, wie sie in Abb. 42 (oberes Bild) dargestellt ist. Der applizierte Injektor entspricht dem in Kapitel 6.1. gezeigten. Aus bauraumtechnischen Gründen musste ein Injektor außermittig im Saugrohr positioniert werden, siehe Abb. 43.

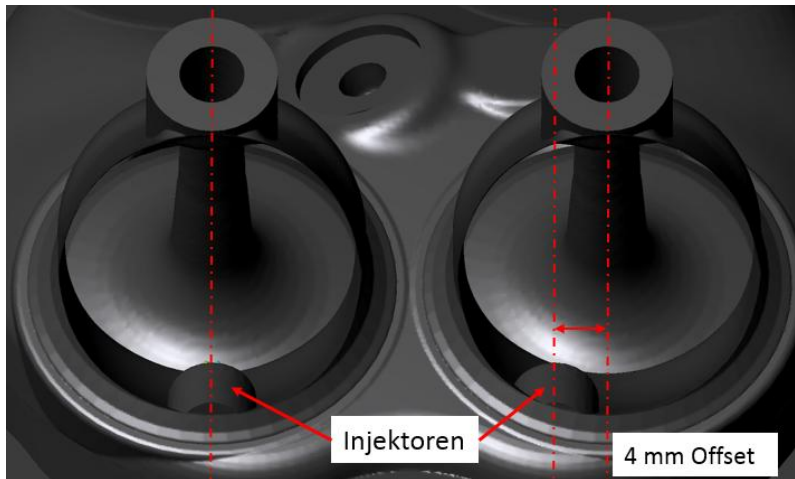


Abbildung 43: Injektorposition im Saugrohr

Aufbauend auf der Basiskonfiguration wurden Varianten abgeleitet um den Einfluss von Sprayparametern aufzuzeigen. In diesen Variationen wurden beide Injektoren mittig im Saugrohr platziert (Offset = 0 mm).

Der Beginn der Einspritzung wurde auf 380 °KWnZOT für alle Varianten festgehalten. Damit wird in das schon geöffnete Einlassventil eingespritzt. Das Einspritzende ergab sich aus dem Massenstrom des Injektors und der Ziel-Einspritzmenge. Im vorliegenden Fall ist dieser bei 496,7 °KWnZOT. In Abb. 44 sind nochmals die zeitlichen Rahmenbedingungen der durchgeführten Simulationen dargestellt.

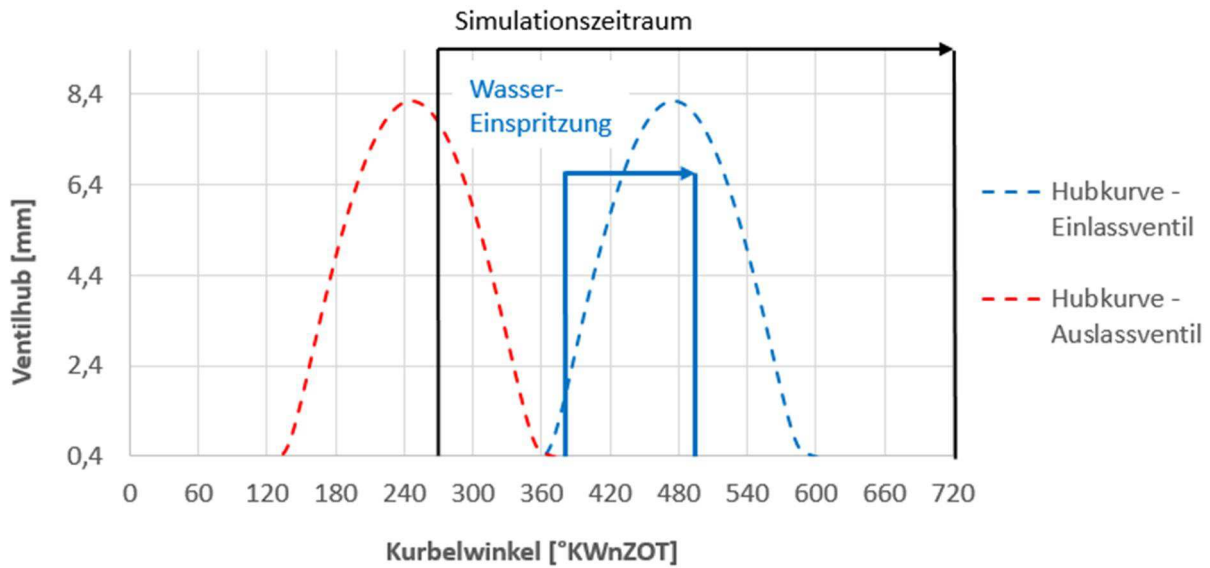


Abbildung 44: Zeitliche Rahmenbedingungen der durchgeführten Simulationen

6.2.3. Ergebnisse mit ventilmaher Einspritzposition

6.2.3.1. Basiskonfiguration der Motorapplikation

Für die grundlegende Betrachtung des Verdampfungsverhaltens des eingespritzten Wassers wurde in Abb. 45 eine Massenbilanz über die gesamte Simulationsdomäne berechnet.

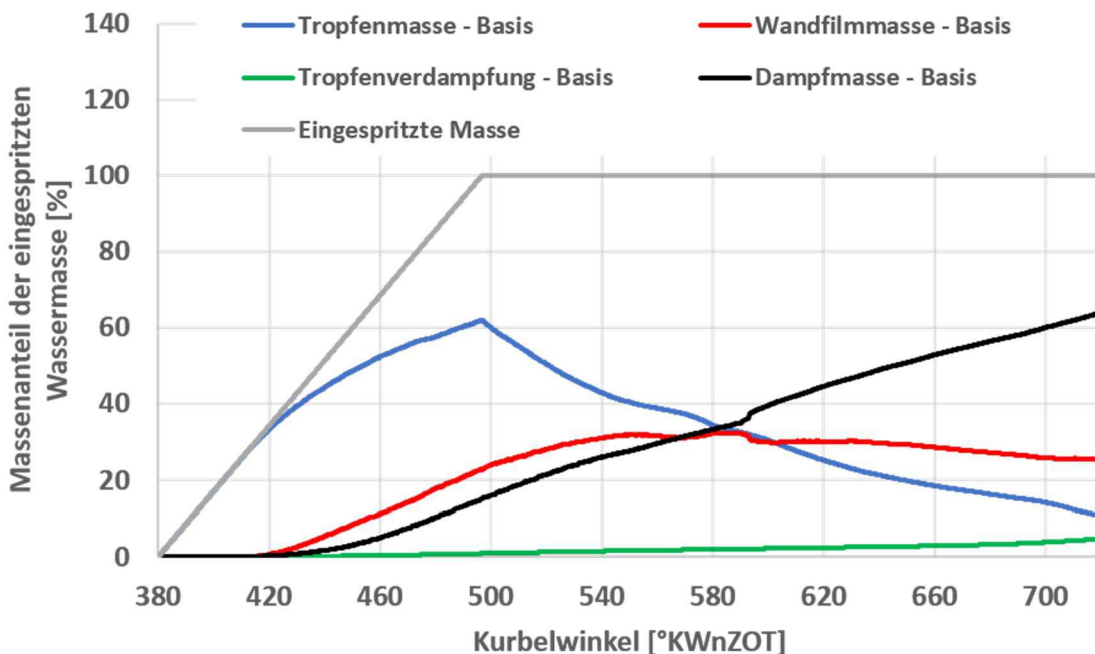
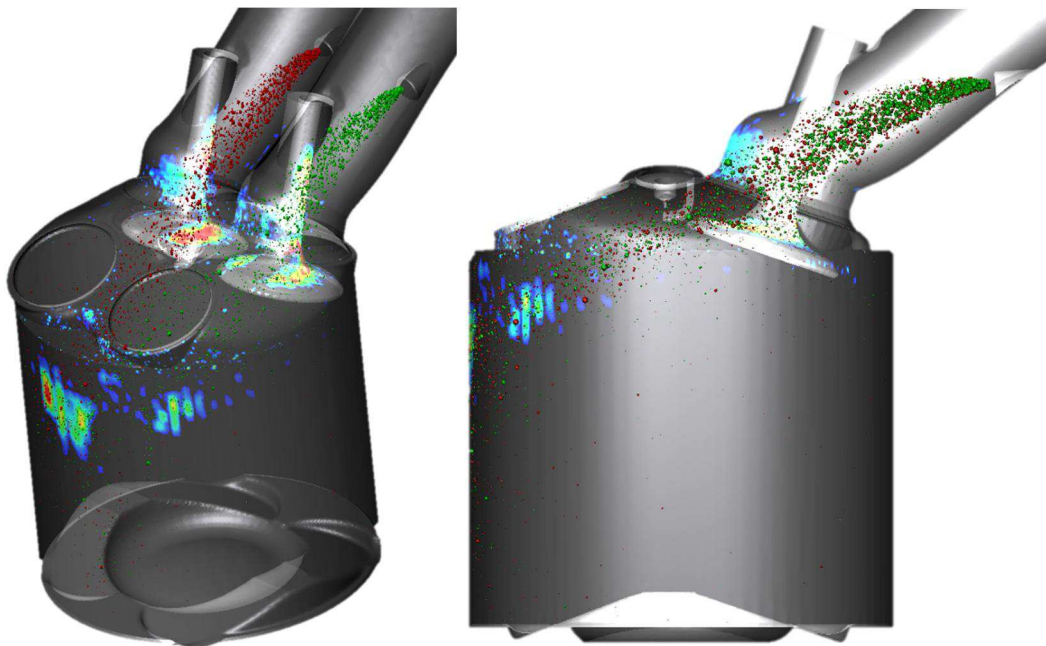


Abbildung 45: Massenbilanz der gesamten Rechendomäne

Dargestellt ist hier die eingespritzte Wassermasse (graue Linie), welche sich zusammensetzt aus der Wandfilmmasse (rote Linie), der frei fliegenden Tropfenmasse (blaue Linie) und der bereits verdampften Masse (schwarze Linie). Die aktuelle Dampfmasse stellt die Summe aus der Tropfenverdampfung (grüne Linie) und der Wandfilmverdampfung (nicht eingezeichnet) dar.

Deutlich zu erkennen ist, dass zum Zeitpunkt des oberen Totpunkts (720 °KWnZOT) noch Wasser in flüssiger Form in der Domäne vorliegt. Weiters kann beobachtet werden, dass der signifikante Anstieg der Dampfmasse, erst mit der Bildung von Wandfilmen stattfindet. Die grüne Linie stellt den Anteil der Dampfmasse dar, die direkt aus den fliegenden Tropfen stammt und damit für die Abkühlung der Prozessluft hauptverantwortlich ist. Zum Zeitpunkt „Einlass-Schluss“ beträgt dieser 2,7 % der eingespritzten Wassermasse.

In Abb. 46 und 47 ist die Situation der Einspritzung zum Zeitpunkt 480 °KWnZOT dargestellt. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich das Einlassventil im Bereich der Vollöffnung und die Einspritzung ist nahezu beendet (EOI = 496,7 °KWnZOT).



AN_480.0: Wallfilm: Thickness[m]

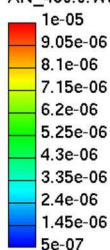


Abbildung 46: Wandfilmbildung im Brennraum @ 480 °KWnZOT

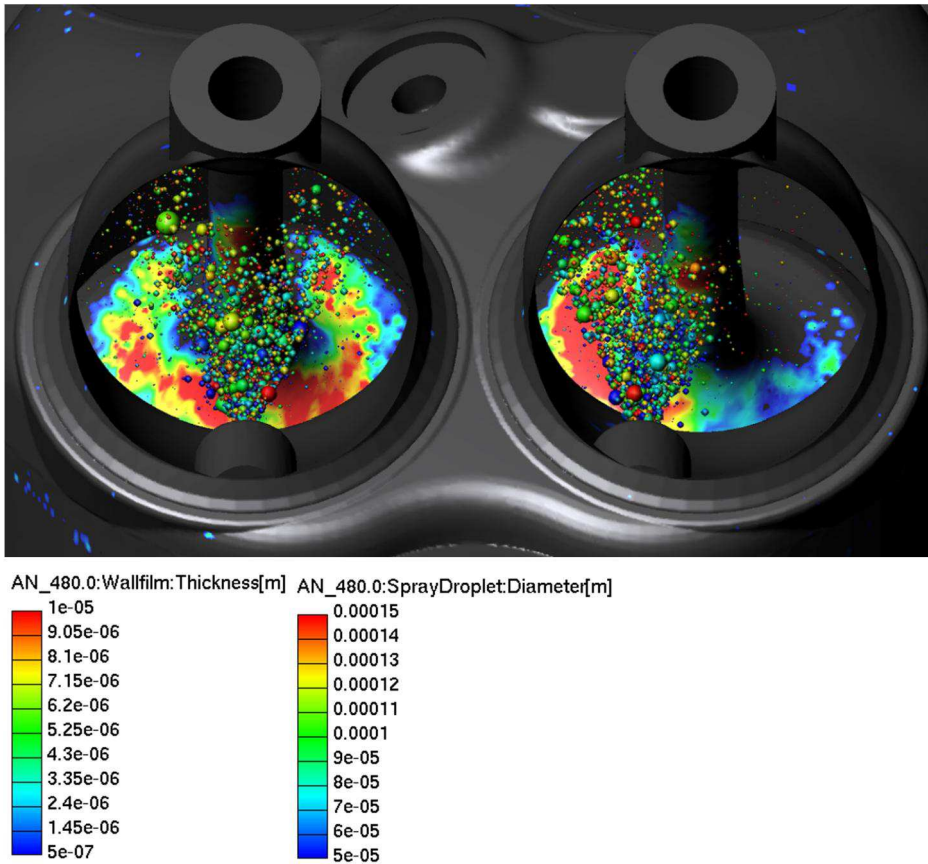


Abbildung 47: Wandfilmbildung an den Einlassventilen @ 480 °KWnZOT

Wie aus den Darstellungen ersichtlich bildet sich vor allem auf der Zylinderlaufbahn sowie auf den Einlassventilen Wandfilm aus. Aufgrund der Begrenzung der Simulationsdauer auf das erste Einspritzevent, ist die Betrachtung des Gesamtsystems nur bis zum Event „Einlass-Schluss“ für die Absenkung der Kompressionsendtemperatur relevant. Nach dem Schließen der Ventile kann nur noch das Wasser, welches im Brennraum gefangen wurde, eine kühlende Wirkung generieren. Abb. 48 zeigt das Verhalten des Wassers nach „Einlass-Schluss“ im Brennraum.

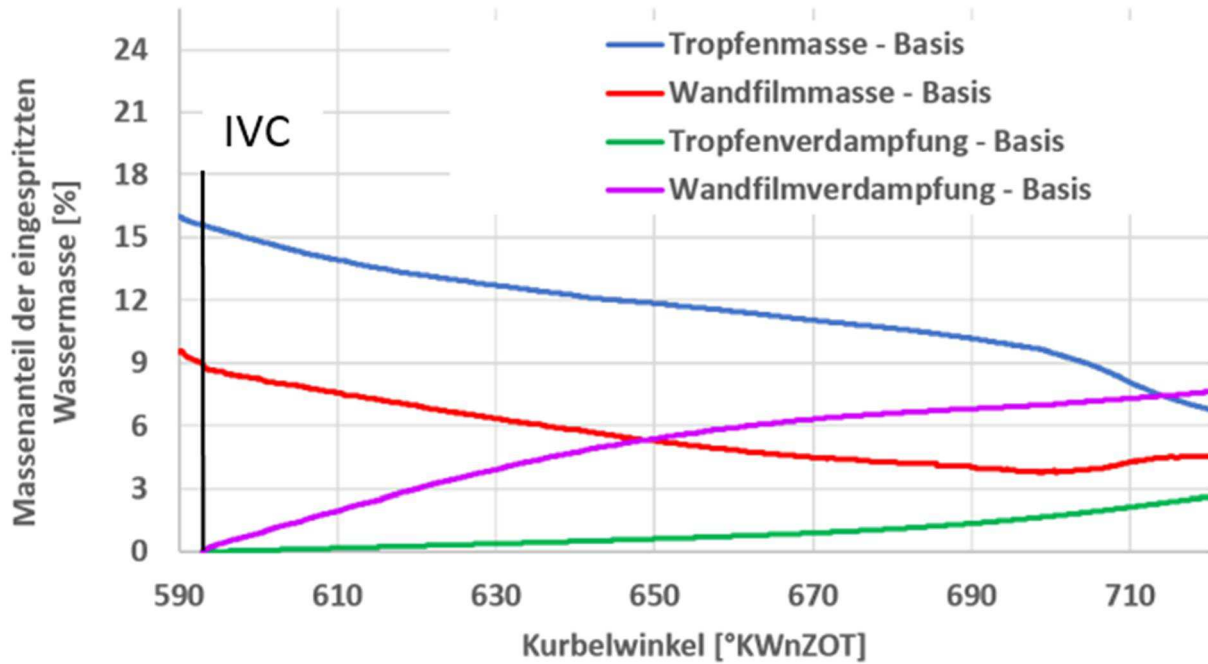


Abbildung 48: Massenbilanz der Domäne Brennraum nach "Einlass-Schluss"

Entscheidend für die Abkühlung während der Kompression ist die Verdampfung der gefangenen Tropfen (grüne Linie). Es ist zu erkennen, dass die Tropfenverdampfungsrate erst gegen Kompressionsende stark zunimmt. Im Bereich 680 °KWnZOT, bei einer Lufttemperatur von etwa 350 °C, erreicht sie die Größenordnung der Wandfilmverdampfung (0,24 %/°KW)⁵. Die Zeit reicht jedoch nicht aus um das gefangene Wasser vollständig zu verdampfen. Somit verbleibt zum Zündzeitpunkt noch flüssiges Wasser in Form von Tröpfchen sowie als Wandfilm im Brennraum.

Um die kühlende Wirkung des Wassers zu quantifizieren, wird der Temperaturverlauf während der Kompression verglichen mit der Temperatur, die sich unter den identen Randbedingungen ohne Wassereinspritzung ergeben würde, siehe [Abb. 49](#).

⁵ Prozentangabe bezieht sich auf die gesamte eingespritzte Wassermasse.

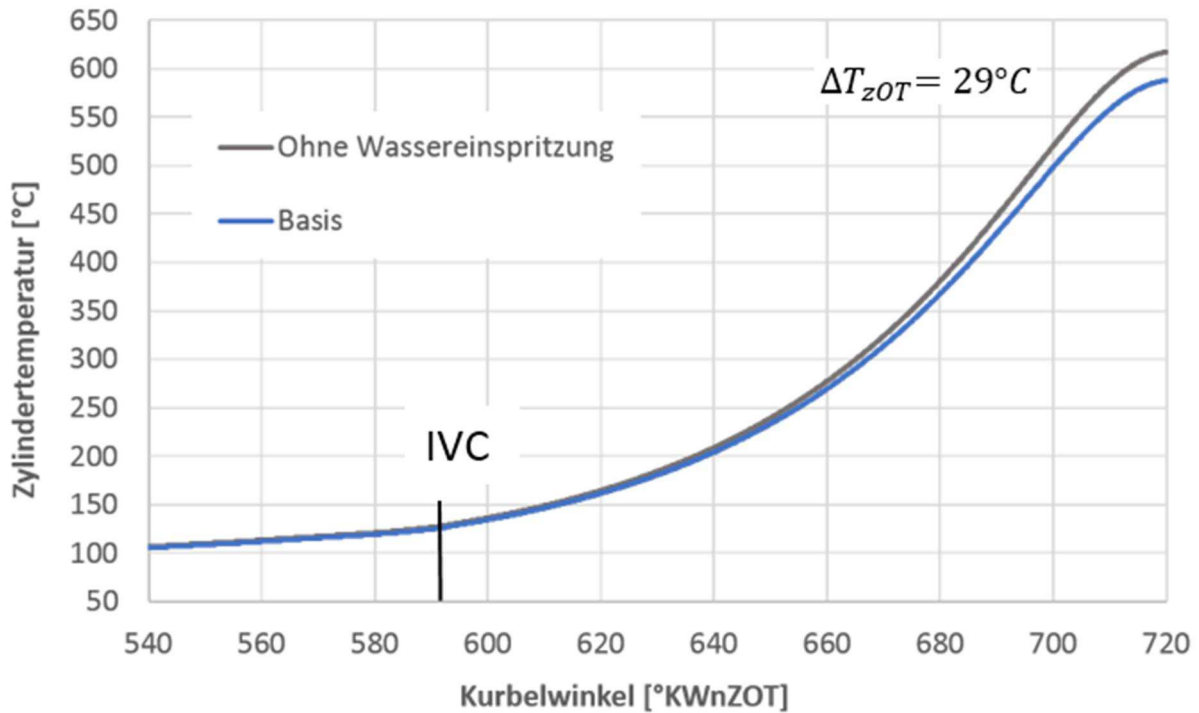


Abbildung 49: Wassereinspritzung 60 % der stöch. Kraftstoffmasse, Basisvariante

Bei der ventilmahen Einspritzposition errechnet sich eine Abkühlung der Kompressionsendtemperatur von 29 °C. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass sich die Prozessluft zum Zeitpunkt „Einlass-Schluss“ kaum abgekühlt hat. Betrachtet man die Temperaturverteilung im Brennraum am oberen Totpunkt, so ergibt sich das in [Abb. 50](#) dargestellte Bild.

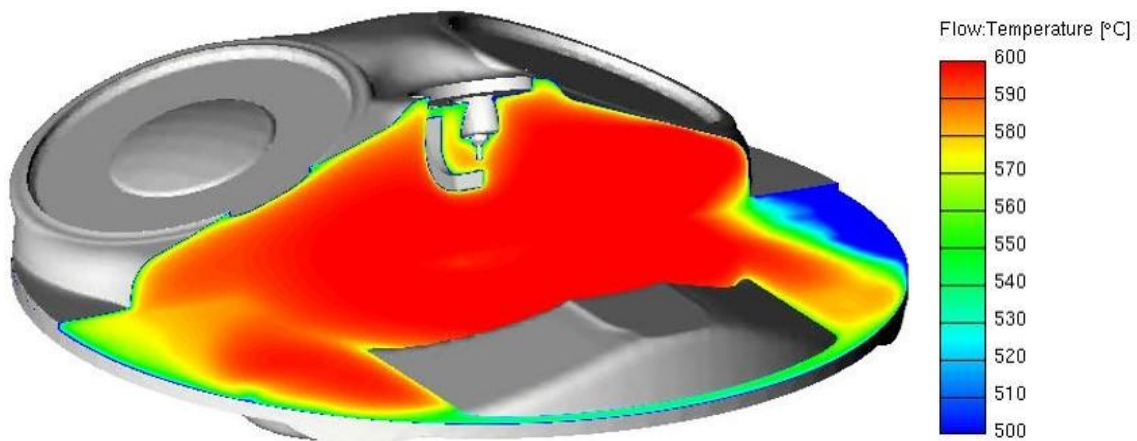


Abbildung 50: Temperaturverteilung zum oberen Totpunkt

Die inhomogene Verteilung der Temperatur lässt sich auf die ungleichmäßige Verteilung des Wasserdampfs zurückführen, siehe [Abb. 51](#).

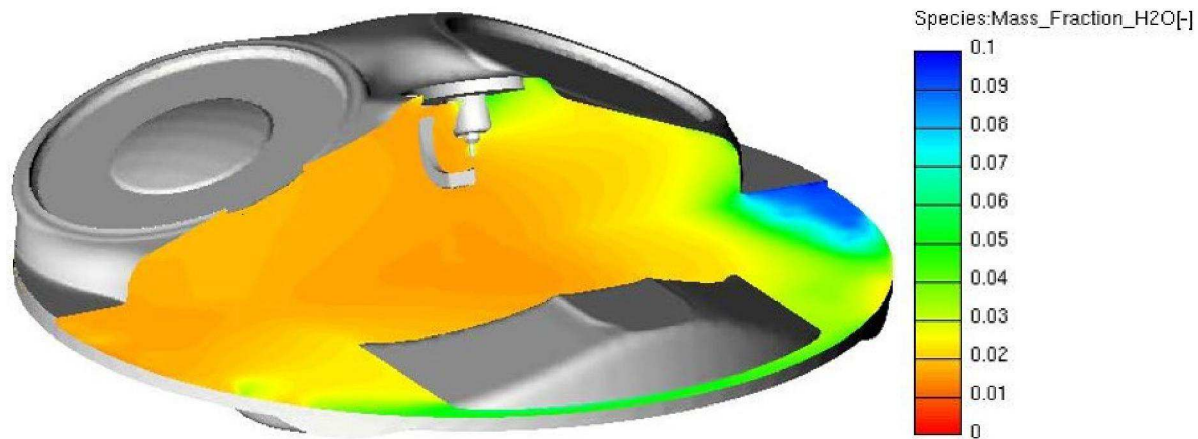


Abbildung 51: Verteilung des Wasserdampf-Massenbruchs im Brennraum zum oberen Totpunkt

Aufgrund der dominanten Wandfilmverdampfung bildet sich an der dem Einlasskanal gegenüberliegenden Zylinderwand ein Bereich mit hoher Wasserdampfkonzentration aus. Der optimale gleichverteilte Massenbruch beträgt 0,04. Dieser geht von der Annahme aus, dass sich das gesamte eingebrachte Wasser im Brennraum homogen verteilen würde.

6.2.3.2. Sensitivität der Einlassventiltemperatur

Wie schon im Kapitel 4.1. erwähnt, ist die genaue Erfassung von Bauteiltemperaturen äußerst schwierig. Beim vorliegenden Motor wurden die Temperaturen der Bauteile nicht gemessen. Damit muss man in der Simulation Annahmen treffen, die einer gewissen Unsicherheit unterliegen. Den größten Einfluss auf das Simulationsergebnis hat wohl die Annahme der Einlassventiltemperatur. Das Ventil steht unmittelbar in Wechselwirkung mit den eingespritzten Tropfen (Primär-Impingement). Dies zeigt auch die Massenbilanz über das System Saugrohr, siehe [Abb. 52](#).

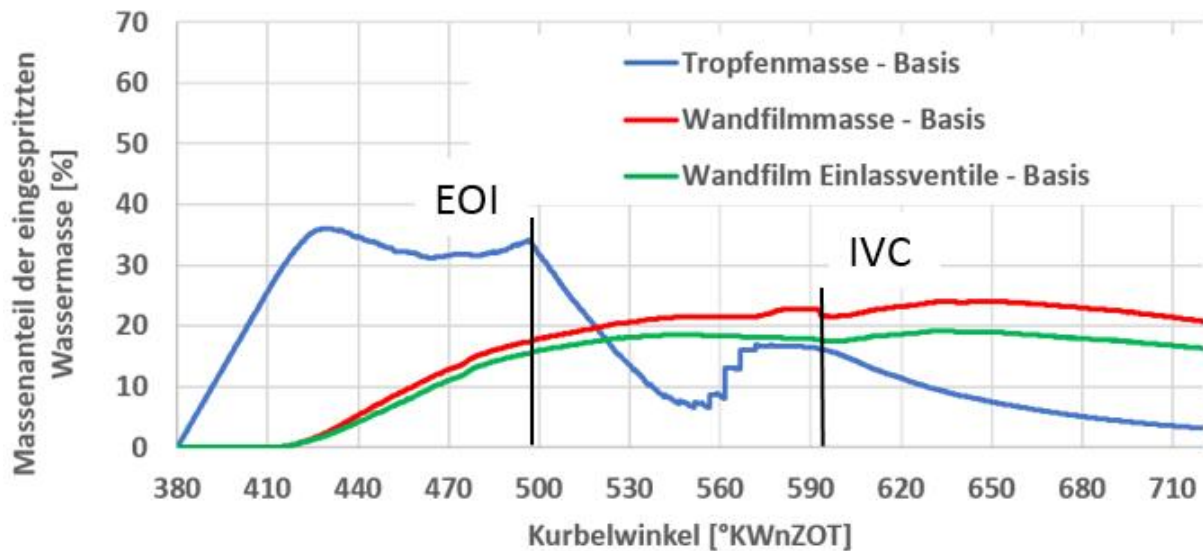


Abbildung 52: Massenbilanz der Simulationsdomäne Saugrohr

Aufgrund der ventilt nahen Einspritzposition werden hauptsächlich die Einlassventile mit Wasser benetzt. Die Wandfilmmasse am Ventil bewegt sich in Regionen von 15 bis 20 % der gesamten eingespritzten Wassermasse. Nur geringe Mengen des Sprays landen auf den Einlasskanälen (Differenz zwischen roter zu grüner Linie).

In dieser Simulation ist die Ventiltemperatur mit 120 °C angenommen worden. Diese Annahme orientierte sich an einer Temperaturmessung des Einlassventils an einem nicht aufgeladenen saugrohreinspritzenden Ottomotor. Die Messung wurde im Zuge eines Projekts am Institut für Fahrzeugantriebe und Automobiltechnik durchgeführt. Wie in [Abb. 53](#) zu sehen, stellte sich die Oberflächentemperatur, im gefeuerten Betrieb, auf etwa 108 °C ein.

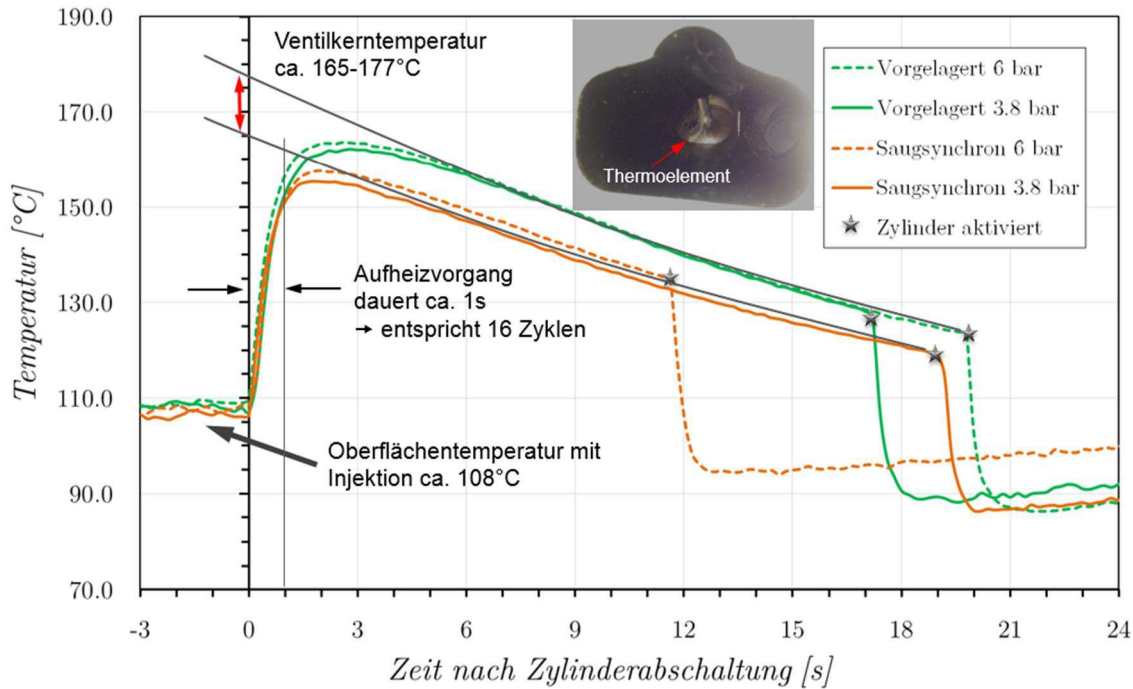


Abbildung 53: Temperaturmessung am Einlassventil [24]

Um den Einfluss der Einspritzung auf die Ventiltemperatur zu isolieren, wurde nach Erreichen einer stationären Oberflächentemperatur die Kraftstoffzufuhr unterbrochen und somit der Zylinder nur noch mitgeschleppt. Die Ventiltemperatur stieg nach 1 s auf etwa 155 °C und kühlte danach gleichmäßig ab. Extrapoliert man die Abkühlkurve in Richtung des Zeitpunkts der Deaktivierung der Einspritzung, erhält man näherungsweise eine Ventilkerntemperatur im Bereich von 170 °C [24].

Um die Auswirkung des Parameters Einlassventiltemperatur auf die Simulation zu quantifizieren, wurde eine Vergleichsrechnung mit einer Ventiltemperatur von 230 °C durchgeführt. Die deutlich höher gewählte Temperatur im Vergleich zur Messung erfolgte aufgrund der Tatsache, dass es sich am vorliegenden Motor um einen aufgeladenen Ottomotor handelt. In der Veröffentlichung von Hutfließ und Hedden [23] wird der möglichen Einlassventiltemperatur bei PFI-Ottomotoren ein noch großzügigerer Bereich von 100 bis 400 °C eingeräumt.

In [Abb. 54](#) ist der Vergleich zwischen den Ergebnissen mit 120 °C und 230 °C Ventiltemperatur im System Saugrohr dargestellt.

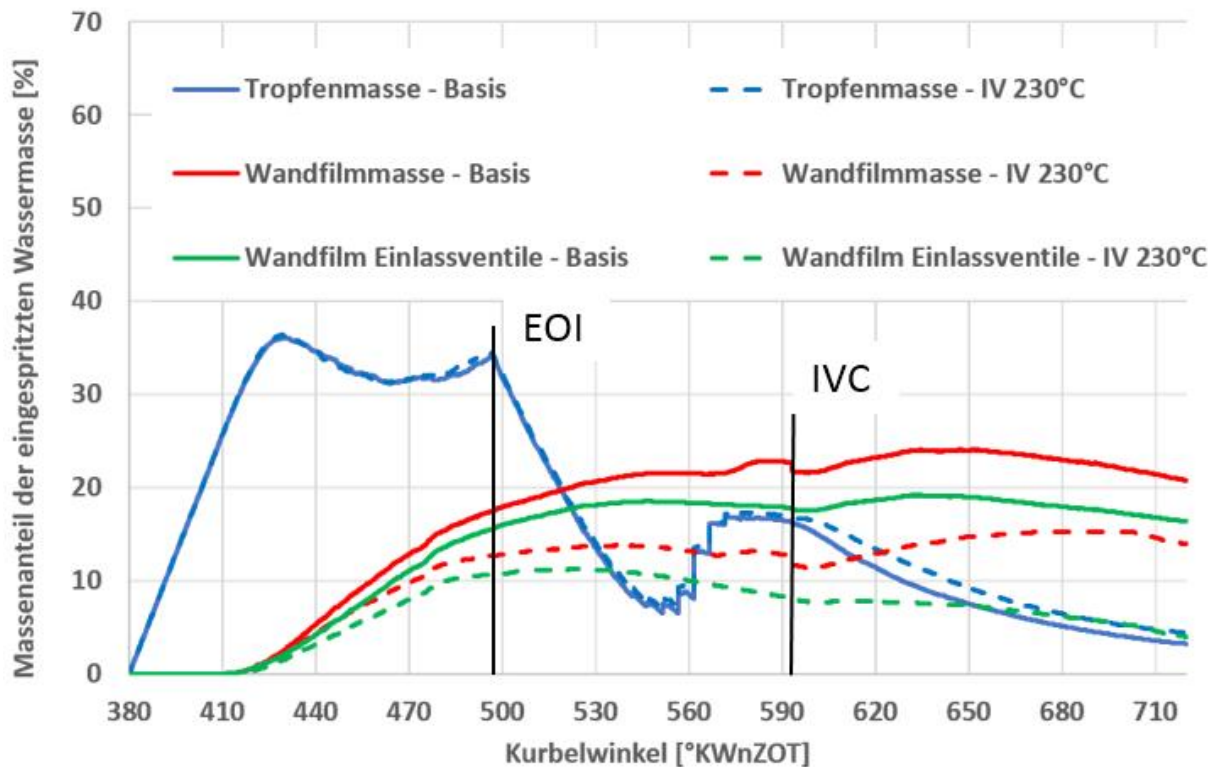


Abbildung 54: Einfluss der Einlassventiltemperatur auf die Wandfilmbildung

Es ist zu erkennen, dass die Wandfilmmasse am Einlassventil mit höherer Temperatur signifikant sinkt, siehe auch [Abb. 55](#). Die Ursache hierfür liegt im verwendeten Tropfen-Wand-Interaktionsmodell nach Kuhnke. Nähert sich die Bauteiltemperatur der Leidenfrost-Temperatur an, steigt die sekundäre Tropfenmasse im „Splashing“-Regime im statistischen Mittel an, siehe [Abb. 29](#) (Kapitel 5.2.1.). Damit sinkt der Quellterm für die Wandfilmbildung und mehr Tropfen gelangen in dem Brennraum. Betrachtet man [Abb. 56](#), dann erkennt man, dass die höhere eingehende Sekundärtropfenmasse sich an der Zylinderwand als Wandfilm niederschlägt. Somit bewirkt die Wahl der Einlassventiltemperatur eine Verlagerung der Wandfilmmasse vom Ventil in Richtung der Zylinderwand.

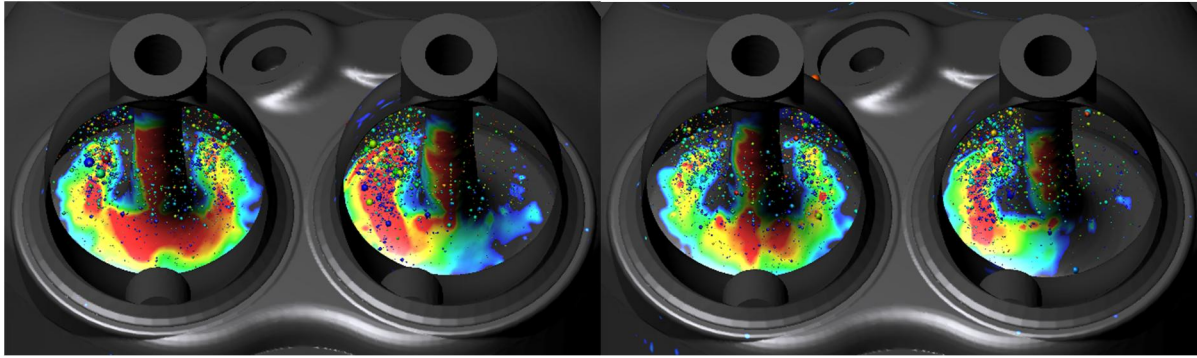


Abbildung 55: Visueller Vergleich der Wandfilmmasse am Einlassventil @ 540 °KWnZOT (links: Basis; rechts: IV 230°C)

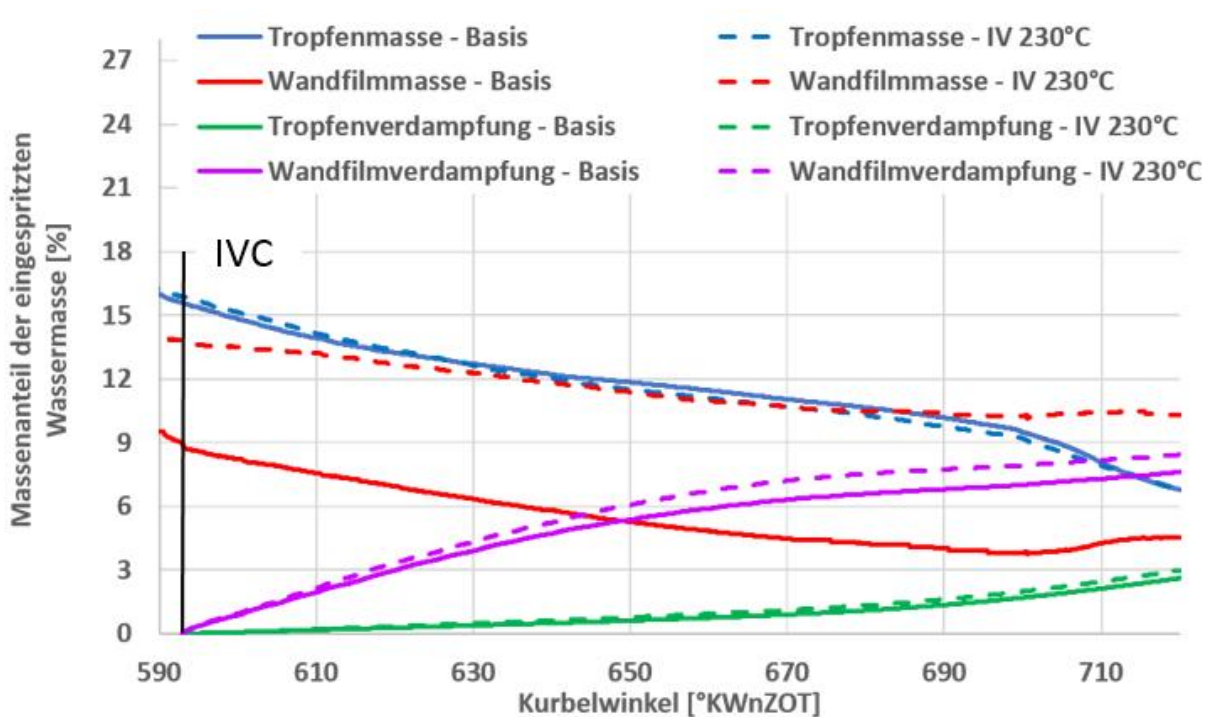


Abbildung 56: Massenbilanz über das System Brennraum

Weiters gilt es zu erwähnen, dass die höhere Ventiltemperatur die Wandfilmverdampfung am Ventil begünstigt und sich somit ebenfalls eine geringere maximale Wandfilmmasse am Ventil ausbildet.

Der Einfluss auf die Verdichtungsendtemperatur bleibt jedoch gering, da der gebildete Dampf wiederum hauptsächlich aus Wandfilmverdampfung stammt und damit die Verdampfungsenthalpie nahezu ungenutzt bleibt, siehe [Abb. 57](#). Dargestellt ist die Differenztemperatur bezogen auf eine Referenzrechnung ohne Wassereinspritzung mit den jeweils identen Randbedingungen.

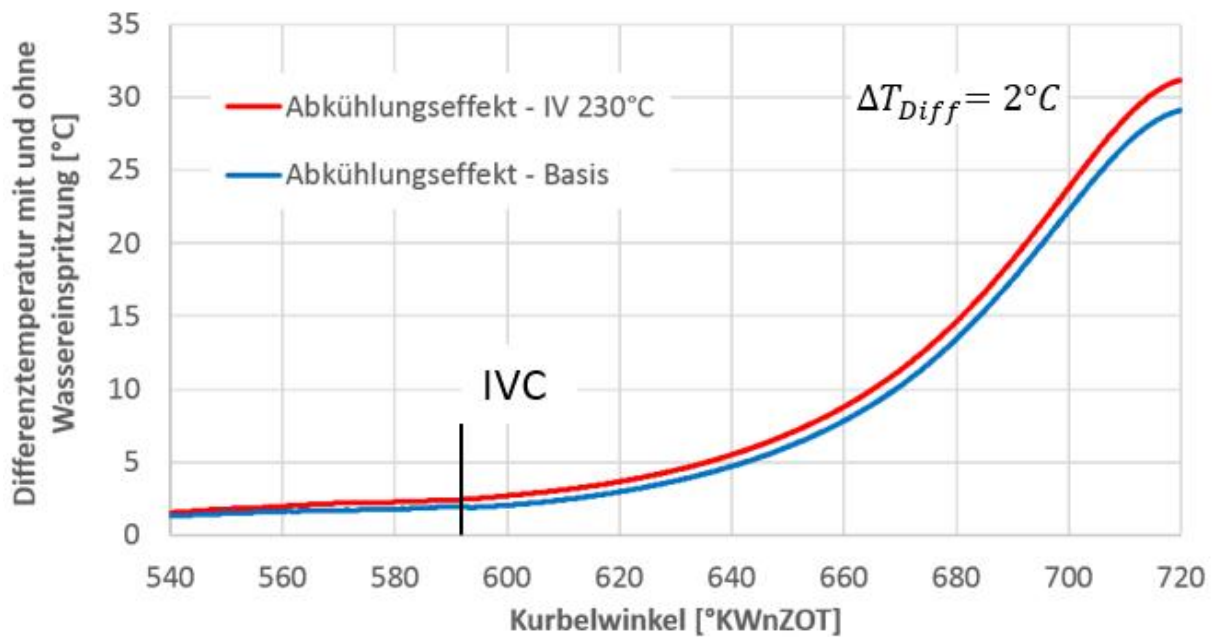


Abbildung 57: Differenztemperaturverlauf während der Verdichtung

Damit ergibt sich eine Unsicherheit in der Berechnung der Kühlwirkung von 2 °C, verursacht durch die Annahme der Einlassventiltemperaturen. Aufgrund der geringen Differenz und der um den Faktor fünf höheren Verdampfungsenthalpie von Wasser im Vergleich zu ROZ95, wurden die nachfolgenden Untersuchungen mit 120 °C Einlassventiltemperatur durchgeführt.

6.2.3.3. Einfluss des Tropendurchmessers

Wie zuvor schon gezeigt wurde, wird der Großteil des Wandfilms auf den Einlassventilen und auf der Zylinderwand ausgebildet. Um die Verdampfungsenthalpie des Wassers voll nutzen zu können, ist es wichtig die ausgebildete Wandfilmmasse so gering wie möglich zu halten. Zusätzlich führen Wandfilme an der Zylinderwand bei realen Motoren zu hohen Wassereinträgen in das Schmieröl. Sprays mit kleinerem mittleren Sauterdurchmesser verdampfen aufgrund ihres höheren Oberflächen/Volumen-Verhältnisses schneller und begünstigen somit die Ausnutzung der Verdampfungsenthalpie. Kleine Tropfen werden, bedingt durch ihre geringe Massenträgheit, leichter von der Gasströmung mitgetragen, was ebenfalls ein Potenzial zur Verminderung der Wandfilmbildung birgt.

Um den Einfluss des mittleren Sauterdurchmessers zu bestimmen, wurde die Tropfengrößenverteilung um den Faktor 3 verringert, wobei das Targeting des Injektors beibehalten wurde. Die verwendeten Sprayparameter sind in Tabelle 9 nochmals zusammengefasst.

Tabelle 9: Sprayparameter

	Basiskonfiguration	SMD 24 μ m
Spray SMD	72 μ m	24 μ m
Spraywinkel	32 °	32 °
Qstat	489,5 g/min	489,5 g/min
Injektorposition	Ventilnahe Position	Ventilnahe Position
Einspritzgeschwindigkeit	22,5 m/s	22,5 m/s

Wie in Abb. 58 ersichtlich, führte die Absenkung der Tropfendurchmesser zu einem leichten Anstieg der Tropfenverdampfung. Bis „Einlass-Schluss“ beträgt die verdampfte Masse 4,6 % der eingespritzten Wassermasse. In der Basiskonfiguration verdampften zum selben Zeitpunkt lediglich 2,7 % direkt aus den fliegenden Tropfen.

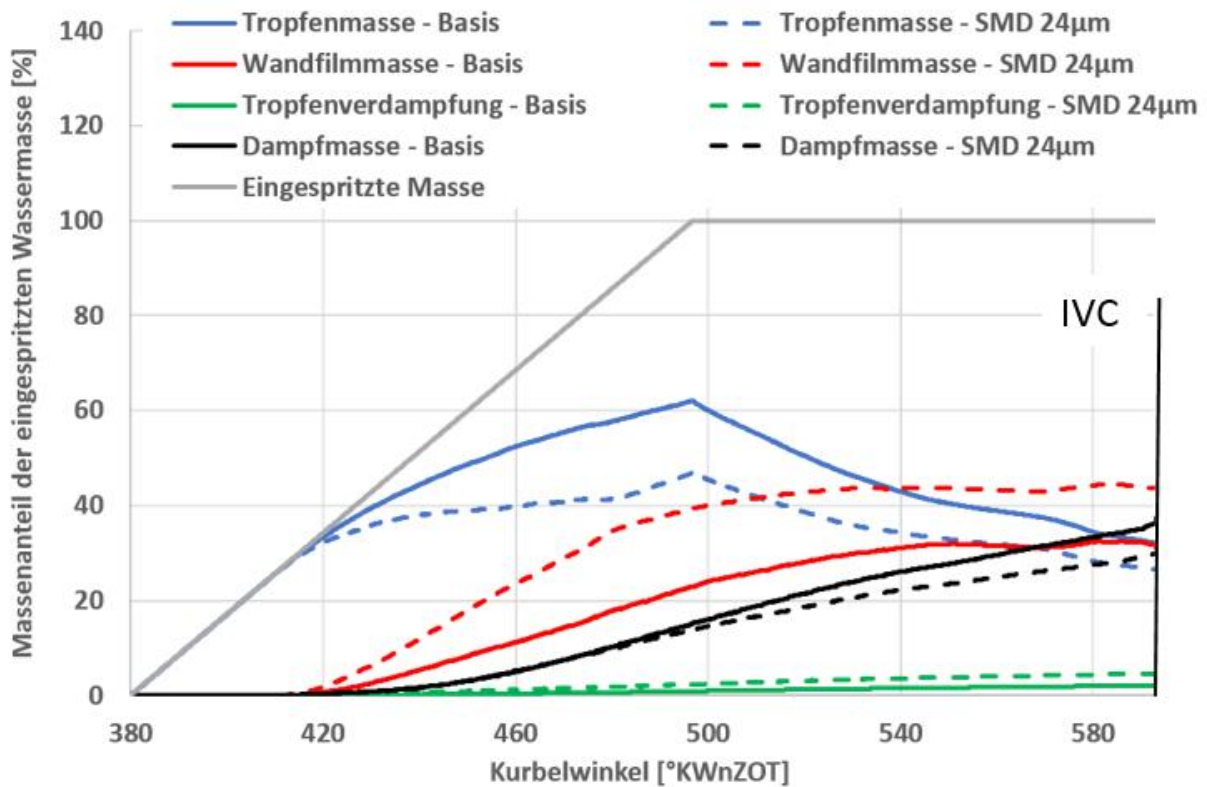


Abbildung 58: Einfluss des Tropfendurchmessers auf das Modellverhalten bis "Einlass-Schluss" im gesamten Rechengebiet

Weiters ist der hohe Anstieg der Wandfilmmasse auffällig. Aufgrund der geringen Trägheit werden die jetzt kleineren Tropfen im Saugrohr stärker in Richtung des Einlassventils abgelenkt. Infolge dessen wird das Einlassventil vom Spray zentral getroffen, was sich in einer Erhöhung der Wandfilmmasse in dieser Region widerspiegelt, siehe [Abb. 59, 60 und 61](#).

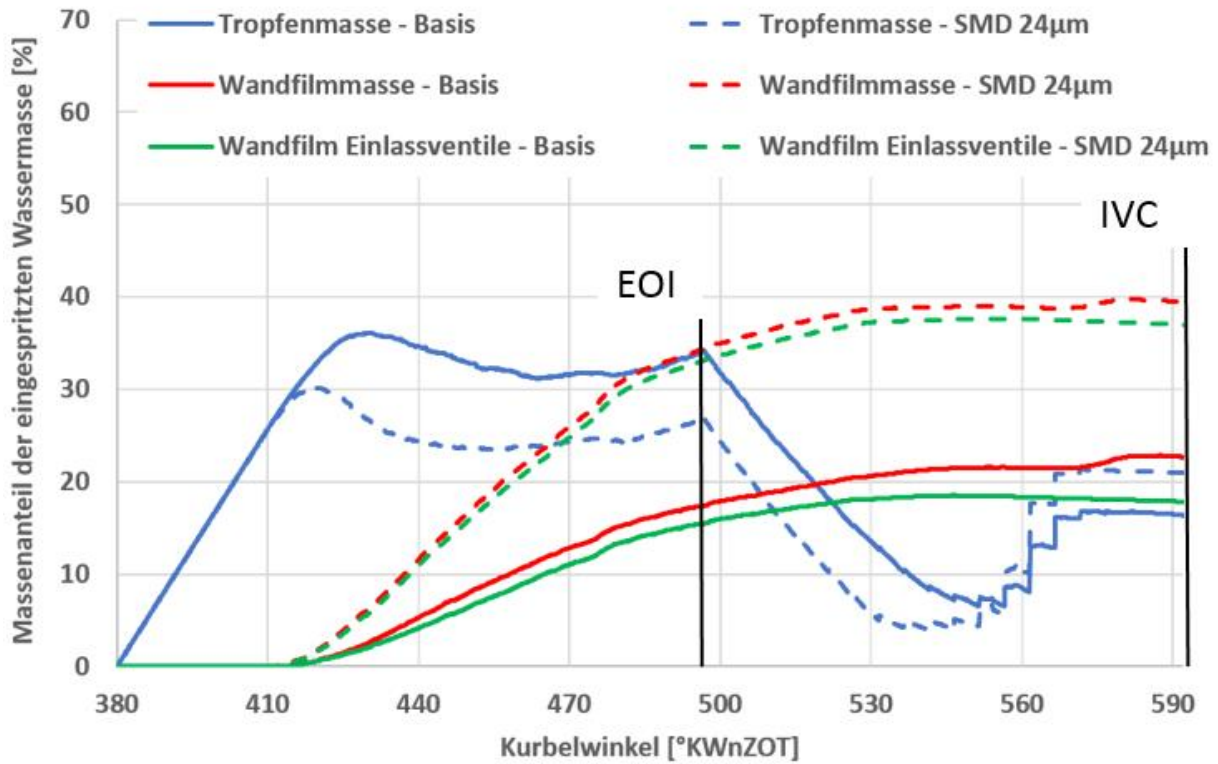


Abbildung 59: Einfluss der Tropfengröße auf die Wandfilmmasse des Einlassventils

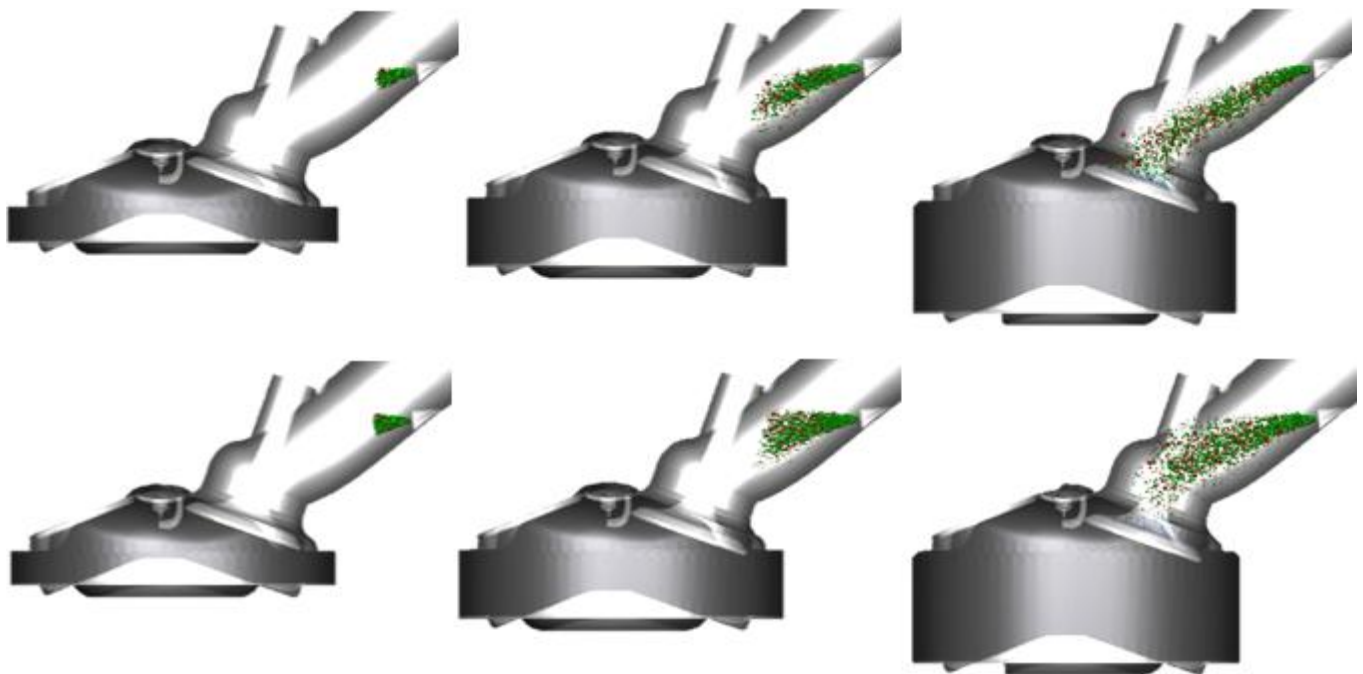


Abbildung 60: Beeinflussung der Topfentrajektorie durch die Einlasskanalströmung (oben: 24 µm SMD; unten: Basis) – 390 °/405 °/420 °KWnZOT

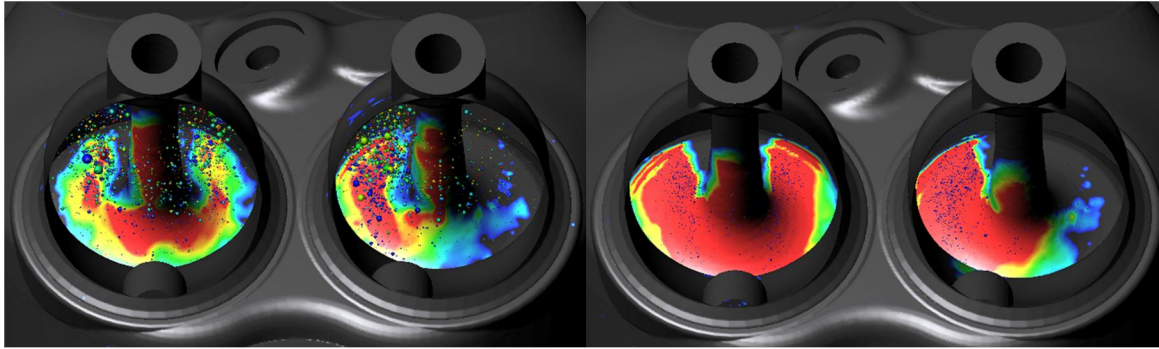


Abbildung 61: Visueller Vergleich der Wandfilmmasse am Einlassventil @ 540 °KWnZOT (links: Basis; rechts: 24 µm SMD)

Dies führt zu einer signifikanten Reduktion der gefangenen Tropfenmasse im Brennraum, siehe [Abb. 62](#). Obwohl die gefangene Tropfenmasse zu „Einlass-Schluss“ im Vergleich zur Basiskonfiguration etwa um den Faktor 2,5 geringer ist, konnte die Tropfenverdampfung auf dem gleichen Niveau gehalten werden. Gegen Ende der Kompression sind beinahe alle gefangenen Tropfen verdampft.

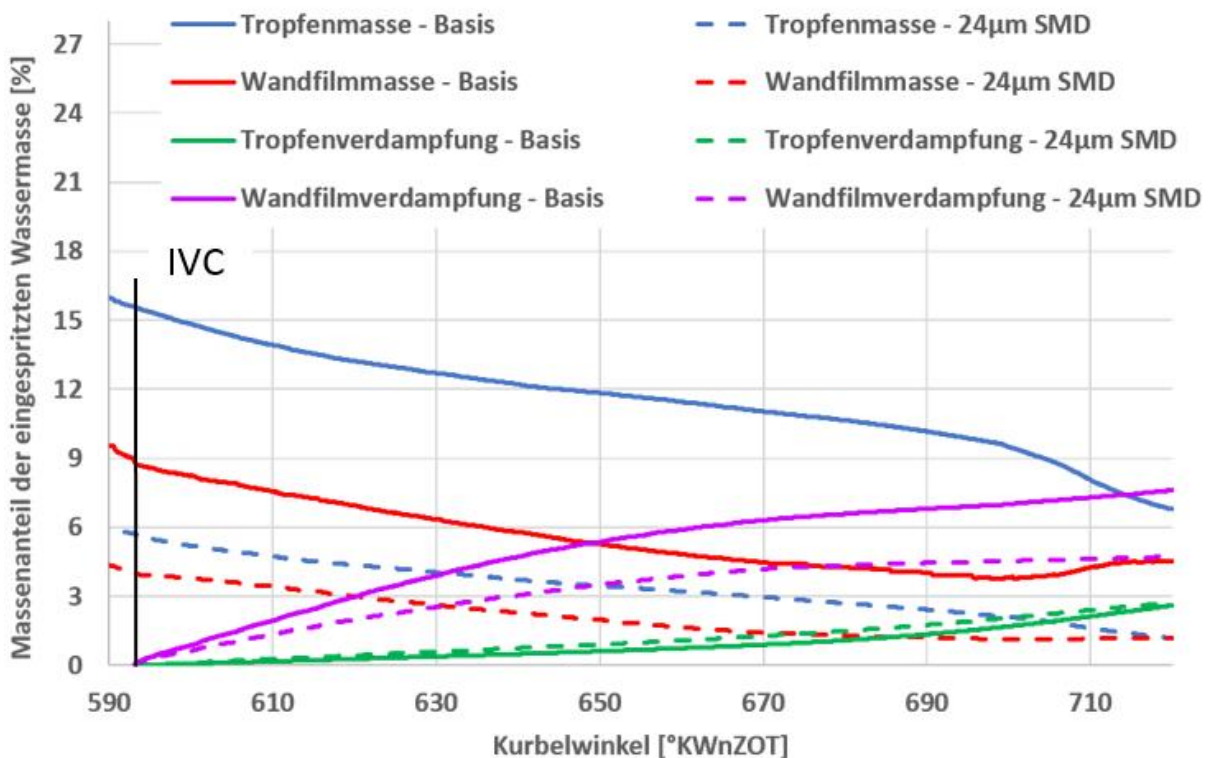


Abbildung 62: Massenbilanz der Simulationsdomäne Brennraum

Aufgrund der geringeren Wandfilmmasse im Brennraum bzw. an der Zylinderlaufbahn, konnte das Verhältnis zwischen Tropfenverdampfung und Wandfilmverdampfung zugunsten der Tropfenverdampfung gesteigert werden. Dampf der aus Wandfilm erzeugt wird, führt aufgrund der abnehmenden Ladungsbewegung während der Kompression zu „Wasserdampfhotspots“ am oberen Totpunkt, siehe [Abb. 63](#) linkes Bild. Durch die räumlich verteilte Verdampfung der Tropfen kann eine gleichmäßigere Verteilung des Wasserdampfs erzeugt werden.

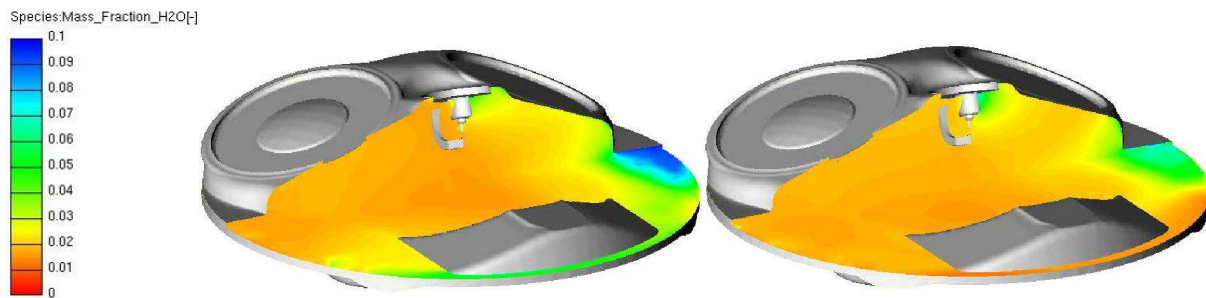


Abbildung 63: Vergleich des Wasserdampf-Massenbruchs am oberen Totpunkt (links: Basis; rechts: 24µm SMD)

Die gleichmäßigere Durchmischung der Dampfphase führt ebenfalls zu einer gleichmäßigeren Temperaturverteilung am Ende der Verdichtung, siehe [Abb. 64](#). Jedoch konnte die gemittelte Brennraumtemperatur zu Kompressionsende nicht weiter abgesenkt werden, siehe [Abb. 65](#).

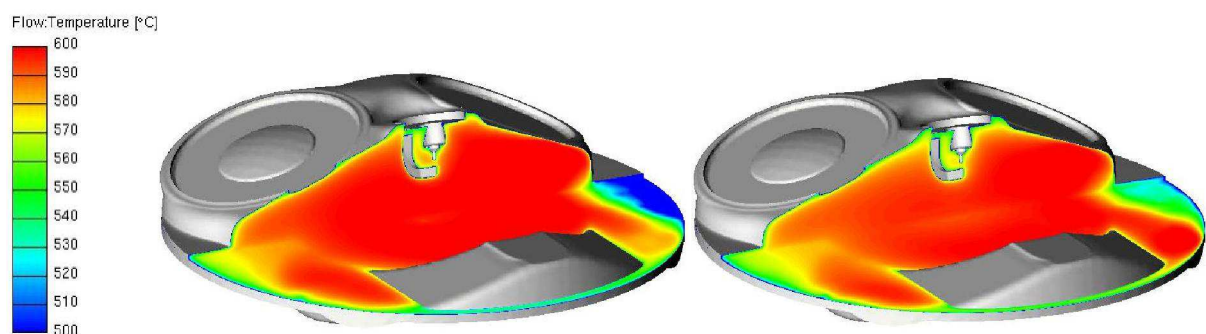


Abbildung 64: Temperaturverteilung am oberen Totpunkt (links: Basis; rechts: 24µm SMD)

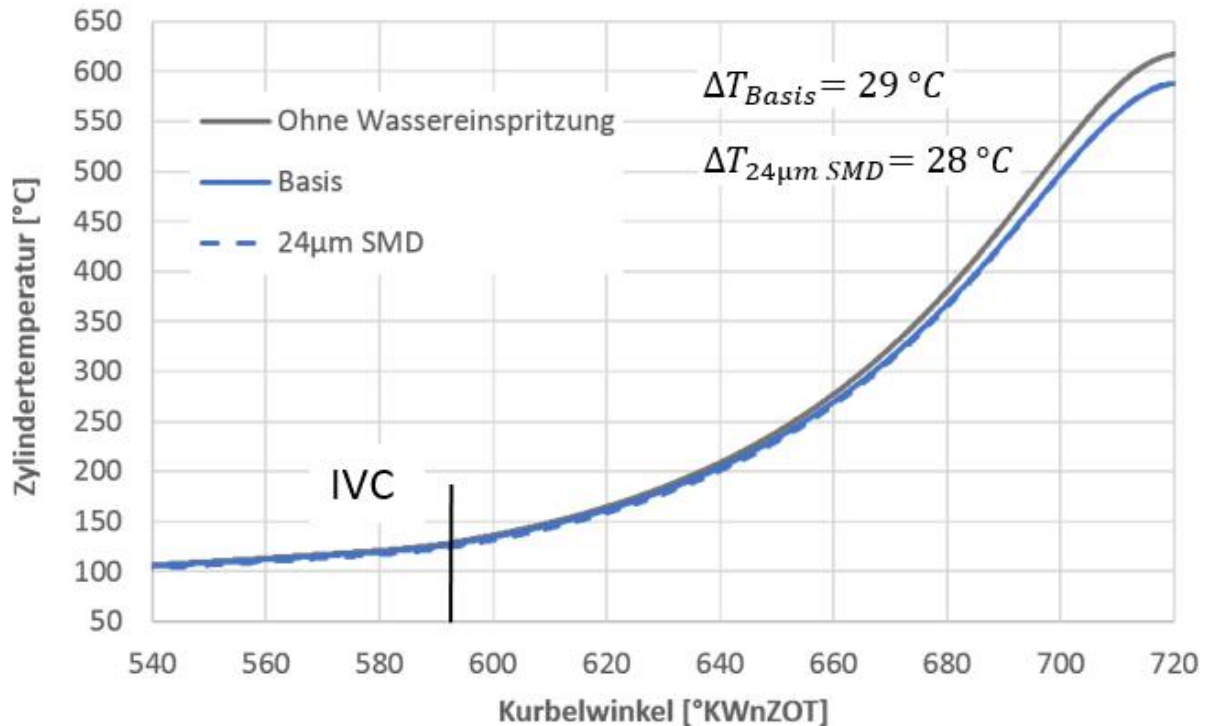


Abbildung 65: Temperaturverlauf im Brennraum während der Verdichtung

6.2.3.4. Einfluss des Injektortargetings

Der vorliegende Versuchsmotor hat, wie es für aufgeladene Ottomotoren üblich ist, eine sehr ausgeprägte Tumbleströmung. Generiert wird diese durch die sich verjüngende Saugrohrkanalgeometrie, sowie durch die gezielte Maskierung der unteren Einlassventilhälfte. Die daraus resultierende hohe Strömungsgeschwindigkeit im Saugrohr ist hauptverantwortlich für den Tropfentransport in Richtung der Zylinderlaufbahn, siehe [Abb. 66](#).

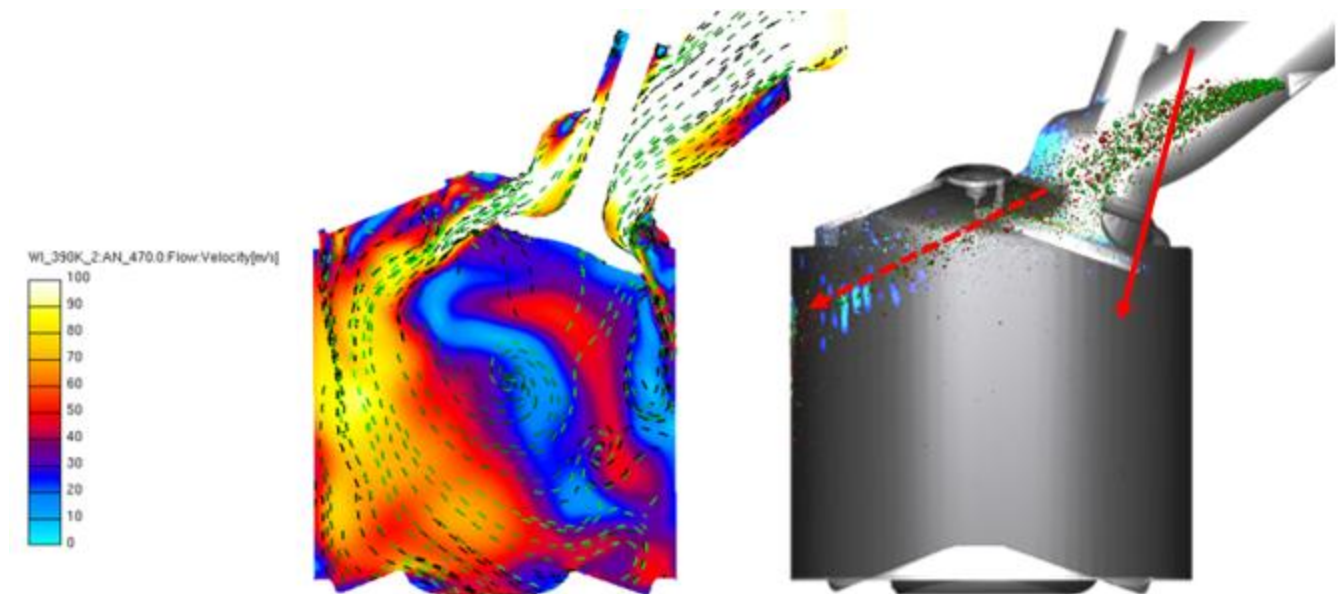


Abbildung 66: Strömungsfeld während des Einspritzvorgangs @ 470 °KWnZOT

Um den durch die Tumbleströmung verursachten Transport der Tropfen im Brennraum zu vermeiden, wird die Einspritzposition des Injektors auf die obere Kanalhälfte verlagert. Dies geschieht ohne Rücksicht auf die realen Einbaumöglichkeiten am Versuchsträger. Das neue Spraytargeting richtet sich nun auf die hintere Hälfte des Einlassventils, wie in der obigen Abbildung gezeigt. Ziel dieser Anordnung ist, den Großteil der Tropfenmasse über die hintere Hälfte des Einlassventils in den Brennraum zu transportieren, um so den Wandfilm-Hotspot an der gegenüberliegenden Zylinderwand zu verringern. Das Targeting gestaltet sich in dieser Einbaukonfiguration als besonders schwierig, weil aus Sicht des Injektors das geöffnete Einlassventil kein freies Einspritzfenster in den Brennraum ermöglicht.

Die Berechnungsergebnisse zeigen jedoch, dass der Impuls des mit 7 bar eingebrachten Sprays zu gering ist, um weit genug in die Kanalströmung einzudringen. In Folge der Sprayablenkung wird das Einlassventil zentral getroffen. Dies führt zu einer massiven Wandfilmbildung an den Ventilen, siehe [Abb. 67 und 68](#).

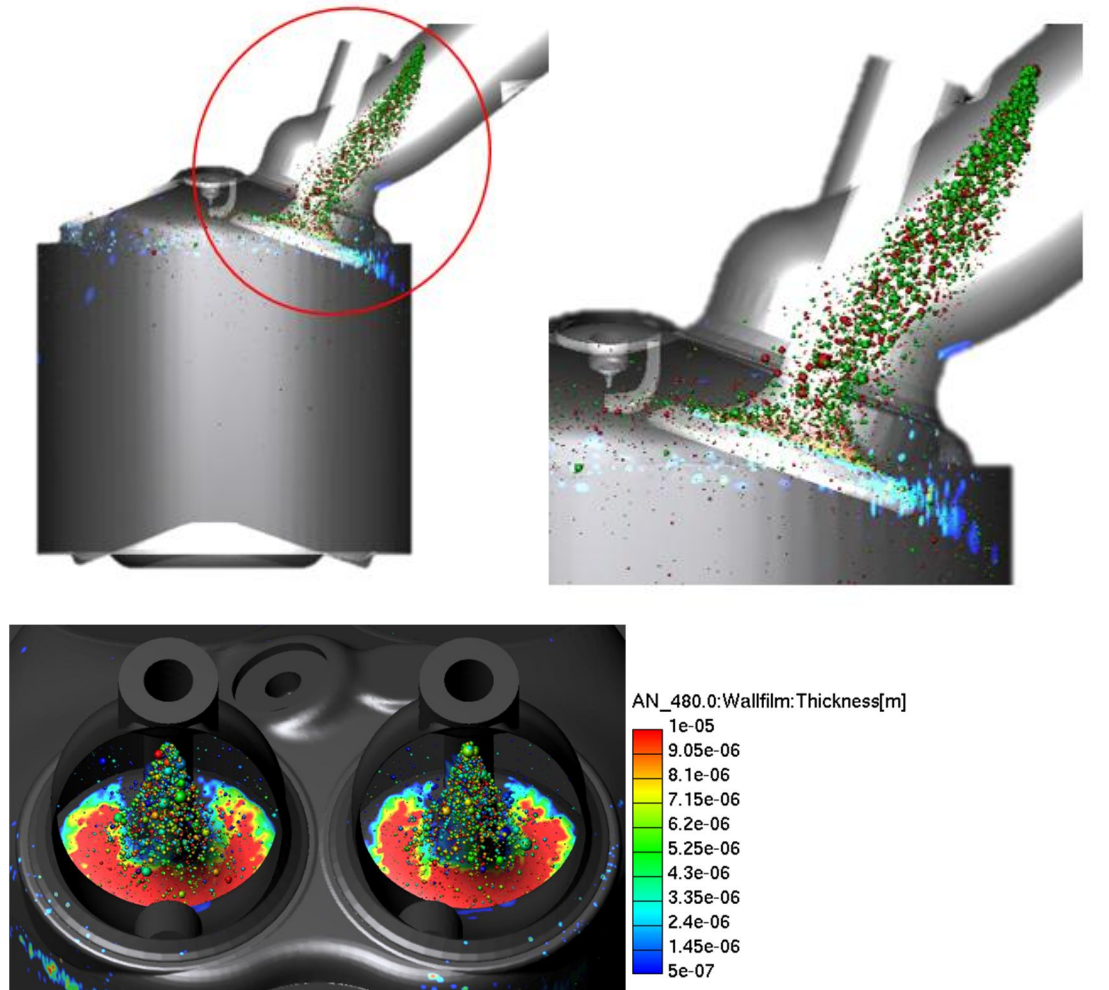


Abbildung 67: Ablenkung des Sprays durch das Strömungsfeld

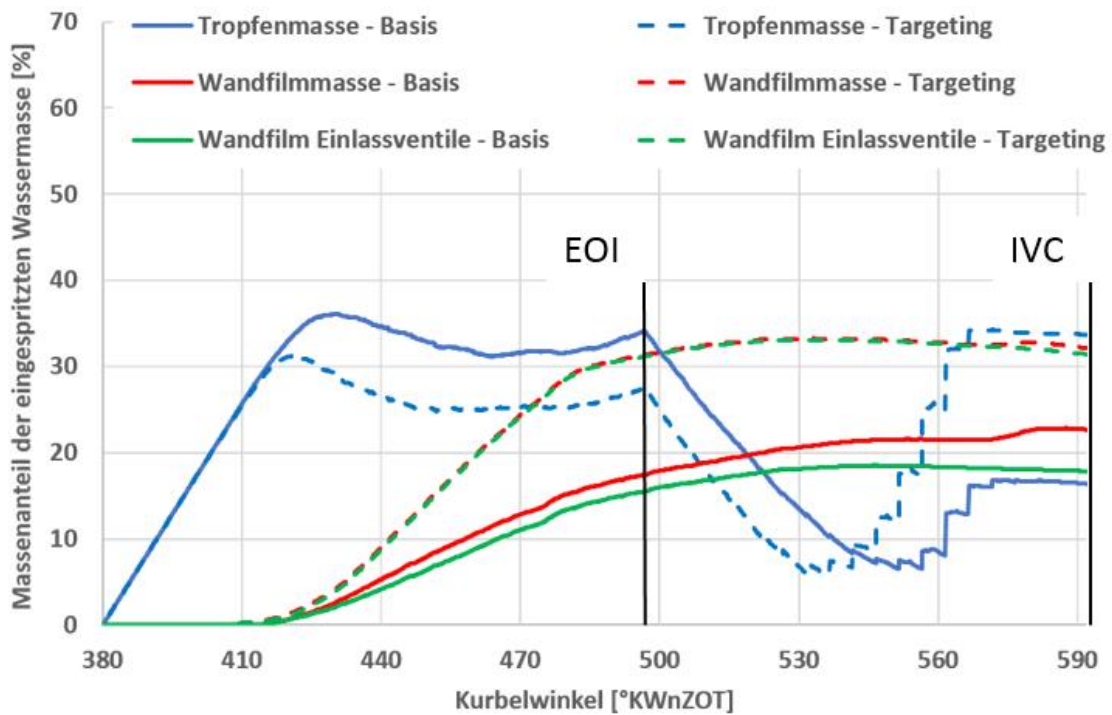


Abbildung 68: Massenbilanz des Systems Saugrohr

Die vom Ventil abprallenden Tropfen werden nahezu gleichmäßig über den Umfang des Ventils in den Brennraum eingebracht. Dies führt zur signifikanten Reduktion der Wandfilmbildung an den Zylinderwänden. Jedoch muss beachtet werden, dass die gesamte eingebrachte flüssige Wassermasse in diesem Fall sehr gering ausfällt, siehe [Abb. 69](#).

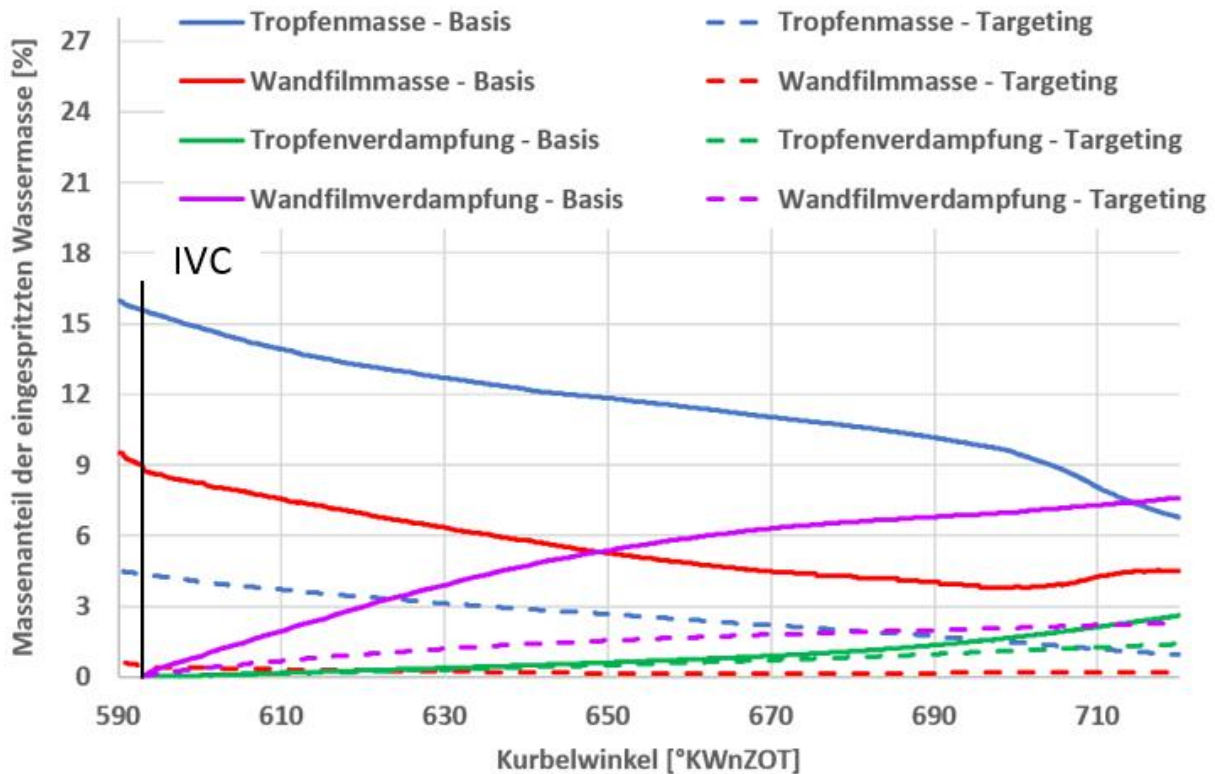


Abbildung 69: Massenbilanz über das System Brennraum nach "Einlass-Schluss"

Aufgrund des relativ hohen Anteils an Tropfenverdampfung und der Vermeidung des Wandfilmhotspots an der Zylinderlaufbahn, konnte eine sehr gleichmäßige Verteilung des Dampf-Massenbruchs erreicht werden, siehe [Abb. 70](#). Als Folge dessen liegt ein vergleichsweise homogenes Temperaturfeld am oberen Totpunkt vor, siehe [Abb. 71](#).

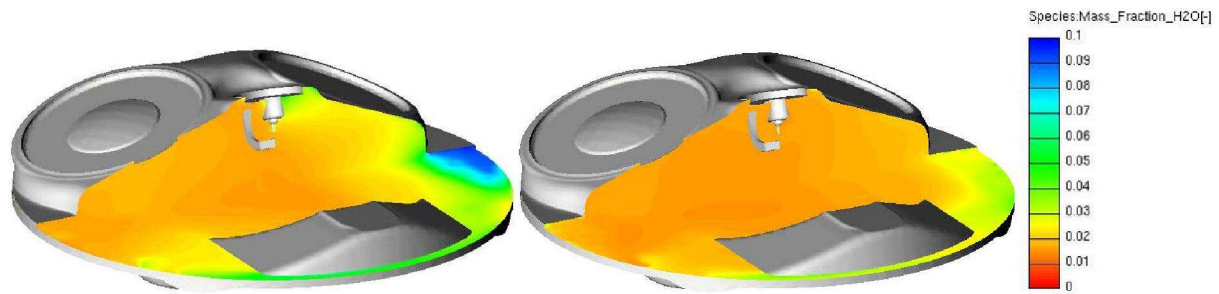


Abbildung 70: Verteilung des Wasserdampf-Massenbruchs am oberen Totpunkt (links: Basis; rechts: Targeting)

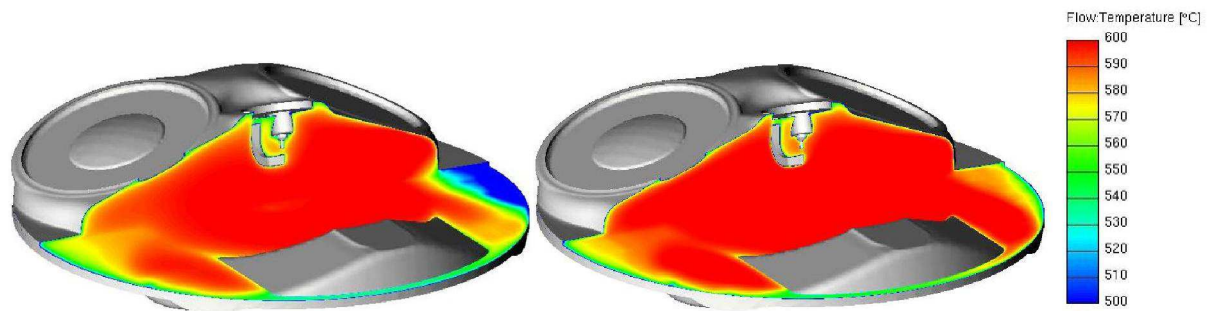


Abbildung 71: Temperaturverteilung am oberen Totpunkt (links: Basis; rechts: Targeting)

Als Folge der geringen gefangenen Tropfenmasse im Brennraum und der daraus resultierenden geringen absoluten Tropfenverdampfung, konnte die Kühlwirkung der Basiskonfiguration nicht erreicht werden, siehe Abb. 72.

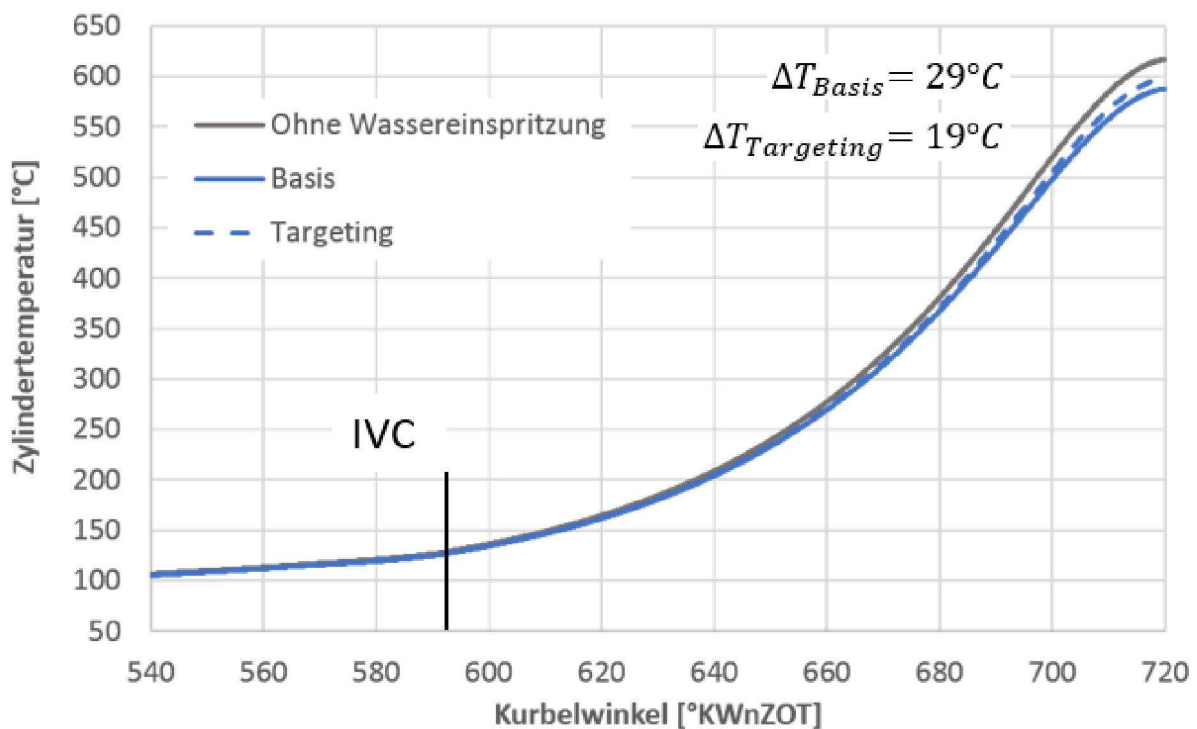


Abbildung 72: Temperatur im Brennraum während der Verdichtung

6.2.4. Ergebnisse mit ventilderferner Einspritzposition

Bei den Ergebnissen der ventilt nahen Einspritzposition wurde neben der Zylinderlaufbahn vor allem auch das Einlassventil mit Wasser benetzt. Die Wassermasse, die auf den Ventilen als Wandfilm zurück bleibt, kann erst im nächsten Zyklus genutzt werden. Die bis zu diesem Zeitpunkt verdampfte Wandfilmmasse kühlt die benetzten Bauteile und damit nur indirekt die Prozessluft für das nächste Arbeitsspiel. Um die Effektivität der Wassereinspritzung zu erhöhen, ist es somit nötig die Bildung von Wandfilmen zu vermeiden.

Die Idee hinter der ventilt nahen Einspritzposition ist, dass der Spray direkt auf den Ventilsplatt ausgerichtet werden kann. Durch den geringen Abstand zwischen Injektor und Ventil kann der Spray nicht den gesamten Querschnitt des Ventilsplatts nutzen. Der Ventilsteg verringert noch zusätzlich den nutzbaren Querschnitt, siehe Abb. 73.

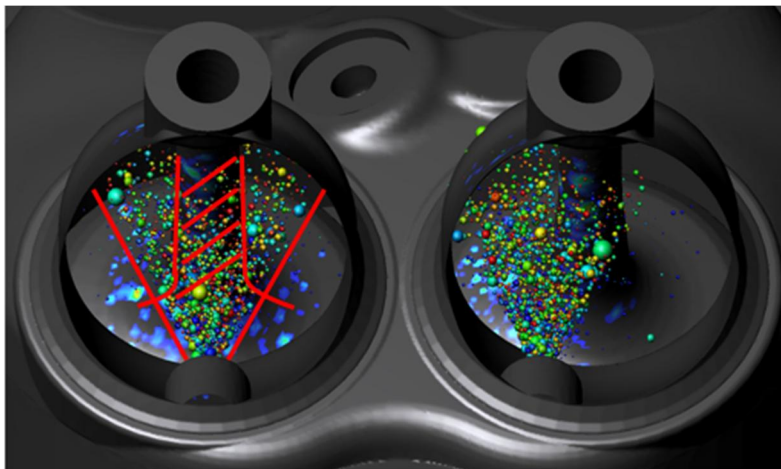


Abbildung 73: Verlust der nutzbaren Querschnittsfläche durch den Ventilsteg bei ventilt naher Injektorposition

Um diesen Umstand zu vermeiden, wird nachfolgend eine alternative Einspritzstrategie untersucht. Dabei wird der Injektor weiter stromaufwärts positioniert und zwar am Beginn des Einlasskanals im Zylinderkopf. Ziel des größeren Abstands ist die gleichmäßige Verteilung der Tropfen über den Querschnitt des Saugrohrs. Um diesen Effekt weiter zu unterstützen, wurde ein alternativer Injektor mit größerem Spraywinkel gewählt. Die Spraydaten wurden von der Firma BOSCH zu Verfügung gestellt und sind in Tabelle 10 zusammengefasst.

Tabelle 10: Gegenüberstellung der Injektordaten

	Injektor 1 – ventilmah	Injektor 2 - ventilfern
Injektorbezeichnung	B280 436 820-10	B280 436 636-17
Spray SMD	72 μm	55 μm
Spraywinkel	32 °	56 °
Q_{stat}	489,5 g/min	165 g/min
Einspritzgeschwindigkeit	22,5 m/s	19,5 m/s

Um den Einfluss unterschiedlicher Einspritztimings zu eliminieren wurde der Massenstrom des neuen Injektors auf das Niveau des Injektor 1 gesetzt.

Die Simulationsergebnisse zeigen deutlich die geringere Wandfilmbildung am Einlassventil infolge der gleichmäßigeren Tropfenverteilung im Saugrohr während des Saughubs, siehe Abb. 74, 75 und 76. Die Wandfilmbildung setzt bei der ventilfernen Einspritzung um etwa 20 °KW später ein. Dies entspricht der verlängerten Flugzeit der Tropfen im Einlasskanal. Aufgrund der gerichteten Strömung bleibt die Interaktion der Tropfen mit der Kanalwand gering. Die verlängerte Verweilzeit der Tropfen im Saugrohr zeigt bezüglich der Tropfenverdampfung jedoch keinen signifikanten Einfluss, siehe Abb. 77. Als Nebeneffekt der erhöhten Distanz kann die eingebrachte Tropfenmasse nicht mehr vollständig abgesaugt werden. Somit ist das theoretische Potenzial für die Einbringung hoher Wassermassen in den Brennraum bei ventilferner Einspritzung geringer.

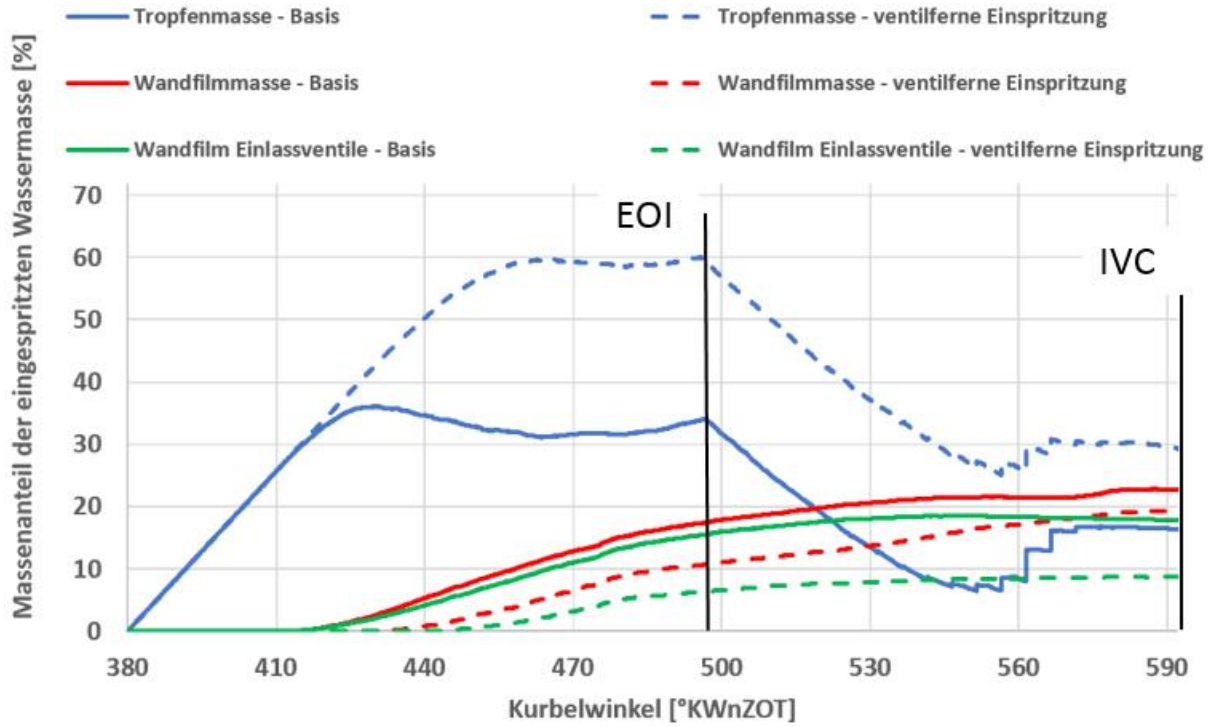


Abbildung 74: Geringere Wandfilmbildung am Einlassventil bei ventilferner Einspritzstrategie

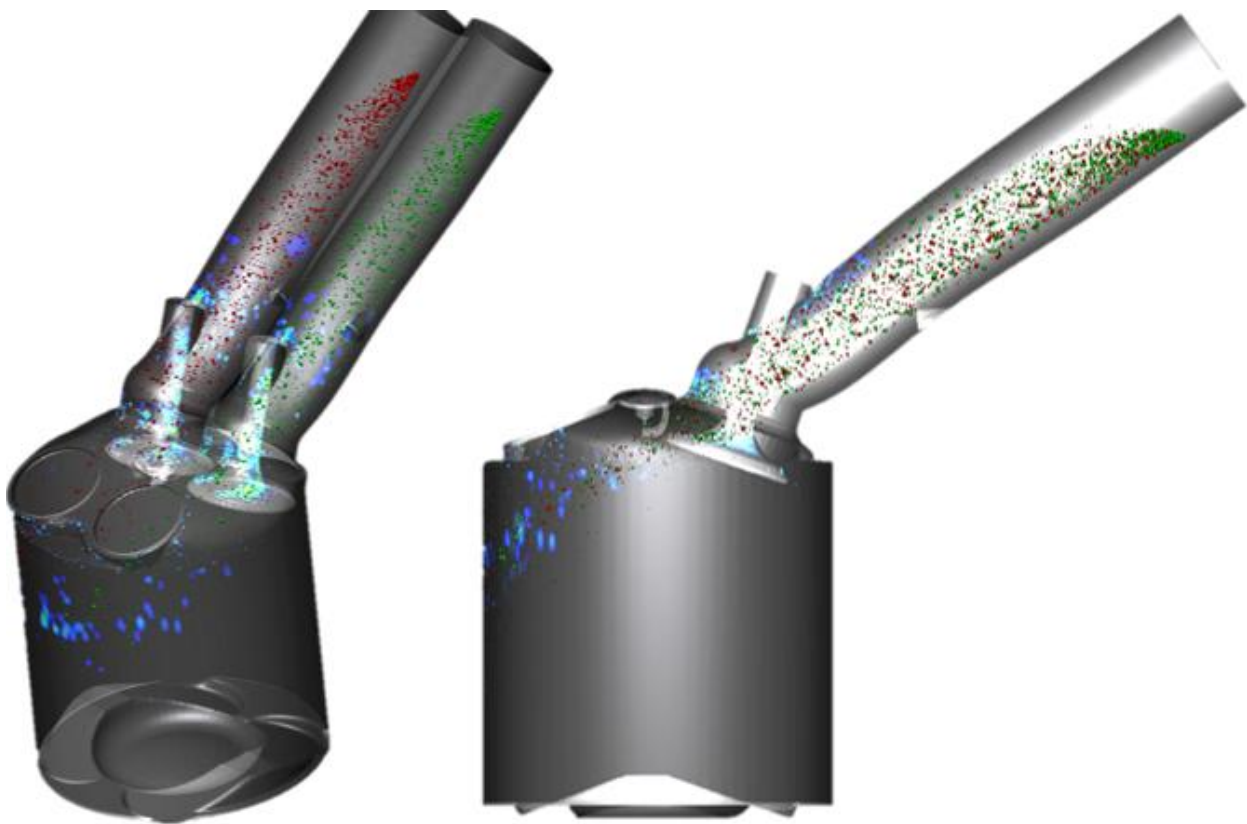


Abbildung 75: Verteilung der Tropfen über den Saugrohrquerschnitt @ 490 °KWnZOT (ventilferne Einspritzung)

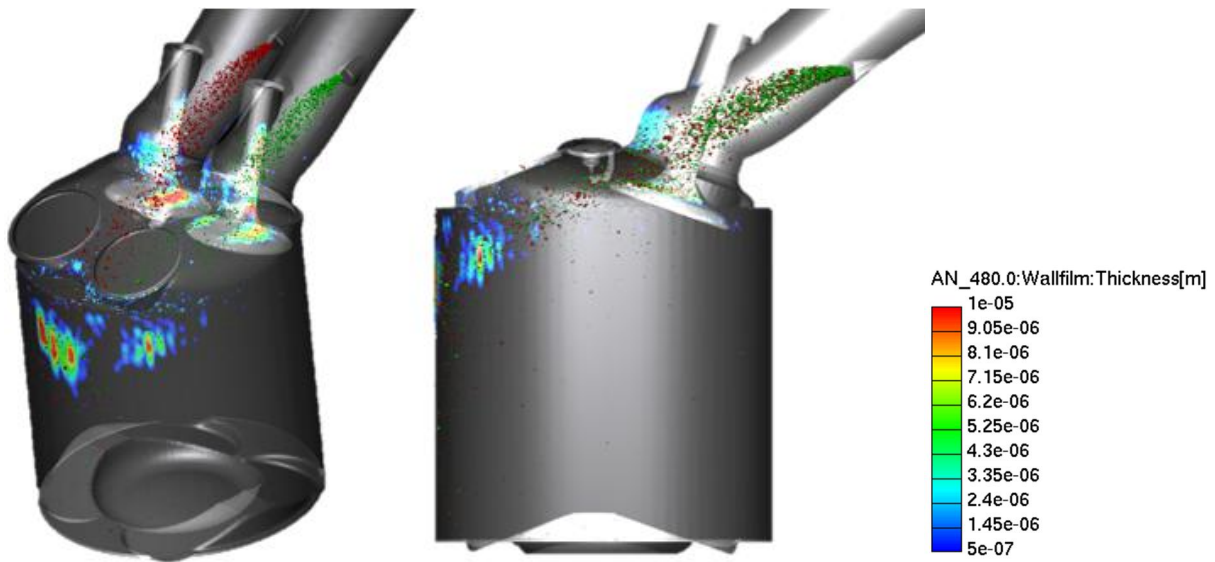


Abbildung 76: Verteilung der Tropfen über den Saugrohrquerschnitt @ 490 °KWnZOT (Basis)

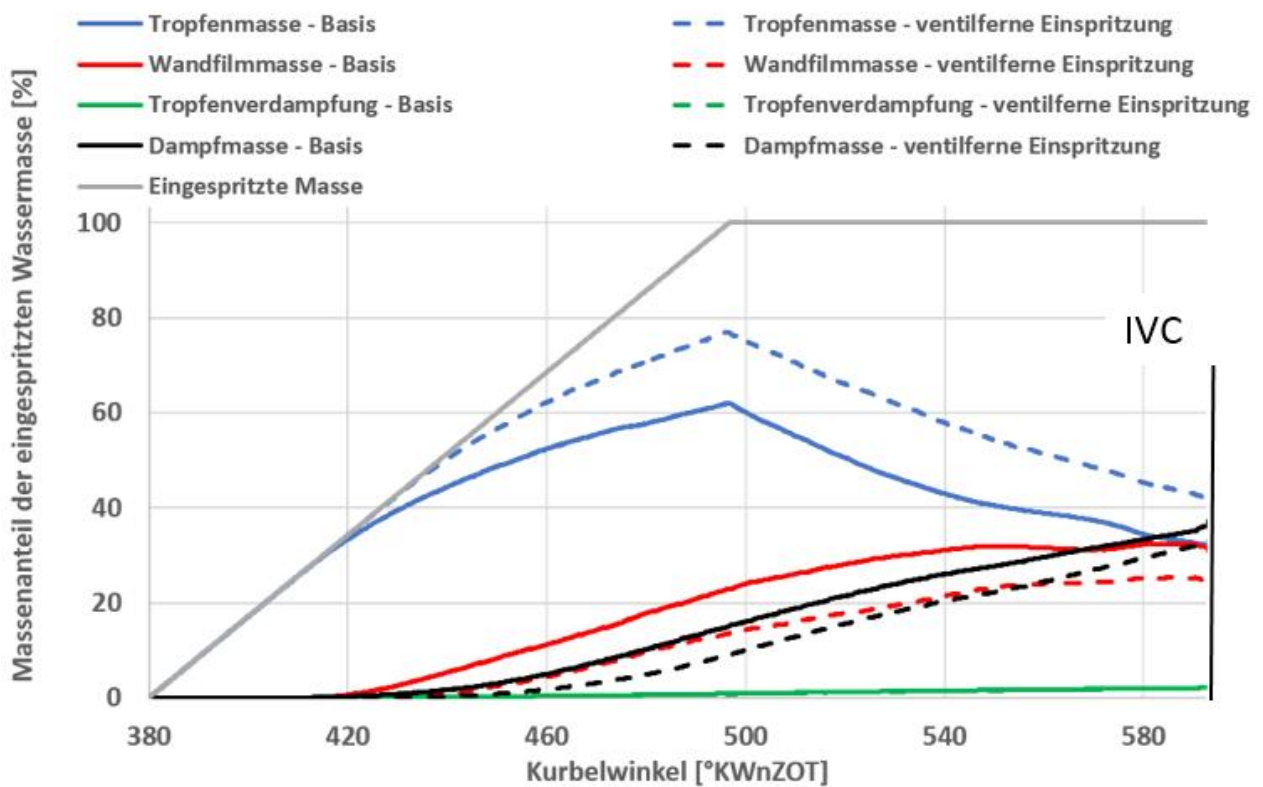


Abbildung 77: Massenbilanz über das System Saugrohr und Brennraum bis "Einlass-Schluss"

Die approbierte gedruckte Originalversion dieser Diplomarbeit ist an der TU Wien Bibliothek verfügbar. The approved original version of this thesis is available in print at TU Wien Bibliothek.

Die verbleibenden, nicht abgesaugten Tropfen bilden gegen Ende des Saughubs an den Kanalwänden und Ventilen Wandfilm aus. In Summe bleibt in der Simulation aufgrund der identen Einspritzzeiten etwa 7 % mehr Wassermasse im Saugrohr zurück. Dies entspricht dem etwas niedrigeren Niveau der Flüssigphase im Brennraum, siehe [Abb. 78](#).

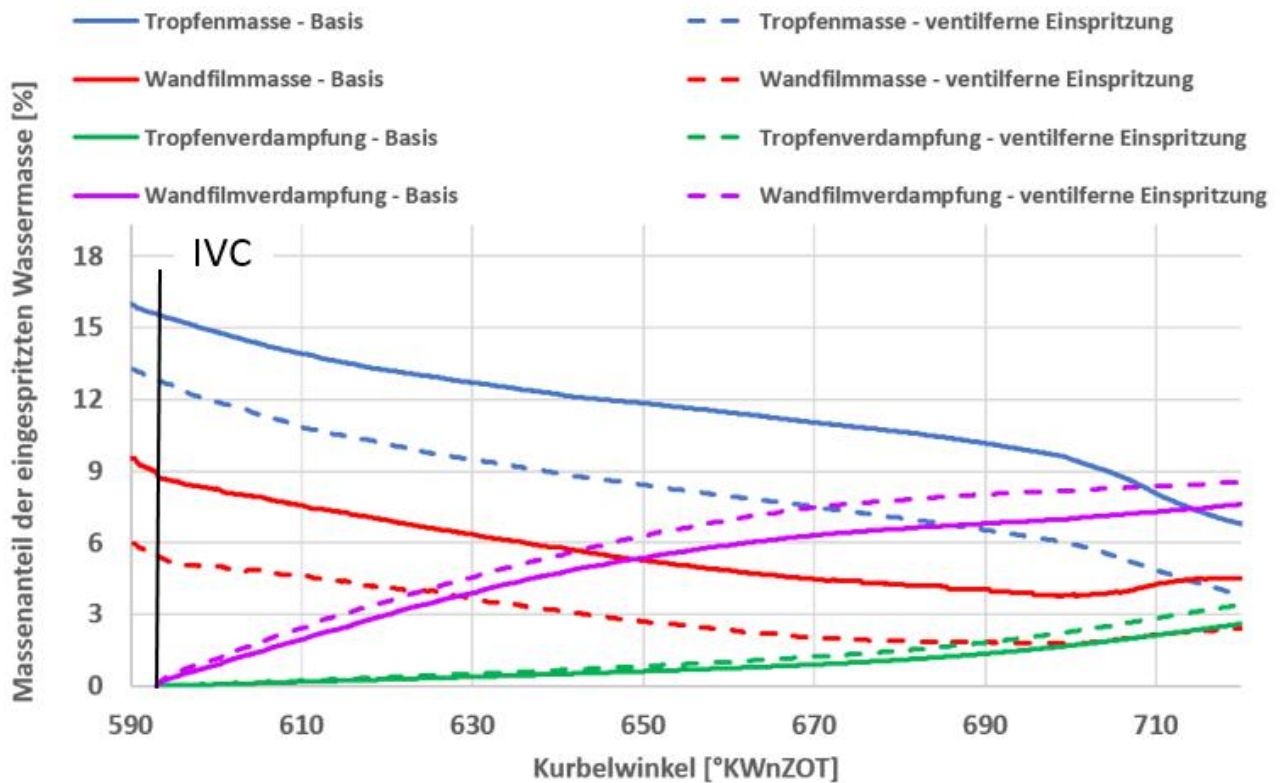


Abbildung 78: Massenbilanz über das System Brennraum

Durch die gleichmäßigere Verteilung der Tropfen über den Einlassventilspalt bildet sich eine größere Wandfilmfläche an der Zylinderlaufbahn aus. Die dadurch erhöhte Wandfilmverdampfung, liegt in dem höheren übertragbaren Wärmestrom begründet. Die geringere Tropfenmasse kann durch den etwas geringeren SMD des Injektors 2 kompensiert werden. Es zeigt sich jedoch, dass beide Einspritzkonfigurationen sich im Verdampfungsverhalten ähnlich sind. Dies ist auf die dominante Tumbleströmung und den damit verbundenen Tropfentransport zurück zu führen. Damit ergeben sich auch ähnliche Zustände am Ende der Kompression, siehe [Abb. 79 und 80](#).

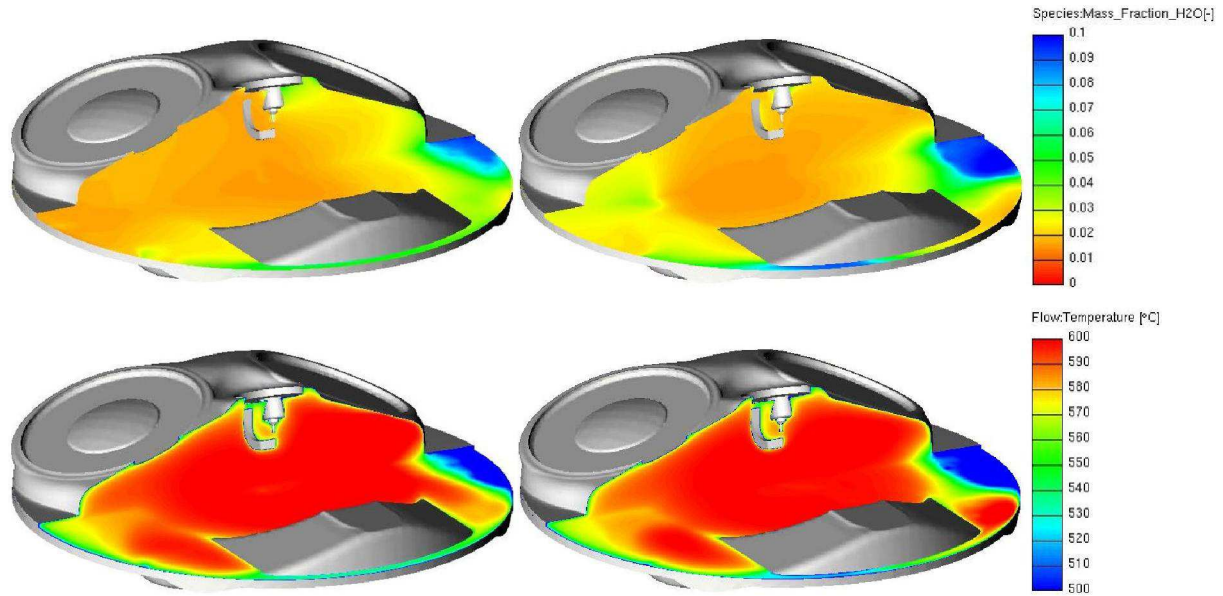


Abbildung 79: Vergleich der Wasserdampf- und der Temperaturverteilung am oberen Totpunkt (links: Basis; rechts: ventilferne Einspritzung)

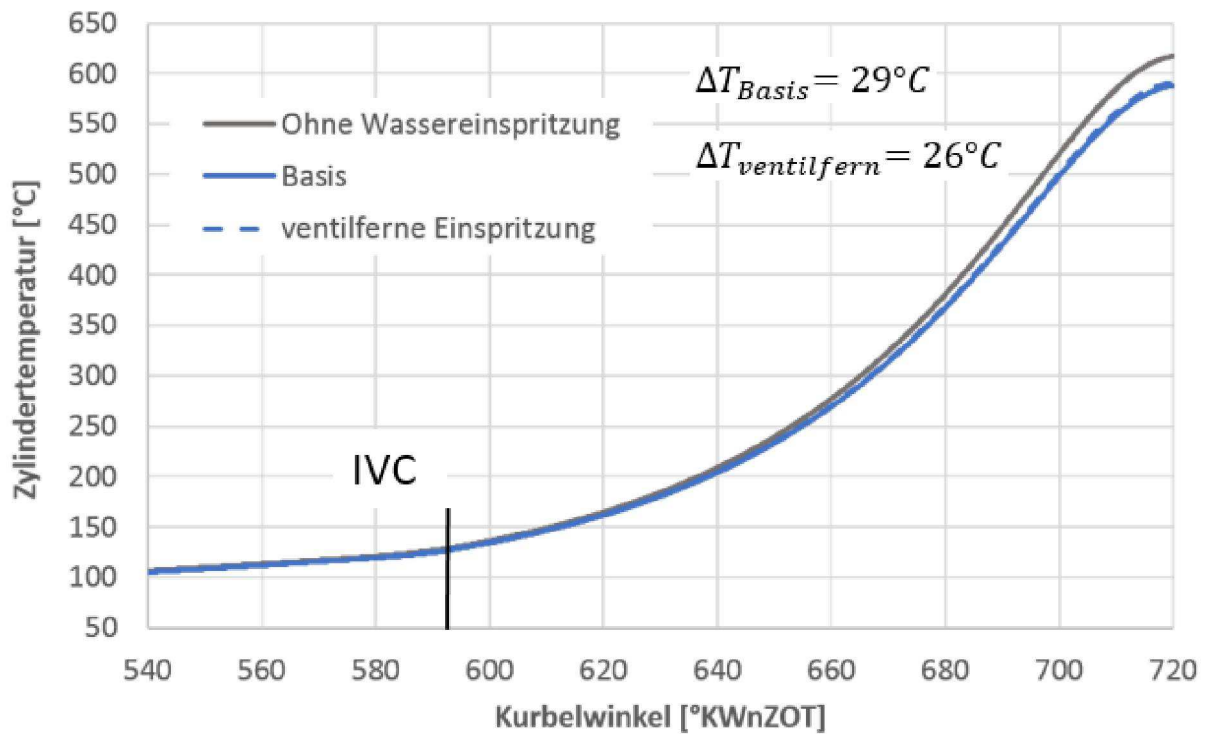


Abbildung 80: Vergleich der Temperatur im Brennraum während der Kompression

Die approbierte gedruckte Originalversion dieser Diplomarbeit ist an der TU Wien Bibliothek verfügbar. The approved original version of this thesis is available in print at TU Wien Bibliothek.

6.2.5. Zusammenfassung der Ergebnisse am Motormodell

Es wurden unterschiedliche Einspritzkonfigurationen im Saugrohr im Hinblick auf die Wandfilmbildung und Gemischaufbereitung untersucht. In Tabelle 11 sind die Spray-Randbedingungen nochmals zusammengefasst.

Tabelle 11: Spray-Randbedingungen aller dargestellten Rechnungen

	Basiskonfig.	24µm SMD	Targeting	Ventilferne Einspritzung
Injektorbezeichnung	B280 436 820-10	generisch	B280 436 820-10	generisch
Spray SMD	72 µm	24 µm	72 µm	55 µm
Spraywinkel	32 °	32 °	32 °	56 °
Qstat	489,5 g/min	489,5 g/min	489,5 g/min	489,5 g/min
Injektorposition	ventilnahe Position	ventilnahe Position	ventilnahe – von oben	ventilferne Position
Einspritzgeschwindigkeit	22,5 m/s	22,5 m/s	22,5 m/s	19,5 m/s

Die Auslegung auf eine hohe Tumblezahl im Brennraum generiert im Saugrohr hohe Strömungsgeschwindigkeiten, verursacht durch die teilweise „Maskierung“ des Einlassventils. Diese „Tumbleströmung“ zeigte sich in den Simulationen als dominanter Einflussfaktor bezüglich der Bildung von Wandfilmen. Die Tropfen wurden durch die Tumbleströmung in Richtung der den Einlassventilen gegenüberliegenden Bereich der Zylinderwand beschleunigt, wo sie anschließend die Wand benetzten. Dies führte zu einer inhomogenen Verteilung des Wasserdampfs am oberen Totpunkt, siehe Abb. 81.

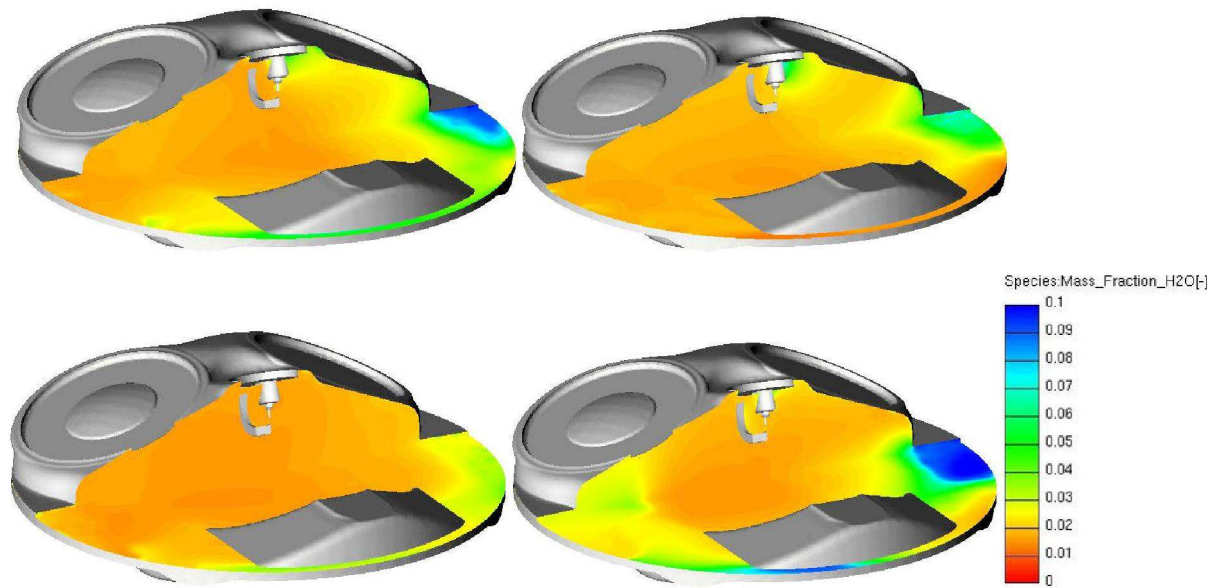


Abbildung 81: Wasserdampfverteilung am oberen Totpunkt (l.o nach r.u.: Basis, 24µm SMD, Targeting, ventilferne Einspritzung)

Die Ausnahme hierfür bildet die Einspritzung in die „Gegen-Tumble“ Richtung („Targeting“). Diese führte nicht zu einer Ausbildung eines Wasser-Hotspots an der Zylinderwand. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass die im Brennraum gefangene Wassermasse um ein vielfaches kleiner war, als bei den übrigen Varianten. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse ist in Tabelle 12 dargestellt.

Tabelle 12: Auszug aus den Ergebnissen

Parameter/Varianten	Basiskonf.	24µm SMD	Targeting	Ventilferne Einspritzung
Tropfenverdampfung: Im gesamten Rechengebiet bis IVC	2,7 %	4,6 %	2,3 %	2,1 %
Tropfenverdampfung: Im Brennraum von IVC bis zOT	2,6 %	2,7 %	1,4 %	3,4 %
$m_{Tropfen, BR} @ IVC$	15,6 %	5,8 %	4,4 %	12,8 %
$m_{Tropfen, BR} / m_{WF, BR} @ IVC$	1,7	1,4	8,8	2,3
Abkühlung - ΔT_{zOT}	29 °C	28 °C	19 °C	26 °C

% ... Prozent bezogen auf die gesamte eingespritzte Wassermasse

Die Ergebnisse lassen darauf schließen, dass das Verhältnis der gefangenen Tropfenmasse zu der gebildeten Wandfilmmasse im Brennraum zu „Einlass-Schluss“ mit größerem Abstand zum Einlassventil verbessert wird. Weiters zeigt sich ein klarer Zusammenhang zwischen der gefangenen Tropfenmasse und der erzielten Abkühlung zum Kompressionsende, siehe Abb. 82.

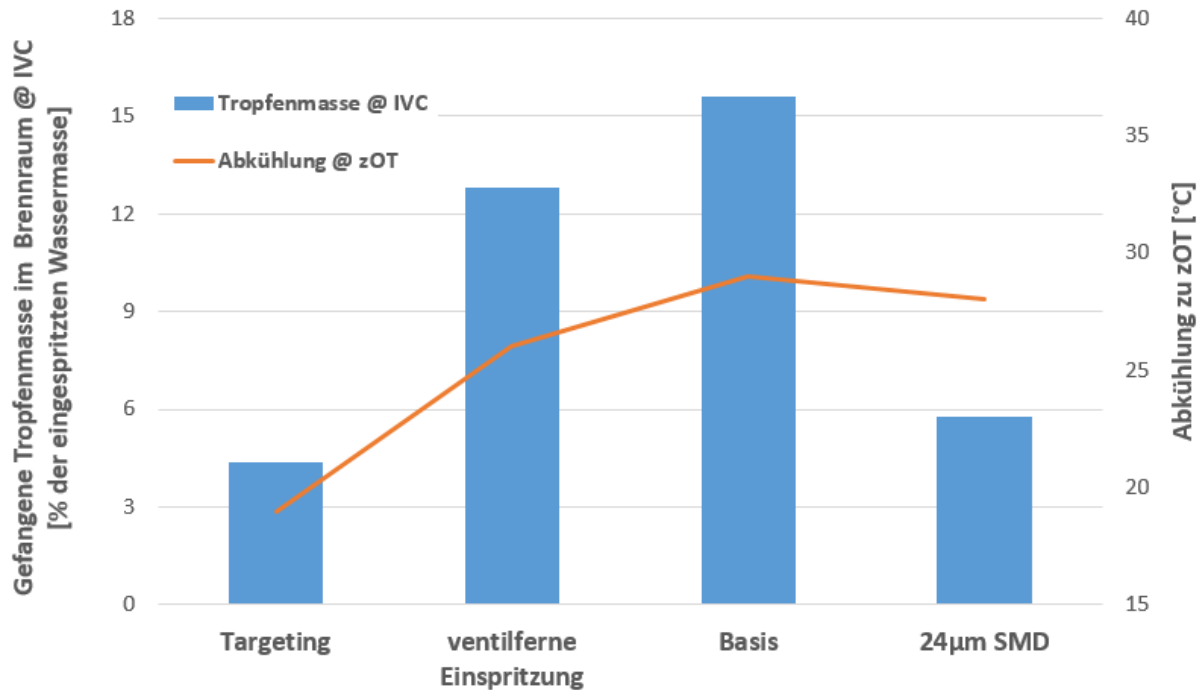


Abbildung 82: Zusammenhang zwischen der gefangenen Tropfenmasse und der erzielten Abkühlung zum Kompressionsende

Lediglich die Variation mit sehr kleinen Tropfendurchmessern zeigt in dem in der Grafik ersichtlichen Trend einen unerwartet hohen Abkühlungseffekt. Durch das höhere Oberflächen/Volumen-Verhältnis des Tropfenspektrums wird der Wärmeübergang am fliegenden Tropfen begünstigt. Die Gegenüberstellung in der obigen Abbildung zeigt deutlich das Potenzial kleiner Tropfen auf.

6.2.5.1. Anmerkungen zu den CFD-Ergebnissen am Motormodell

Gegen Ende der Untersuchungen ist im verwendeten CFD-Code von AVL ein Fehler im Speziestransport-Modul entdeckt worden. Dies führte dazu, dass beim Phasenübergang von flüssigem Wasser in Dampf zusätzlich CO_2 entstanden ist, siehe Abb. 83.

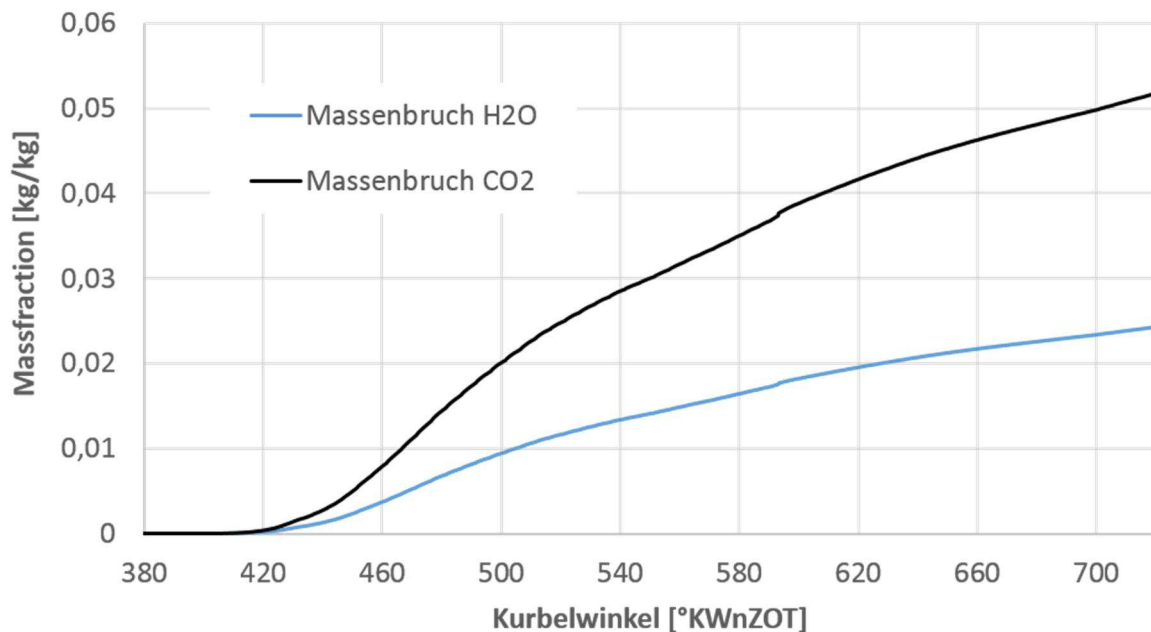
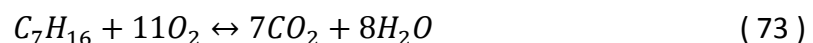


Abbildung 83: CO_2 -Entstehung beim Phasenübergang

Bei genauerer Betrachtung der Massenbrüche ist aufgefallen, dass zwischen den Kurven ein konstanter Faktor von 2,1375 zu beobachten ist. Dies lässt vermuten, dass beim Phasenübergang von flüssigen Wasser in Dampf im CFD-Code fälschlicherweise von einer idealen n-Heptan Verbrennung ausgegangen wird, siehe Gleichung (73) und (74).



$$\text{Faktor} = \frac{m_{\text{CO}_2}}{m_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{n_{\text{CO}_2} \cdot M_{\text{CO}_2}}{n_{\text{H}_2\text{O}} \cdot M_{\text{H}_2\text{O}}} = 2,1375 \quad (74)$$

Kohlendioxid weist jedoch im Vergleich zu Wasser einen niedrigeren Isentropenexponenten auf, siehe Tabelle 13.

Tabelle 13: Gegenüberstellung der kalorischen Daten von Wasserdampf und Kohlendioxid [14], [17], [18]

25°C / 1bar	Kohlendioxid	Wasserdampf
c_p [kJ/kgK]	0,8507	1,0420
c_v [kJ/kgK]	0,6574	0,7473
κ [-]	1,294	1,394
127°C / 2.3bar		
c_p [kJ/kgK]	0,9451	2,1884
c_v [kJ/kgK]	0,7519	1,6238
κ [-]	1,257	1,348
592°C / 45bar		
c_p [kJ/kgK]	1,2061	2,3072
c_v [kJ/kgK]	1,0059	1,7781
κ [-]	1,199	1,298

Damit wird der kalorische Effekt des Gemisches in den Ergebnissen am Motormodell überschätzt. Die in den Simulationen auftretenden Kohlendioxid-Massenbrüche sind in Tabelle 14 zusammengefasst.

Tabelle 14: Auftretende Kohlendioxid-Massenbrüche in den simulierten Varianten

	Basiskonfiguration	24 μ m SMD	Targeting	Ventilferne Einspritzung
$\xi_{CO_2} - IVC$ [%]	3,76	3,42	3,33	3,31
$\xi_{CO_2} - zOT$ [%]	5,81	4,46	3,84	4,95
$\xi_{CO_2} - Mittel$ [%]	4,47	3,94	3,59	4,13

Um das weitere Vorgehen absichern zu können, wurde die Berechnung der Basiskonfiguration nach Behebung der Fehler wiederholt. Tabelle 15 zeigt den Unterschied der Berechnungsergebnisse auf.

Tabelle 15: Auswirkung des Kohlendioxids auf das Simulationsergebnis

	Basiskonfig. (ohne CO ₂)	Basiskonfig. (mit CO ₂)
T _{Ivc}	400,4 K	399,9 K
T _{ZOT}	873,9 K	861,2 K
$\bar{\kappa}_{Simulation}$	1,380	1,374
$\Delta T_{Simulation}$	14,3 °C	29 °C

Die Flüssigphase war von diesem Fehler nicht betroffen und daher bleiben die Ergebnisse zur Wandfilmbildung und Verdampfung valide.

Um die Auswirkungen des Kohlendioxids auf die Verdichtungsendtemperatur zu ermitteln, wurde das in Kapitel 4 gezeigte 1D-Modell um eine CO₂-Eindüsung erweitert. Damit können alle Berechnungsfälle mit und ohne Kohlendioxideinfluss berechnet werden.

Die Ergebnisse der 3D-Simulation wurden im Hinblick auf einen Multizyklus-Kreisprozess unter den folgenden Annahmen übertragen:

- Die Eindüsung von Kohlendioxid ist über den in Gleichung (64) gezeigten Faktor mit der Wassereinspritzung gekoppelt ($\dot{m}_{Wasser} = \dot{m}_{Kohlendioxid} * 2,1375$).
- Das eingebrachte Wasser verdampft unmittelbar nach der Einspritzung.
- Der Anteil des Wassers, der nicht zum Zünd-OT verdampft ist, wird nicht in das System eingespritzt. Dieses Wasser würde erst während der Verbrennung oder im Auslasskanal verdampfen und kann in dem vorliegenden Modell nicht berücksichtigt werden.
- Der Rückstand des Wassers im Saugrohr verdampft vollständig von den Bauteilwänden.
- Zur Kühlung des Prozessgases wird lediglich die Verdampfung aus den fliegenden Tropfen berücksichtigt. Die Verdampfungsenthalpie aus dem Anteil der Wandfilmverdampfung wird nicht mitgerechnet

$$(\Delta h_{v,1D-Modell} = \Delta h_{v,Wasser} * \frac{m_{Tropfenverdampfung}}{m_{Dampf_Gesamt}}).$$

Die unter diesen Randbedingungen ermittelten Ergebnisse sind in Tabelle 16 zusammengefasst.

Tabelle 16: Zusammenfassung der Ergebnisse der 1D-Simulation

	Basiskonfig.	24µm SMD	Targeting	Ventilferne Einspritzung
3D - Simulation				
$\Delta T_{3D,mit CO_2@-8,3^\circ KWnZOT}$	27,3 °C	27,4 °C	17,9 °C	24,3 °C
$\Delta T_{3D,ohne CO_2@-8,3^\circ KWnZOT}$	12,9 °C	--	--	--
1D - Simulation				
$\Delta T_{1D,mit CO_2@-8,3^\circ KWnZOT}$	21,4 °C	24,0 °C	19,9 °C	21,8 °C
$\Delta T_{1D,ohne CO_2@-8,3^\circ KWnZOT}$	11,9 °C	14,5 °C	10,1 °C	12,2 °C
Abweichung				
$\Delta T_{3D,mit CO_2}$ - $\Delta T_{1D,mit CO_2}$	5,9 °C	3,4 °C	-2,0 °C	2,5 °C
Mittlere Abweichung $\Delta T_{3D-1D,mit CO_2}$	2,45 °C			

Die Auswertung der Absenkung der Brennraumtemperatur ΔT_i im Vergleich zur Referenz ohne Wassereinspritzung⁶ erfolgte zum Zeitpunkt -8,3 °KWnZOT. Wie im Kapitel 4 bereits erwähnt, beginnt ab diesem Punkt die energetische Umsetzung des Kraftstoffs und verliert damit die Vergleichbarkeit mit den 3D Ergebnissen.

Vergleicht man die Ergebnisse der Basiskonfiguration des 1D- und des 3D-Modells ohne Kohlendioxid, so lässt sich eine minimale Abweichung von 1 °C erkennen. Dies bestätigt die Methodik für die Implementierung der CFD-Ergebnisse.

Die Abweichungen steigen mit der zusätzlichen Eindüsung von Kohlendioxid an. Der mittlere Fehler über alle Berechnungsfälle beträgt 2,45 °C und ist damit immer noch in einem vertretbaren Rahmen.

Vergleicht man die Ergebnisse der 1D-Simulation mit und ohne CO₂-Eindüsung, so lässt sich erkennen, dass die Wirkung der Wassereinspritzung in den vorliegenden Fällen, um etwa 10 °C überschätzt wird. An den Relationen zwischen den einzelnen Fällen ändert sich jedoch nichts. Damit bleiben die getroffenen Aussagen aus Kapitel 6.2. gültig.

⁶ Der Begriff Referenz bezieht sich immer auf die gleichen Randbedingungen ohne Wassereinspritzung. Im Falle der 3D-Simulation ist dies der reine Saughub. Im 1D-Modell ist die Referenz der stöchiometrische Betrieb.

7. Zusammenfassung

Vor dem Hintergrund der bevorstehenden Limitierung des CO₂-Ausstoßes von 95 gCO₂/km (2021) stehen vor allem Ottomotoren unter hohem Entwicklungsdruck [56]. Die damit einhergehende Forderung nach steigenden Wirkungsgraden in der Teillast, wird jedoch durch das Auftreten irregulärer Verbrennungen, wie zum Beispiel dem Motorklopfen an der Vollast, begrenzt. Bisher wurde dem Problem durch den Einsatz eines angereicherten Gemisches begegnet. Die daraus resultierende Erhöhung der limitierten Abgaskomponenten ist jedoch unerwünscht.

Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit das Substitutionspotenzial von Wasser, im Hinblick auf die Absenkung der Verdichtungsendtemperatur numerisch untersucht. Zu diesem Zweck wurde ein 1D-Modell, anhand von Messdaten der Firma BOSCH, in GT-Suite aufgebaut. An diesem Modell konnte eindrucksvoll das Potenzial der Wassereinspritzung gezeigt werden. Unter der Voraussetzung einer theoretisch idealen Verdampfung, konnte mit einer Wasserrate von 6 % die Absenkung der Luftzahl auf 0,9 vermieden werden. Es konnte ebenfalls gezeigt werden, dass ab einer Wasserrate von 7 % das Verdichtungsverhältnis von 10 auf 11 gesteigert werden kann, unter dem Gesichtspunkt gleicher Kompressionsendtemperaturen.

Der Effekt der Wassereinspritzung ist hauptsächlich in der hohen Verdampfungsenthalpie begründet. Dieser liegt etwa um den Faktor 5 über der von ROZ95. Die kalorische Beeinflussung des Prozessgases bleibt jedoch gering. Für eine valide Aussage an realen Motorapplikationen ist die Kenntnis über das Maß der Wandfilmbildung somit essenziell. Wasser, das an Bauteilwänden verdampft, entzieht den Großteil seiner Verdampfungsenthalpie der benetzten Oberfläche. Dies reduziert die Wirksamkeit zur Kühlung des Prozessgases.

1D-Modelle können solche Information konzeptbedingt nicht liefern. Aus diesem Grund wurde ein 3D-CFD Modell des untersuchten Motors erstellt, um den Einfluss der Einspritzung auf die Gemisch- und Wandfilmbildung detailliert analysieren zu können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zusätzlich der Einfluss der Einspritzposition und -richtung, sowie die Tropfengrößenverteilung untersucht.

Aus den Berechnungen konnte folgendes Verhalten des Modells beobachtet werden:

- Das niedrige Temperaturniveau während des Saughubs führte zu geringen Verdampfungsraten des Wassersprays.
- Die vorliegende, und für aufgeladene Motoren notwendige, ausgeprägte Tumbleströmung führte zur Wandfilmbildung an Einlassventil und der Zylinderlauffläche.
- Erst während des Kompressionshubs, und des damit verbundenen Anstiegs der Gastemperatur, stieg die Tropfenverdampfung signifikant an. Damit konnte eine Korrelation zwischen der gefangenen Tropfenmasse zu „Einlass-Schluss“ und der erzielten Abkühlung gefunden werden.

Bei der untersuchten Wasserrate von 60 % lag am oberen Totpunkt noch Wasser in flüssiger Form im Brennraum und im Saugrohr vor. In den berechneten Varianten konnte eine Wasserrate von 2 % - 4 % direkt aus dem Tropfen verdampft werden. Mit sinkenden Spray-SMD konnte ein Anstieg der Tropfenverdampfung beobachtet werden. Aufgrund des geringeren Impulses der Tropfen wurde ein effektives Spraytargeting erschwert, was zu einem Anstieg der Wandfilmbildung am Einlassventil führte.

Trotz der deutlichen Variation der Einspritzkonfigurationen führten alle Maßnahmen zu einem relativ ähnlichen Ergebnis. Dies ist auf die wandfilmdominante Verdampfung aller Berechnungsfälle zurückzuführen. Dieses Verhalten konnte auch am Motorprüfstand der Firma BOSCH beobachtet werden.

8. Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wirkung der Wassereinspritzung auf die Verdichtungsendtemperatur betrachtet. Es wurden ein 1D- und ein 3D-Modell erstellt und die Wechselwirkungen während der Gemischbildung aufgezeigt. Es konnte gezeigt werden, dass eine eindimensionale Modellierung ohne Kenntnis der Wandfilmbildung und Verdampfung ungeeignet ist. Die rechnerintensive dreidimensionale Modellierung bietet hier die Möglichkeit diese Phänomene abzubilden und damit die Genauigkeit der Vorhersage zu verbessern.

Schwerpunkt der vorliegenden CFD-Modellierung war die Abbildung der korrekten Spray-Wand-Interaktion des eingespritzten Wassers. Für ein vollständiges Verständnis der Wirkungsweise der Wassereinspritzung ist die Betrachtung der Verbrennung der nächste logische Schritt. Die damit erforderliche kombinierte Eindüsung von Wasser und Kraftstoff weist dabei zusätzlich das Potenzial auf, die Ergebnisgüte der Gemischbildung und Verdampfung in der realen Motorapplikation zu verbessern. Die Akkumulation von Wandfilmgemischen, sowie deren Verdampfungsverhalten und die sich daraus ergebende Auswirkung auf die Gemischbildung wären dabei von besonderer Relevanz.

Die Modellierung der Verbrennung würde ebenfalls eine Beurteilung des inhomogenen Temperaturfelds zu Kompressionsende zulassen. Die Wechselwirkung mit vorliegenden „Klopferden“ wäre hier von besonderem Interesse. Ebenso relevant ist die Auswirkung einer erhöhten Wasserdampfkonzentration auf den Reaktionsmechanismus der Verbrennung.

Eine weitere Steigerung der Genauigkeit der Spray-Wand-Interaktion könnte durch die Berechnung der Wandauskühlung erzielt werden. Durch die hohe Verdampfungsenthalpie von Wasser ist davon auszugehen, dass Bauteile die direkt im Bereich des Primär-Impingement liegen, lokal eine starke Auskühlung erfahren. Dies ist jedoch nur sinnvoll, wenn die Temperaturen der betrachteten Bauteile bekannt sind.

9. Literaturverzeichnis

- [1] Rainer Friedfeldt, Thomas Zenner, Roland Ernst, Andrew Fraser: „Dreizylinder-Ottomotor mit Direkteinspritzung und Turboaufladung“. MTZ – Motortechnische Zeitschrift, Volume 73, Issue 5, Mai 2012.
- [2] B. Durst, C. Landerl, J. Poggel, C. Schwarz, W. Kleczka, B. Hußmann: „BMW Wassereinspritzung: Erste Erfahrungen und künftige Potenziale“. 38. Internationales Wiener Motorensymposium, 2017.
- [3] Ingo Hermann, Claus Glahn, Matthias Kluin, Martin Paroll: „Thermodynamisches Potential der Wassereinspritzung für den Ottomotor“. 16. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“, Graz, 2017.
- [4] Thomas Pauer, Martin Frohnmaier, Jochen Walther, Peter Schenk, Alexander Hettinger, Stefan Kampmann: „Optimierung von Ottomotoren durch Wassereinspritzung“. 37. Wiener Motorensymposium, 2016.
- [5] Hermann Rottengruber, Thilo Wagner, Frank Beyrau, Plamen Dragomirov, Maximilian Schaub: „Sprayvermessung einer Benzin-Wasser-Emulsion“. 10.Tagung Diesel- und Benzindirekteinspritzung, 2016.
- [6] Christoph Heinrich, Heinrich Dörksen, Emanuel Tölkes, Andreas Esch: „Direkte Benzin-Wasser-Einspritzung: CO₂-Potentiale und technische Anforderungen“. 10.Tagung Diesel- und Benzindirekteinspritzung, 2016.
- [7] Bodo Durst, Georg Unterweger, Stephan Rubbert, Andreas Witt, Martin Böhm: „Thermodynamische Wirkung der Wassereinspritzung beim Ottomotor – ein Konzeptvergleich“. 15th Conference „The Working Process of the Internal Combustion Engine“, 24.-25. September, 2015.
- [8] Christian Landerl, Christian Schwarz, Bodo Durst, Martin Böhm, Björn Hußmann, Julian Lerch: „Der Weg zum Lambda=1 Ottomotor – Konventionelle Maßnahmen und Wassereinspritzung“. 16. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“, Graz, 2017.
- [9] Alberto Boretti: „Water injection in directly injected turbocharged spark ignition engines“. Applied Thermal Engineering 52, 2013.

- [10] Fabio Bozza, Vincenzoi De Bellis, Luigi Teodosio: „Potentials of cooled EGR and water injection for knock resistance and fuel consumption improvements of gasoline engines“. Applied Energy 169, 2016.
- [11] A. Douaud, P. Eyzat: „Four-octane-number method for predicting the anti-knock behavior of fuels and engines“. SAE technical paper 780080, 1978.
- [12] A. d’Adamo, F. Berni, S. Breda, M. Lugli, S. Fontanesi, G. Cantore: „A Numerical Investigation on the Potentials of Water Injection as a Fuel Efficiency Enhancer in Highly Downsized GDI Engines“. Universita Degli Studi Di Modena, SAE technical paper 2015-01-0393, 2015.
- [13] C. Bai, A. D. Gosman: „Development of Methodology for Spray Impingement Simulation“. SAE Technical Paper Nr. 950283, 1995.
- [14] Baehr, Kabelac: „Thermodynamik – Grundlagen und technische Anwendungen“. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 15. Auflage, 2012.
- [15] Thomas Lauer, Michael Heiß: „Impact of the Wall Film Formation on the Full Load Performance of an Engine Operated with the Ethanol Blend E85“. SAE International, 2011.
- [16] John B. Heywood: „Internal Combustion Engine Fundamentals“. McGraw-Hill international Editions, Automotive Technology Series, 1988.
- [17] Internetquelle: http://www.peacesoftware.de/einigewerte/calc_co2.php5. Kalorische Stoffdaten CO₂, abgerufen am: 01.03.2017.
- [18] Internetquelle: <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>. Kalorische Stoffdaten Wasser und Wasserdampf, abgerufen am: 01.03.2017.
- [19] Richard van Basshuysen, Fred Schäfer: „Handbuch Verbrennungsmotor“. ATZ/MTZ Fachbuch, Springer-Vieweg, 7.Auflage, 2015.
- [20] Rudolf Pischinger, Manfred Klell, Theodor Sams: „Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine“. Springer Wien-New York, 3.Auflage, 2009.
- [21] Gurdrun Kreuzwirth, Oliver Knaus: „Integrierte thermische Analyse von Zylinder und Kolbengruppe“. MTZ – Motortechnische Zeitschrift, Volume 77, Issue 11, November 2016.

- [22] Mahle GmbH: „Kolben und motorische Erprobung“. ATZ/MTZ Fachbuch, Springer-Vieweg, 2.Auflage, 2015.
- [23] Markus Hutfließ, Kurt Hedden: „Der Einfluss der Verdampfung des Ottokraftstoffes auf die Bildung koksartiger Ablagerungen auf Einlaßventilen“. MTZ – Motortechnische Zeitschrift, Volume 59, Issue 7/8, Juli 1998.
- [24] Interne Messung am Institut für Fahrzeugantriebe und Automobiltechnik im Rahmen des Projekts: „Untersuchungen zur Absenkung der Partikelanzahl im Abgas von PFI-Ottomotoren“. Durchgeführt von Michael Heiß und Nikola Bobicic, 2015.
- [25] Thomas Lauer: „Einfluss der Ladungsbewegung auf Gemischbildung und Entzündung bei Otto-Motoren mit homogenen Brennverfahren“. Dissertation an der Technischen Universität Wien, Institut für Fahrzeugantriebe und Automobiltechnik, 2008.
- [26] Günther Merker, Rüdiger Teichmann: „Grundlagen Verbrennungsmotoren – Funktionsweise, Simulation, Messtechnik“. Springer Vieweg, 7.Auflage, 2014.
- [27] J. K. Dukowicz: „A particle-fluid numerical model for liquid sprays“. Journal of Computational Physics 35, 1980.
- [28] L. Schiller, Z. Naumann: „A Drag Coefficient Correlation“. VDI Zeitung, Volume 77, 1935.
- [29] AVL List GmbH: FIRE v2014 User Manual – Spray Module, Graz, 2014.
- [30] John Dukowicz: „Quasi-Steady Droplet Phase Change in the Presence of Convection“. Los Alamos Scientific Laboratory, 1979.
- [31] W. E. Ranz, W. R. Marshall: „Evaporation from Drops“. Chem. Eng. Prog. 48, 1952.
- [32] Fabian Köpple: „Untersuchung der Potentiale der numerischen Strömungsberechnung zur Prognose der Partikelemission in Ottomotoren mit Direkteinspritzung“. Wissenschaftliche Reihe Fahrzeugtechnik der Universität Stuttgart, Springer Vieweg, 1.Auflage, 2015.

- [33] M. A. 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“. International Journal of Multiphase Flow 13, Nr.3, 1987.
- [34] R. D. Reitz, J. Diwakar: „Effect on drop Break-up on Fuel Sprays“. SAE Paper: 860469, 1986.
- [35] R. D. Reitz, J. Diwakar: „Structure of High Pressure Fuel Sprays“. SAE Paper: 870958. 1987.
- [36] Gunnar Stiesch: „Modelling Engine Sprays and Combustion Processes“. Springer Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1.Auflage, 2003.
- [37] J. D. Naber, R.D. Reitz: „Modeling Engine Spray/Wall Impingement“. SAE Technical Paper Nr. 880107, 1988.
- [38] C. Mundo, M. Sommerfeld, C. Tropea: „On the Modelling of Liquid Sprays Impinging on Surfaces“. Atomization and Sprays 8, Nr. 6, 1998.
- [39] D. Kuhnke: „Spray/Wall-Interaction Modelling by Dimensionless Data Analysis“. Dissertation an der TU Darmstadt, Fachbereich Mathematik, 2004.
- [40] European Project DWDIE: „Droplet Wall Interaction Phenomena of Relevance to Direct Injection Gasoline Engines“. Energy Project No. NNE5-1999-20015 within Framework Program 5, Contract No. ENK6-CT2000-00051, 2003.
- [41] S. L. Manzello, J. C. Yang: „An experimental study of high Weber number impact of methoxy-nonafluorobutane C₄F₉OCH₃ (HFE-7100) and n-heptane droplets on a heated solid surface“. International Journal of Heat and Mass Transfer 45, 2002.
- [42] R. W. Temple-Pediani: „Fuel Drop Vaporization under Pressure on a Hot Surface“. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 184, Nr. 38, 1970.
- [43] Stephanie Fest-Santani: „Wärmeübergang bei der Sprühkühlung mit intermittierenden Sprays oberhalb der Leidenfrosttemperatur“. Dissertation an der Otto-von Guericke Universität Magdeburg, Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik, 2009.

- [44] P. Dunand, G. Castanet, M. Gradeck, D. Maillet, F. Lemoine: „Energy balance of droplets impinging onto a wall heated above the Leidenfrost temperature“. International Journal of Heat and Fluid Flow 44, 2013.
- [45] S. Musa, M. Saito, T. Furuhashi, M. Arai: „Evaporation Characteristics of a Single Aqueous Urea Solution Droplet“. ICLASS-2006, ICLASS06-195, 2006.
- [46] Gian Piero Celata, Maurizio Cumo, Andrea Mariani, Giuseppe Zummo: „Visualization of the impact of water drops on a hot surface: effect of drop velocity and surface inclination“. Heat and Mass Transfer, Volume 42, August 2006.
- [47] Niroh Nagai, Shigefumi Nishio: „Leidenfrost temperature on an extremely smooth surface“. Experimental Thermal and Fluid Science, Volume 12, Issue 3, 1996.
- [48] P. Testa, L. Nicotra: „Influence of Pressure on the Leidenfrost Temperature and on Extracted Heat Fluxes in the Transient Mode and Low Pressure“. Journal of Heat Transfer, Volume 108, November 1986.
- [49] N. W. Wruck: „Transientes Sieden von Tropfen beim Wandaufprall“. Dissertation an der Rheinisch-Westfälischen technischen Hochschule (RWTH) Aachen, Deutschland 1998.
- [50] AVL List GmbH: FIRE v2014 User Manual – Wallfilm Module, Graz, 2014.
- [51] Felix Birkhold: „Selektive katalytische Reduktion von Stickoxiden in Kraftfahrzeugen: Untersuchung der Einspritzung von Harnstoffwasserlösung“. Dissertation an der Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, 2007.
- [52] Shiro Nukiyama: „The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure“. Journal Japan Soc. Mech. Engrs 37, 367-374, 1934.
- [53] AVL List GmbH: FIRE v2017 User Manual – Wallfilm Module, Graz, 2017.
- [54] K. H. Sill: „Wärme- und Stoffübergang in turbulenten Strömungsgrenzschichten längs verdunstender welliger Wasserfilme“. Dissertation an der Universität Karlsruhe, Deutschland 1982.

- [55] J. Himmelbach: „Zweiphasenströmung mit schubspannungsgetriebenen, welligen Flüssigkeitsfilmen in turbulenter Heißluftströmung – Meßtechnische Erfassung und numerische Beschreibung“. Dissertation an der Universität von Karlsruhe, Deutschland 1992.
- [56] EC 443/2009, Verordnung (EG) Nr. 443/2009 des Europäischen Parlaments und des Rates vom 23. April 2009 zur Festsetzung von Emissionsnormen für neue Personenkraftwagen im Rahmen des Gesamtkonzepts der Gemeinschaft zur Verringerung der CO₂-Emissionen von Personenkraftwagen und leichten Nutzfahrzeugen.