

Sprühstrahl – Wand – Wechselwirkungen bei der Benzindirekteinspritzung

Dissertation

Zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieurin / Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)**

von: Dipl.-Ing. Grzegorz Popiołek

geb. am: 02.05.1977

in: Zabrze / Polen

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jürgen Schmidt

Prof. Dr.-Ing. Stefan Postrzednik

eingereicht am: 05.03.2007

Promotionskolloquium am: 31.05.2007

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik an der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg. Mein besonderer Dank gilt dem Leiter des Lehrstuhles Technische Thermodynamik, Herrn Prof. Dr. -Ing. J. Schmidt, für die exzellente Führung und Förderung dieser Arbeit sowie seine stetige und wohlwollende Unterstützung.

Dem wissenschaftlichen Mitarbeiter des Institutes, Herrn Dr.-Ing. H. Boye, möchte ich besonders herzlich für seine hervorragende Unterstützung und Betreuung der Arbeit danken. Er hat diese Arbeit in jeder Vorbereitungsphase stets mit großem Interesse und Engagement begleitet. Er ließ mir den nötigen Freiraum zur wissenschaftlichen Arbeit und hat durch seine wertvollen Hinweise wesentlich zum Erfolg der Arbeit beigetragen.

Allen Kollegen und Institutsangehörigen, die mich mit Rat und Tat unterstützten, möchte ich auf diesem Wege danken. Besonders hervorheben möchte ich die Beiträge meiner polnischen Promotionskollegen im Institut sowie der technischen Mitarbeiter in den Institutswerkstätten hinsichtlich der Bereitstellung der experimentellen Hardware und der messtechnischen Ausstattung. Ebenso möchte ich mich auch bei allen meinen Diplomanden bedanken.

Ganz besonders aber bedanke ich mich bei meiner lieben Frau Agnieszka für ihr Verständnis, ihre Geduld sowie ihre Unterstützung. Ebenfalls ist es mir ein Anliegen, mich bei meinen Eltern zu bedanken, die mich in vielfältiger Art und Weise unterstützt haben. Ihnen möchte ich diese Arbeit widmen.

Magdeburg, im Winter 2006/2007

Grzegorz Popiołek

ABSTRACT

Sprühstrahl-Wand-Interaktionsprozesse beeinflussen bei direkt einspritzenden Verbrennungsmotoren den Gemischbildungsprozess und werden daher in der Arbeit im Rahmen einer Grundlagenuntersuchung analysiert.

Durch die Kombination von drei Messverfahren sollen diesbezüglich neue Erkenntnisse gewonnen werden. Mittels der Phasen-Doppler-Anemometrie erfolgt die Ermittlung von zeitaufgelösten Spraycharakteristiken in Wandnähe. Für die Bestimmung des Verdampfungsmechanismus im flüssigen Wandfilm und des instationären Benetzungsgrades der partiell benetzten Wand wird die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung eingesetzt. Das komplementäre dritte Messverfahren, die Infrarotthermographie, ermöglicht die Registrierung der transienten Wandtemperaturverläufe auf der sprayabgewandten trockenen Oberfläche des Testbleches. Dieses lässt sich durch elektrische Direktbeheizung auf die jeweilige stationäre Anfangstemperatur einstellen und weist, zur Gewährleistung kleiner Durchdringzeiten des Temperatursignals, eine kleine Wanddicke auf.

Die Experimente werden unter atmosphärischen Bedingungen bei Variation des Einspritzdruckes, der Wandtemperatur sowie des Abstandes und des Anstellwinkels Düse/Wand durchgeführt, womit auch die Beaufschlagungsdichte variiert wird. Testmedien sind Ottokraftstoff sowie ausgewählte Kohlenwasserstoffe und ihre Gemische. Die Sprayerzeugung erfolgt mit einer Einloch-Einspritzdüse mit Hohlkegelprofil.

Neben der Analyse der für die Gemischbildung bedeutsamen reflektierten Tropfen sowie der Erzielung wesentlicher experimenteller Erkenntnisse, wie der Abnahme der Weberzahl mit steigender Beaufschlagungsdichte, bilden die experimentell ermittelten Werte die Grundlage für die wärmetechnische Modellierung des Interaktionsprozesses in zwei Schritten. In einem ersten Schritt werden unter Nutzung der transienten trockenen Wandtemperaturen und der Benetzungsgrade die Wärmestromdichten im Bereich der benetzten Wandoberfläche durch Lösung des inversen Wärmeleitproblems bestimmt. Ihre Kenntnis ermöglicht nun die Modellierung des Transportprozesses im flüssigen Wandfilm mit dem Ziel, die Verdampfungszeiten dieses Films abzuschätzen.

Da sich ein benetzender Wandfilm nur unterhalb der Leidenfrosttemperatur bildet, ist den eigentlichen Untersuchungen die Bestimmung des Leidenfrostphänomens in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen und den einstellbaren Betriebsparametern vorangestellt.

Schriftliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Insbesondere habe ich nicht die Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.

Magdeburg, 05.03.2007

Popiolek Grzegorz

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Kenntnisstand	3
3. Zielsetzung	19
4. Experimente	22
4.1 Messverfahren	22
4.1.1 Phasen-Doppler-Anemometrie	22
4.1.2 Infrarotthermografie	27
4.1.3 Hochgeschwindigkeitskinematografie	28
4.2 Versuchsanlage	30
4.3 Versuchsvorbereitung und –durchführung	33
4.4 Auswertung der experimentellen Ergebnisse	37
4.4.1 Visualisierung	37
4.4.2 Infrarotthermografie	39
4.4.3 Phasen-Doppler-Anemometrie	41
5. Experimentelle Ergebnisse	45
5.1 Das Leidenfrostphänomen	46
5.1.1 Hochgeschwindigkeitskinematografie	46
5.1.2 Infrarotthermografie	58
5.2 PDA-Ergebnisse	69
5.2.1 Untersuchungen zum experimentellen Vorgehen	69
5.2.2 Spraycharakteristiken bei der Strahl-Wand-Interaktion	77
5.2.3 Analyse der Weber-Zahlen und der bezogenen Massenströme	88
5.3 Dynamik von Wandbenetzung und Wandtemperatur	95
5.3.1 Visualisierung der Benetzungsdynamik	95
5.3.2 Instationäre Wandtemperaturverläufe	107
6. Wärmeübergang Wand- Flüssigkeit	113
6.1 Wärmestromdichten an der teilbenetzten Oberfläche	115
6.2 Tropfenkontur	131
6.3 Verdampfung der benetzenden Flüssigkeit	137
7. Zusammenfassung	149

8. Literatur	154
9. Symbolverzeichnis	164
10. Anhang	168
10.1 Anhang A - PDA – Untersuchungen der Sprühstrahl-Wand-Interaktion	168
10.2 Anhang B – Infrarotthermografie	174
10.3 Anhang C - Instationäre Wandtemperaturverläufe	179
10.4 Anhang D – Simplex Methode	181
10.5 Anhang E – Regula Falsi – Optimierungsverfahren	184

1 Einleitung

Das Problem der Gemischbildung in Diesel- und OTTO-Motoren besteht in der Bereitstellung eines gasförmigen zündfähigen Gemisches aus Kraftstoffdampf und Luft. Die dabei zur Verfügung stehende kleine Gemischbildungszeit beim DIESEL-Prinzip bzw. beim direkteinspritzenden OTTO-Motor erfordert die sehr schnelle Verdampfung des flüssigen Energieträgers. Sie wird erreicht durch die enorme Vergrößerung der Fläche für den Wärme- und Stofftransport im Sprühstrahl der Flüssigkeit. Die Strahlcharakteristiken, wie Geschwindigkeit und Durchmesser der Tropfen sowie Tropfendichte werden daher neben der Ladungsbewegung, dem Zylinderdruck und der lokalen Temperaturverteilung im Brennraum die Gemischbildung beeinflussen.

Einfluss auf die Verdampfung des flüssigen Kraftstoffes und damit auf die Gemischbildung nehmen in vielfältiger Weise auch die den Zylinderraum umgebenden Wände. Neben dem Energietransport durch Strahlung zwischen Wand und Kraftstoff sowie dem konvektiven Transport Wand - Gas sind es insbesondere die Tropfen - Wand - Kontakte, die den Gemischbildungsprozess beeinflussen. Sie lassen sich wegen der Sprayausbreitungsrichtung und Geschwindigkeit der Tropfen im Zusammenhang mit der gegebenen Geometrie des Zylinderraumes im allgemeinen nicht vermeiden, obwohl dies wünschenswert wäre.

Daher ist im Rahmen einer Analyse der Gemischbildung auch eine entsprechende der Sprühstrahl - Wand- Wechselwirkung erforderlich.

Diese Thematik steht im Mittelpunkt der Arbeit. Mit leistungsfähigen experimentellen Methoden werden Strahl - Wand - Interaktionen einschließlich der resultierenden Wandtemperaturänderungen, analysiert. Das sind u.a die Sekundärtropfenproblematik, die Benetzung und Filmbildung sowie die Filmverdampfung.

Eine Sekundärtropfenbildung befördert den Gemischbildungsprozess. Die Untersuchungen konzentrieren sich daher auf die Bedingungen, unter denen eine verstärkte Sekundärtropfenbildung auftritt.

Nach dem unvermeidlichen Tropfenaufprall auf die Wand kann es zur Benetzung und Filmbildung kommen. Diese Prozesse hängen stark von der Wandtemperatur ab. Liegt diese unter der Leidenfrosttemperatur, so wird die Wand benetzt. Die Untersuchungen werden daher bei unterschiedlichen Wandtemperaturen vorgenommen, um den Einfluss des Leidenfrostphänomens auf die Strahl - Wand - Interaktion zu analysieren.

Kommt es zur Filmbildung auf der heißen Wand, dann setzt der Prozess der Filmverdampfung ein. Er vollzieht sich wegen der relativ kleinen Phasengrenzfläche

verhältnismäßig langsam und verzögert bzw. verhindert damit die vollständige Gemischaufbereitung. Insofern sind Kenntnisse über diese Filmverdampfungsprozesse und die zugeordneten Verdampfungszeiten von besonderer Bedeutung für die Gemischbildung.

In der Arbeit werden die erwähnten Schwerpunkte

- Sekundärtropfen
- Benetzung und Filmbildung
- Filmverdampfung

experimentell mit den optischen Methoden Phasen - Doppler – Anemometrie (PDA) und Hochgeschwindigkeitsvisualisierung sowie der Methode der Infrarotthermografie (IR) untersucht.

Exemplarische Untersuchungen konnten dabei in der Druckkammer bei relativ motornahen Bedingungen durchgeführt werden.

Aus Gründen der optischen Zugänglichkeit musste die Vielzahl der Experimente unter atmosphärischen Bedingungen vorgenommen werden. Damit trägt die Arbeit einerseits Grundlagencharakter. Andererseits lässt sich zeigen, dass eine qualitative Aussagefähigkeit der unter atmosphärischen Bedingungen erzielten Ergebnisse hinsichtlich ihrer Übertragung auf Druckkammerbedingungen gegeben ist.

2. Kenntnisstand

Die wissenschaftliche Untersuchung der Vorgänge beim Aufprall von Tropfen auf Wände begann schon im letzten Jahrhundert mit Arbeiten [1],[2], in denen der senkrechte Tropfenaufprall in Abhängigkeit von Durchmesser und Aufprallgeschwindigkeit qualitativ erfasst wurden. Hierbei war die Wand allerdings nicht beheizt. Eine weitere wichtige Arbeit für die Wechselwirkung von Tropfen mit Wänden basiert auf Visualisierungsexperimenten [3]. In dieser Arbeit wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Filmaufnahmen vom Tropfenaufprall auf heiße und kalte Wände gemacht und eine vereinfachte Berechnung der Strömung sowie des Druckfeldes im Tropfeninneren mit Hilfe der Potentialtheorie vorgestellt. Weitere Veröffentlichungen konzentrieren sich auf das Tropfenverhalten in Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie, von Stoff- und Wandeigenschaften sowie der Wandtemperatur [4]. Eine sehr ausführliche, experimentelle Arbeit zum Aufprall eines Tropfens auf glatte und poröse Wände wird in [5] präsentiert. In dieser Arbeit findet sich eine Vielzahl von Fotografien aus unterschiedlichen Blickwinkeln, auf denen die verschiedenen Vorgänge in Abhängigkeit von Wandtemperatur und Aufprallgeschwindigkeit erkennbar sind. Außerdem enthält diese Arbeit theoretische Betrachtungen zur maximalen Verformung eines Tropfens beim Aufprall auf eine feste Wand. Zur Beschreibung der auftretenden Phänomene werden verschiedene dimensionslose Kennzahlen verwendet. Eine sehr häufig genutzte Kennzahl ist die Weberzahl, **Gleichung 2.1**, welche die kinetische Energie eines Tropfens ins Verhältnis zu seiner Oberflächenenergie setzt und dadurch das Benetzungsverhalten eines Tropfens auf einer trockenen Wand charakterisiert.

$$We = \frac{\rho \cdot D_{\text{repr}} \cdot v_z^2}{\sigma} \quad (2.1)$$

Eine umfangreiche Diskussion der Tropfeninteraktion mit festen Wänden findet man in [6], [7] wo bei der Variation der We-Zahl solche Phänomene wie Haften, Reflektion, Ausbreiten und Zerfall (Splashing) beobachtet werden, **Abbildung 2.1**. Die Grenzwerte der Weberzahl für die verschiedenen Interaktionsmechanismen werden dabei in [8] nur unscharf angegeben. Die Untersuchung des Splashing – Phänomens wurde später in [9] vorgenommen. Es wurde ein Modell erstellt, in dem sich in Abhängigkeit von der We- und der Re-Zahl die Kronenhöhe und Oberflächenenergie der sekundären Tropfen bestimmen lassen. Es wurde festgestellt, dass mit steigenden We-Zahlen sowohl die Kronenhöhe als auch Energie der sekundären Tropfen proportional zunehmen, was zu erwarten war. Andererseits hatte die Variation der Re-Zahl wenig Einfluss auf die beiden Größen.

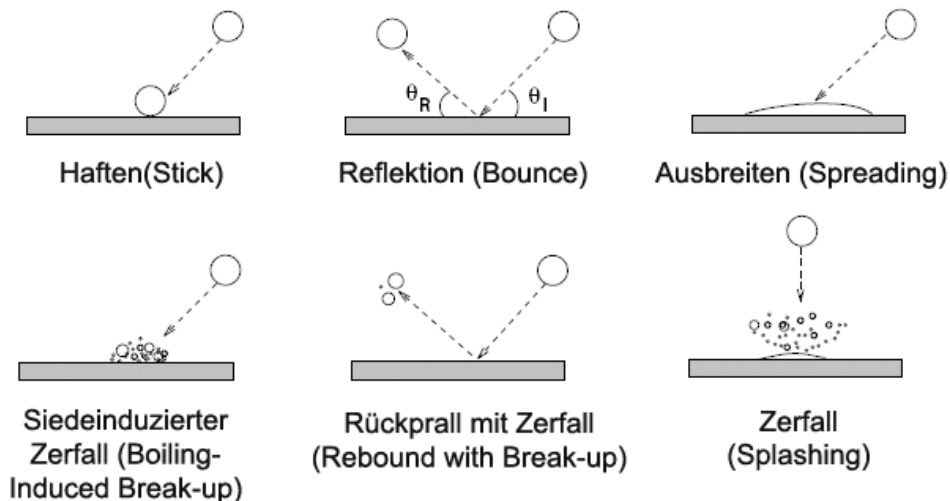


Abbildung 2.1 Mechanismen der Tropfen-Wand-Wechselwirkung.

Die thermographische Messung der Tropfenoberflächentemperatur beim Reflektionsvorgang eines Ethanoltröpfens wurde in [10] thematisiert. Die Schwierigkeit solcher Messungen besteht darin, dass das thermographische Messprinzip eine zuverlässige Information über den Emissionsgrad der zu untersuchenden Fläche verlangt. In [10] wird ein Schwarzstrahler als Bezugssystem benutzt, sodass das Messsystem das vom Tropfen ausgesandte Strahlungssignals stets mit dem black-body-Signal vergleicht. Die Messung der Tropfentemperatur direkt nach dem Kontakt mit der Wand, die die Siedetemperatur des Ethanols (350 K) bei atmosphärischem Druck aufweist, ergab weniger als 320 K. Danach sinkt die Temperatur des reflektierten Tröpfens sehr schnell wieder auf die Temperatur der Umgebung ab.

Einen wichtigen fundamentalen Beitrag zum Tropfenverhalten und zur Verdampfung auf heißen Oberflächen hat der Mediziner J. G. Leidenfrost im Jahre 1759 in seiner Arbeit [11] geleistet. Beim Auftreffen eines Wassertropfens auf einem glühenden Eisenlöffel beobachtete Leidenfrost, dass dieser nicht spontan, sondern auf einem Dampffilm schwebend verdampft. Es gelang ihm, verschiedene Arten des Siedens und die Kopplung der Verdampfungszeiten mit der Wandtemperatur zu beschreiben. Im **Diagramm 2.1** ist die Verdampfungszeit der auf der Heizfläche siedenden Flüssigkeit dargestellt. Die charakteristischen Größen sind hier die Siedetemperatur, die Nukiyama-Temperatur (Minimum des Kurvenverlaufs) und die Leidenfrosttemperatur (lokales Maximum des Kurvenverlaufs). Bei der Nukiyama-Temperatur nimmt die Wärmestromdichte ein Maximum und die Verdampfungszeit ein Minimum an. Im Leidenfrostpunkt tritt ein lokales Maximum der Verdampfungszeit auf. Die Tropfen schweben jetzt auf einem Dampffilm, der die Intensität des Wärmetransports

absenkt, wodurch die Verdampfungszeit deutlich verlängert wird. Die Lage des Leidenfrostpunktes kann nur messtechnisch bestimmt werden. Das Phänomen wurde in zahlreichen Arbeiten sorgfältig untersucht.

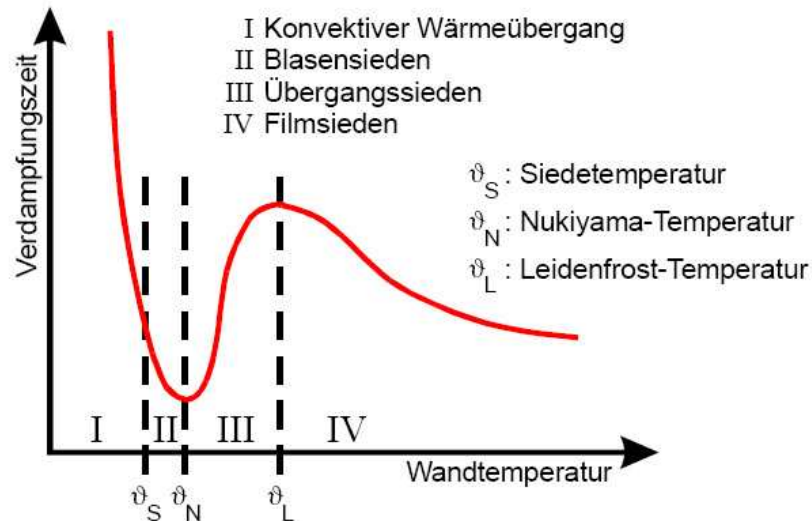


Diagramm 2.1 Verdampfungszeit eines aufgelegten Tropfens in Abhängigkeit von der Wandtemperatur.

In [12] sind Experimente mit beheizten Wänden oberhalb der Leidenfrosttemperatur T_L durchgeführt und anschließend, basierend auf den Navier-Stokes-Gleichungen mit einem numerischen Modell, verglichen worden. Weitere Untersuchungen konzentrieren sich auf die Bestimmung dieser Temperaturschwelle in Abhängigkeit vom Wandmaterial [13], Oberflächenzustand [14], [15], [16], [17], [18], Druck [19] und der Variation der Flüssigkeit wie Wasser [20] n-Alkohole [21] und n-Alkane [22].

Die Abhängigkeit der Leidenfrosttemperatur von der Beaufschlagungsdichte wurde in [23] untersucht. Danach führen hohe Beaufschlagungsdichten zu einer Verschiebung von T_L hin zu größeren Werten. In [24] wurde nachgewiesen, dass ein linearer Zusammenhang zwischen T_L und der Rauigkeitstiefe der Oberfläche existiert. Die mit zunehmender Rauigkeit steigende Leidenfrosttemperatur kann hiernach mit größeren Wärmeübergängen an den Rauigkeitsspitzen und so mit der schnelleren Abkühlung der Grenzfläche erklärt werden. Als weiterer Parameter nimmt der Wärmeeindringkoeffizient $b = \sqrt{\lambda \cdot \rho \cdot c}$ Einfluss auf die Leidenfrosttemperatur. Laut [23] sinkt die Leidenfrosttemperatur bei zunehmenden Werten von b . Experimentell nachgewiesen wurde dieser Zusammenhang bei der Spritzwasserkühlung von Messing, Aluminium und Nickel.

Neben experimentellen Untersuchungen werden auch Korrelationen zur Bestimmung des Leidenfrostpunktes vorgeschlagen. In [5] wird eine solche Korrelation präsentiert, wobei T_c die kritische Temperatur ist, **Gleichung 2.2.**

$$T_L = \frac{27}{32} \cdot T_C \quad (2.2)$$

Im Ergebnis von Experimenten erfolgte eine Modellverfeinerung, **Gleichung 2.3,**

$$T_L = \frac{\frac{27}{32} \cdot T_C + T_{Fl,0}}{e^{0,00175 \cdot \kappa} \cdot \operatorname{erfc}(0,042 \cdot \sqrt{\kappa})} + T_{Fl,0} \quad , \quad (2.3)$$

wobei für

$$\kappa = \left(\frac{1}{\lambda \cdot \rho \cdot c_p} \right)_{\text{surface}} \quad [\text{s cm}^4 \text{K}^2 \text{cal}^{-2}]$$

gilt. Die mit der Gleichung 2.3 berechnete Leidenfrosttemperatur für Heptan (205 °C) liegt nach [5] in befriedigender Nähe des experimentell bestimmten Wertes von 200 °C. Ermittelt wurde $T_{L,\text{exp}}$ auf einer Edelstahloberfläche beim Einzeltropfenaufprall. Allerdings berücksichtigen die bis jetzt bekannten Korrelationen solche Parameter wie die Beaufschlagungsdichte oder die Oberflächenrauigkeit nicht, so dass deren Einfluss experimentell zu untersuchen wäre.

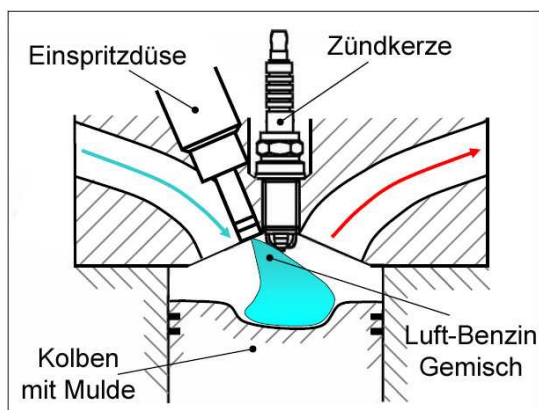
Es gibt einige Veröffentlichungen, die sich mit der Modellierung des Leidenfrostphänomens befassen. In den Veröffentlichungen [25], [26], [27] werden entsprechende umfangreiche Studien, die sich numerischer Modelle bedienen, präsentiert und bewertet. Darüber hinaus wird ein Modell vorgeschlagen, das sowohl auf der Dampfblasenbildungstheorie als auch auf der Kavitätsgrößencharakteristik basiert. Das Basiskonzept des Modells besteht darin, dass für die Grenzflächentemperatur Flüssigkeit-Solid in der Nähe des Leidenfrostpunkts eine ausreichende Anzahl von Kavitäten aktiviert ist. Weiterhin ist die Dampfblasenbildungsrate hoch genug, um einen stabilen Dampffilm an der Wand zu erzeugen. Jedoch sind die existierenden Modelle nur mit Einzeltropfenexperimenten verifiziert worden. Die Modellübertragung auf Sprühstrahlen scheiterte bisher, was durch den statistischen Charakter des Sprays verursacht wird.

Das Leidenfrostphänomen spielt auch bei dem Gemischbildungsprozess in modernen Benzin- und Dieselmotoren eine wichtige Rolle, weil der Tropfenaufprall auf die umgebenden Wände in Folge der geometrischen Situation bei Einspritzbeginn unvermeidlich ist. Im Ergebnis von Wandbenetzungen nach Tropfenaufprall sind solche priorisierten Entwicklungsziele wie

geringer Kraftstoffverbrauch und damit niedrige Emissionen bei hoher Leistungsbereitstellung gefährdet.

Ein wirkungsvolles Mittel zur Realisierung dieser Ziele liegt beim Ottoprinzip in einer direkten Kraftstoffeinspritzung in den Brennraum des Motors, die eines der wichtigsten Einsatzgebiete von Sprühstrahlen ist. Als Zielvorstellung sollen beim Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung die jeweiligen Vorteile von Otto- und Dieselmotoren genutzt werden, ohne deren Nachteile zu übernehmen [28]. Zu solchen Vorteilen gehören u.a. niedriger Benzinverbrauch, hohe Leistungsdichte, niedrigeres Gewicht und günstige Herstellungskosten [29], [30]. Die mit dieser Einspritztechnik entwickelten Motoren werden bislang in drei Kategorien aufgeteilt. In Abhängigkeit von den unterschiedlichen Gemischbildungswegen im Schichtladebetrieb, also bei später Einspritzung während des Kompressionshubes, unterscheidet man zwischen dem strahlgeführten, luftgeführten und wandgeführten Brennverfahren [31], [32].

a)



b)

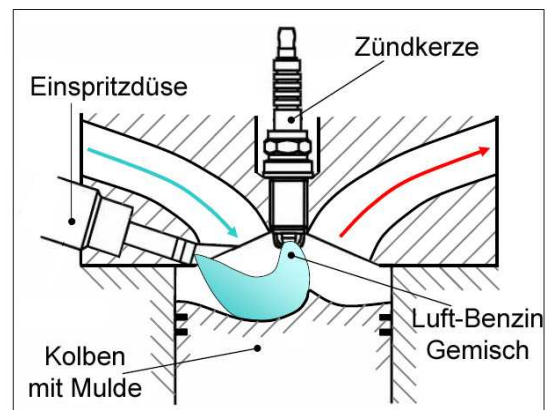


Abbildung 2.2 Arbeitsprinzip vom strahlgeführten (a) und wandgeführten (b) Verfahren [33].

Das strahlgeführte Verfahren ist durch eine enge Zuordnung von Injektor und Zündkerze gekennzeichnet, **Abbildung 2.2 (a)**. Die Zündkerze ist so angeordnet, dass sie direkt in den Kraftstoffstrahl ragt und so eine sichere Entflammung des Luft-Kraftstoffdampf-Gemisches gewährleistet [34], [35], [36], [37]. Die Erhöhung der Entflammungswahrscheinlichkeit verlangt eine detaillierte Optimierung der Ladungsbewegung. Das Kraftstoff-Luft-Gemisch soll zündfähig sein und sich bei dem Zündzeitpunkt immer in der Nähe der Zündkerze befinden, was anhand von entsprechender Pleuellbodeengeometrie und Ausrichtung der

Einspritzdüse erreicht werden soll. In zukünftigen Motoren soll beim strahlgeführten Verfahren die Benetzung der Brennraumwände und des Kolbenbodens minimiert werden.

Bei dem wandgeführten Verfahren führt der Weg des Kraftstoffes von der Einspritzdüse zur Zündkerze entlang der Kolbenmulde, Abbildung 2.2 (b). Bei diesem Verfahren wird der Sprühstrahl zunächst in Richtung der Kolbenmulde gespritzt. Deren speziell gestaltete Wandgeometrie lenkt diese Ladung in die Zündkerzenrichtung um und ermöglicht so einen stabilen Motorbetrieb [38], [39], [40], [41], [42]. Als Nachteile dieser Technik werden genannt: zum einen erhöhte Kohlenwasserstoff- und Kohlenmonoxid- Emissionen insbesondere im Schichtladungsbetrieb, die hauptsächlich durch die Wandbenetzung und die daraus resultierende, unvollständige Verbrennung des Luft-Kraftstoffgemisches verursacht werden [43], [44], [45]. Als zweite Hauptquelle der genannten Emissionen wird das sog. „flame quenching“ angesehen, dessen Entstehungsursache in der intensiven Kühlung der Flamme durch kalte benetzte Brennraumwände begründet ist [46]. Andererseits gehören u.a zu den Vorteilen des wandgeführten Verfahrens die sichere Entflammung, vergleichsweise niedrige NO_x -Emissionen und auch ein relativ niedriger spezifischer Verbrauch [47].

Ein Hauptproblem bei dem wandgeführten Verfahren ist die Wandbenetzung, deren Analyse in [48] vorgenommen wurde. Dort wird das Auftreffen des Sprühstrahls auf der Kolbenoberfläche untersucht. Es wird festgestellt, dass bei einer Temperatur von $T_{\text{Kolben}}=350$ K am Ende des Kompressionshubs noch 9% der eingespritzten Kraftstoffmasse auf dem Kolben als flüssiger Film vorhanden sind. Bei einer Temperatur von $T_{\text{Kolben}}=400$ K und 420 K sind es noch 4% und 1%. Diese verbleibende Kraftstoffmenge wird unter realen Motorbedingungen nicht verdampft, weil der Verdampfungsprozess, der als Filmverdampfung angesehen wird, relativ langsam abläuft [49]. Diese Tatsache wird auch in [50] bestätigt. Die Verdampfung des Kraftstoffes ist durch seine Zusammensetzung gekennzeichnet. Zunächst werden bevorzugt die niedrig siedenden Komponenten des Multikomponentensystems Benzin verdampft, während sich die hoch siedenden im Film anreichern. Erfolgt dann die Zündung und Verbrennung des inzwischen gebildeten Gemisches, so wird die benetzende Restflüssigkeit unter hohem Sauerstoffmangel verbrannt, was zu der Bildung unerwünschter Ablagerungen auf der Kolbenoberfläche und zu den vorher erwähnten relativ hohen HC-Emissionen im Abgas führt.

Die Rolle des Kolbenbodens während der Sprühstrahl-Wand-Interaktion wurde näher in [51] untersucht. Vor- und Nachteile von keramischen Beschichtungen im Brennraum eines Ottomotors auf die Gemischbildung bei Ladungsschichtung wurden experimentell analysiert. Es hat sich bei den Kammeruntersuchungen und den Motorexperimenten im

Schichtladungsbetrieb gezeigt, dass eine mit Keramik beschichtete Wand als verdampfungsfördernde Maßnahme gelten kann. Allerdings scheiterte diese Beschichtungsart bei den Motorversuchen im homogenen Betrieb, bei dem eine höhere Kohlenwasserstoff- und Stickoxid-Emission ermittelt wurde. Der Anstieg dieser Emissionen im Vergleich zu unbeschichteten Kolbenmulden wird durch eine verstärkte Speicherung von Kraftstoff in den Poren der Beschichtung bewirkt.

Infolgedessen bleibt das Problem der durch Wandbenetzungen verursachten Emissionen weiter ungelöst. Für die erfolgreiche Umsetzung eines Brennverfahrens bei dem Ottomotor mit Direkteinspritzung ist deshalb aus diesem Grund eine detaillierte Kenntnis über das Spray an sich und die Spray-Wand-Wechselwirkungsprozesse notwendig.

Eine solche Kenntnis über Sprays liefert beispielsweise [52], wo grundsätzlich u.a ihre Charakteristiken sowie Tropfenverdampfungsprozesse analysiert als auch verschiedene Zerstäubungsdüsen beschrieben werden. Zahlreiche Sprayexperimente, die mit und ohne Vorhandensein der realen Wand durchgeführt worden sind, findet man auch in [53], [54], [55], wobei in [55] mit Hilfe laseroptischer Messungen wesentliche Unterschiede hinsichtlich Tropfendurchmesser- und Tropfengeschwindigkeitscharakteristiken beobachtet wurden. Das im Freistrahlmessene Hohlkegelprofil der Düse lässt sich in der Nähe der Wand nicht mehr registrieren. Darüber hinaus nehmen hier die Tropfengeschwindigkeiten und die Verdampfungsgeschwindigkeiten der Tropfen deutlich ab. Auch wurde die PDA-Analyse der von der kalten Wand reflektierten Tropfen, der Sekundärtropfen, vorgenommen. Eine ähnliche Vorgehensweise wird in [56] bei der Untersuchung sowohl der primären als auch der sekundären Tropfen präsentiert. Die Vermessung der Sekundärtropfen erfolgte im Nahfeld der Aufprallstelle. Jedoch sind in diesem Fall die erhaltenen Ergebnisse auf Grund der oft nicht sphärischen Tropfen mit einem erheblichen Fehler behaftet. Weiterhin wird in [57] gezeigt, dass bei höherer Wandtemperatur der mittlere Durchmesser der sekundären Tropfen bei den glatten und polierten Oberflächen deutlich kleiner ausfällt. Anhand von Visualisierungsversuchen wurde darüberhinaus festgestellt, dass bei solchen Flächen weniger Sekundärtropfen reflektiert werden.

Die bis jetzt in der Literatur vorhandenen experimentellen Ergebnisse der sekundären Tropfen zeigen eine starke Differenzierung und sind hinsichtlich der Spray-Wand-Interaktion noch sehr lückenhaft. Es sollten daher grundlegende Untersuchungen solcher Interaktionen durchgeführt werden, um die entsprechenden Mechanismen aufzuklären und die Randbedingungen für geeignete Simulationsmodelle bereitzustellen.

Die theoretische Betrachtung der Vorgänge bei der Strahlausbreitung und Verdunstung von Kraftstoffen ist in zahlreichen Veröffentlichungen behandelt worden. Ausführliche Beschreibungen der auf diesem Gebiet relevanten Arbeiten finden sich unter anderem in [58] und in [59]. Beide Autoren unterteilen den gesamten Prozess der Strahlausbreitung in die Zerstäubungsphase, Tropfenbewegung und die Tropfenverdunstung, wobei der Zerstäubungsvorgang die Anfangsbedingung für die nächsten Prozessschritte, die Tropfenbewegung und schließlich die Tropfenverdunstung liefert. Ziel einer optimalen Zerstäubung ist das Erreichen möglichst kleiner Tropfen, die dann auf Grund ihrer großen Wärme- und Stoffübertragungsfläche schnell verdunsten. Der Zerfall des Kraftstoffstrahls nach Austritt aus der Düse wird in seinen unterschiedlichen Formen in [52] und in [60] mit Hilfe der Reynoldszahl und der Ohnesorgezahl des Strahles beschrieben. Die Beschreibung von Tropfenbewegungsmechanismen nach der Lagrange – Formulierung wird in [61] vorgenommen. Die Behandlung der Tropfenverdunstung, wobei im allgemeinen von der Voraussetzung des unbewegten Tropfens in ruhender Umgebung ausgegangen wird, findet man in [62] und [63].

Eine breit angelegte Untersuchung der drei genannten Sprayprozesse in einer Druckkammer wird in [64] beschrieben. Die verwendete Messtechnik besteht sowohl aus Visualisierungs- als auch aus Lasermessmethoden. Mit Hilfe dieser Messtechniken hat der Verfasser den Sprühstrahl auf verschiedene Art und Weise untersucht. Zum einen variierte er spraygeometrische Parameter wie Eindringtiefe, unterschiedliche axiale Abstände vom Düsenmund des Injektors, Kegelbreite und Kegelwinkel. Zum anderen nahm er eine Variation von spraydynamischen Parametern wie Anfangsgeschwindigkeit des Strahles, mittlere Strahlgeschwindigkeit und die Einspritzmenge für den jeweiligen Einspritzvorgang vor. Darüber hinaus wird ein eigenes Tropfenbewegungsmodell eingeführt, das auf der LAGRANGESchen Vorgehensweise beruht. Für die Simulation der Zerstäubungs-, Strahlausbreitungs- und Verdunstungsvorgänge wurden kommerzielle Programme wie SPICE, KIVA und FIRE genutzt. In einer früheren Arbeit [65] hat der Autor die Druckkammer-Versuchsanlage für die Untersuchung von Einspritzvorgängen und Einspritzdüsen bei Variation von Raildruck, Kammerdruck und Kammertemperatur vorgestellt.

Eigene Druckkammer-Untersuchungen werden in [66] präsentiert. Mit Hilfe des PDA-Messsystems, Kapitel 4.1.1, wurden Tropfengeschwindigkeit und –durchmesser unter relativ motornahen Messbedingungen bestimmt. Die Kraftstoff-Muldengeometrie wurde mit einem speziellen, topographischen System vermessen, um die virtuelle Raumkurve, auf der die

Messpunkte angeordnet sind, für Freistrahlundersuchungen vorzugeben. Die entsprechenden Messungen unter Kammerbedingungen haben gezeigt, **Tabelle 2.1**, dass Druck und Temperatur Einfluss auf die Tropfencharakteristiken nehmen. Nimmt bei Umgebungstemperatur der Kammerdruck zu, dann steigt der repräsentative Durchmesser. Nach Anhebung der Kammertemperatur (156°C) erhält man etwa jene Durchmesser, wie sie unter atmosphärischen Bedingungen vermessen werden.

Durchmesser	$P_{\text{Kammer}} = 1 \text{ bar}$ $\vartheta_{\text{Kammer}} = 20 \text{ °C}$	$P_{\text{Kammer}} = 4,4 \text{ bar}$ $\vartheta_{\text{Kammer}} = 20 \text{ °C}$	$P_{\text{Kammer}} = 4,4 \text{ bar}$ $\vartheta_{\text{Kammer}} = 156 \text{ °C}$
$D_{10} [\mu\text{m}]$	10,57	14,75	11,63

Tabelle 2.1. Mittlerer Durchmesser über alle Messpositionen [66]

Die Abnahme der Tropfenverdampfungsgeschwindigkeit mit steigendem Kammerdruck wurde auch in [67] ermittelt. Die Versuche mit n-Hexan wurden im Druckbereich von 3,1 bar bis 49,7 bar bei Umgebungstemperatur realisiert. Der Autor stellte fest, dass die Verdampfungsrates ständig abnimmt, bis eine kritische Grenze bei 30,3 bar erreicht wird. Danach nimmt die Verdampfungsgeschwindigkeit wieder leicht zu. Diesen Effekt führt der Autor auf den Zusammenhang zwischen dem Druck und der kinematischen Viskosität zurück, die letztlich den Wert der Re-Zahl bestimmt.

PDA-Messergebnisse in der Druckkammer unter motornahen Messbedingungen findet man auch in [68]. Die Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung wurde noch zusätzlich visualisiert. Der Einfluss von Wandtemperatur und Wandeigenschaften auf Sprayentwicklung und Sekundärtropfenbildung wird sorgfältig untersucht. Die Visualisierungsergebnisse zeigten, dass nahezu alle Tropfen an der Wand umgelenkt worden sind. Nur wenige Benzintropfen wurden von der Wand mit einem großen Winkel reflektiert. Die Änderungen der Temperatur und der Rauigkeit der Wand beeinflussen den Umlenkungsprozess kaum. Entsprechende Ergebnisse weisen die PDA-Messungen auf. Die sekundären Tropfen haben kleinere Durchmesser, bleiben jedoch unbeeinflusst von der Änderung der Wandeigenschaften. Die Fortsetzung dieser Arbeit erfolgt in [69], wo die beiden Verfasser auf die Notwendigkeit der Modellierung der Prozesse hinweisen. Nach kritischer Bewertung der vorhandenen Modelle wurde festgestellt, dass diese mit Einzeltropfenexperimenten und nicht mit Sprühstrahlexperimenten validiert worden sind, was eine Auswirkung auf die modellmäßige Bestimmung der Größe der sekundären Tropfen hat.

Auch in [70] wurden in einer Druckkammer PDA-Messungen und High-Speed-Visualisierungen durchgeführt, jedoch fanden die Untersuchungen der Tropfen- und Tropfenkette-Wand-Wechselwirkungen mit Modellkraftstoffen wie iso-Oktan und n-Dodekan statt. Die Messungen zeigten, dass es bei Temperaturen weit oberhalb der Leidenfrostschwelle zu einem Zerfallen und gleichzeitigem Abprallen der Tropfen kommt und somit befanden sich die Messungen im „splashing“ Bereich. Verringert man die Geschwindigkeit von 30 m/s auf 10 m/s, so reicht der reduzierte Impuls nicht aus, um die Wirkung der Oberflächenspannung zu unterdrücken. Die Fortsetzung dieser Arbeit findet man für motornahe Messbedingungen in [71] mit detaillierten Untersuchungen der instationären Interaktion eines Einspritzstrahles mit einer Wand. Eine sehr wichtige Aussage ist in diesem Zusammenhang, dass sich die Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung nur in unmittelbarer Wandnähe auswirkt (2 bis 3 mm Distanz von der Wand), während düsennahe Bereiche sich wie ein Freistrahle verhalten. Oberhalb der Prallfläche erfolgt eine Umlenkung der Hauptströmungsrichtung parallel zur Wand, wobei sich ein wandnaher Jet mit hoher Tropfenbelastung ausbildet, der an seiner Front zu Wirbeln aufgeworfen wird.

Als Ergänzung dieser Messungen wurde in [72] und [73] eine Formel entwickelt und verwendet für die Berechnung der Wärmestromdichte, die aus der Wandkühlung resultiert. Das Modell benötigt jedoch eine Information über das Temperaturfeld auf der nassen Fläche der Wand. Die Messungen wurden in der Druckkammer durchgeführt mit Variation der Wandtemperatur ($T_w=500-600$ K), des Abstandes Düse/Blech ($z_w=15-40$ mm) und des Einspritzdrucks ($p_{inj}=50-120$ MPa). Die Gastemperatur wurde konstant gehalten, $T_G=600$ K. Die ermittelten Wärmestromdichten reagieren wenig auf die Änderung des Einspritzdrucks und liegen im Bereich von $0,7$ MW/m² bis 1 MW/m². Die Wärmestromdichten ändern sich deutlicher, sobald eine Variation der Wandtemperatur und des Abstandes Düse/Blech stattfand, die Wärmestromdichten erreichten dann Werte von ca. 3 MW/m².

Im **Diagramm 2.2** ist die ermittelte Wärmestromdichte dargestellt, die aus der Variation der oben erwähnten Parameter resultiert und hier als Mittelwert angegeben ist. Die Einspritzdüse ist senkrecht zur Blechoberfläche positioniert und die Positionen $r = 1$ mm, 3 mm, 5 mm bezeichnen den Abstand des Messortes von der Sprühstrahlachse.

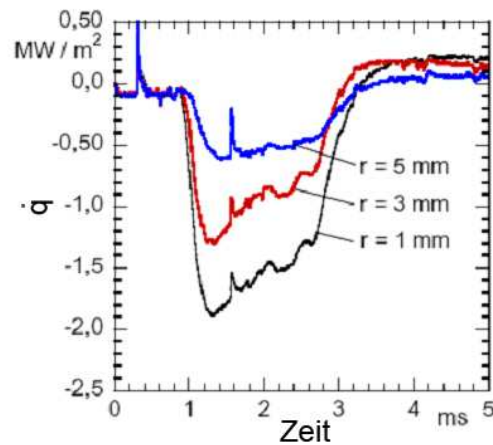


Diagramm 2.2. Zeitliche Dynamik der Wärmestromdichte während der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung [73].

Weitere Modellierungsversuche wurden in [74] veröffentlicht. Ziel der Studie war eine Beschreibung des instationären Verhaltens von Sprühstrahl und produziertem Dampf nach einem Kontakt mit der benetzten Wand. Vorgenommen wurde die Lösung der Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichungen im zweidimensional betrachteten Film auf der dreidimensional modellierten Wand. Das Modell basiert auf der Massen- und Impulsbilanz der dünnen Filmschicht bei Berücksichtigung der Wandbeaufschlagung, Kolbenbeschleunigung, dynamischen Druckänderung im Brennraum und des Wärme- und Stofftransports. Das Modell wurde durch Sprühstrahl-Wandwechselwirkungs-Experimente validiert. Die mit dem Modell ermittelten Größen wie Sprayradius, Spraykegelhöhe, Filmausbreitung und Filmdicke sind in guter Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Bei dem Einspritzdruck 30bar und der gemessenen Filmdicke von anfänglich $40\ \mu\text{m}$ erreichte diese ihr Maximum bei $70\ \mu\text{m}$ innerhalb von 2,5 ms und sank anschließend ab. In völlig anderer Größenordnung präsentieren sich die Werte bei 120 bar Einspritzdruck. Hier nimmt die Filmdicke von $10\ \mu\text{m}$ bis $20\ \mu\text{m}$ im gleichen Zeitregime zu. Es muss erwähnt werden, dass der Düsenneigungswinkel auf 90° eingestellt war und die eingespritzte Masse 35 mg betrug. Eine Ortsabhängigkeit der Schichtdicke wurde nicht betrachtet. Die Fortsetzung dieser Untersuchungen in [75] befasst sich mit der experimentellen und der modellmäßigen Bestimmung der Filmdicke in Abhängigkeit vom Düsenneigungswinkel. Eine Untersuchung der Filmdicke wird in [76] präsentiert. Hier werden in einem optisch zugänglichen Motor mit Hilfe der RIM(Refractive-Index-Matching)-Visualisierungstechnik lokale Filmschichtdicken ermittelt. Das Messprinzip dieser Methode besteht darin, dass neben den aufgezeichneten Bildern auch Lichtbrechungen in der benetzenden Flüssigkeit analysiert werden. Die

entsprechenden Lichtbrechungsindizes werden später ausgewertet, und so gewinnt man Informationen über die Filmdicken der untersuchten Stoffe. Die Autoren haben für iso-Oktan bei der Einspritzmasse von 14 mg eine durchschnittliche Filmdicke von $0,2 \mu\text{m}$ auf einer repräsentativen Fläche von 80 mm^2 festgestellt. Darüber hinaus wird herausgefunden, dass nur 0,1% von der ursprünglichen Einspritzmasse einen Film auf der Kolbenoberfläche bildet. Diese Aussage steht nicht in Übereinstimmung mit den Aussagen in [48].

Ein weiteres Modell, [7], befasst sich mit der Spray-Wand-Wechselwirkung unter „Cross-Flow“ Bedingungen in einem Windkanal. Jedoch muss in diesem Fall eine Validierung mit experimentellen Daten vorgenommen werden. Es fehlen nämlich die Informationen sowohl über lokale Tropfendichten als auch Tropfengrößen sowie über die Tropfengeschwindigkeiten in der unmittelbaren Wandnähe.

Phänomene der Reflektion, der Ablagerung und des Zerfalls der Tropfen dienen als Grundlage eines Modells, das in [77] vorgestellt wird. Experimente wurden zur Validierung des Modells durchgeführt. Nach der Implementierung der experimentellen Daten liefert das neue Modell jetzt eine Information über Strahlkegeldurchmesser mit dem Fehler von etwa 9,5% 2 ms nach der Einspritzsteuerung, und von 12% am Ende der Einspritzperiode. Die Ergebnisse des neuen Modells werden mit älteren Modellen verglichen, die von [78] and [79] stammen. Dabei zeigt sich, dass die Tropfengeschwindigkeiten und Tropfendurchmesser insbesondere im „splashing“ Bereich mit dem neuen Modell präziser bestimmt werden. Dies ist auf die fehlenden physikalischen Grundlagen des „splashing“ Mechanismus in den alten Modellen zurückzuführen. Zukünftige Modelle sollten auch die tangentialen und normalen Tropfengeschwindigkeitskomponenten nach dem Wandkontakt berücksichtigen. Die Auswirkung dieser Tropfenbewegungen auf die Verdampfungsgeschwindigkeit in der Filmnähe wurde in [80] untersucht. Der Autor stellte fest, dass sowohl die intensive Bewegung der sekundären Tropfen als auch ihr Zerfall in unmittelbarer Filmnähe für einen besseren Stoffübergang sorgt, was im Endeffekt eine Steigerung der gesamten Kraftstoffverdampfungsrate um 30% bewirkt. Dies hat sich auch in CFD-Simulationen bestätigt.

Eine Validierung von Simulationsergebnissen des kommerziellen CFD-Programms FLUENT hinsichtlich der Sprühstrahlentwicklung erfolgte in [81]. Für diesen Zweck wurden Messungen der Tropfendurchmesser und -geschwindigkeiten durchgeführt. Die Simulationsrechnungen führten jedoch zu Modellfehlern bei den Tropfengrößen von etwa 30% und bei den Tropfengeschwindigkeiten variiert der Fehler von 25% bis 70%.

Die Untersuchung bzw. Modellierung der Filmverdampfung auf einem ebenen Blech benötigt Kenntnisse über das Benetzungsregime, das stark von der Art der benetzenden Flüssigkeit, von ihrer Oberflächenspannung, der Oberflächenrauigkeit und von dem Benetzungswinkel abhängt. Der belgische Mathematiker Jean Plateau zeigte in [82], dass die typische Kugelgeometrie eines auf der Oberfläche liegenden Tropfens allein aus der Wirkung der Oberflächenspannung resultiert, die Oberfläche zu verkleinern. Auf ein unmittelbar an der Tropfenoberfläche liegendes Molekül wirken die Kohäsionskräfte nicht allseitig, wie innerhalb der Flüssigkeit, so dass sich eine in das Innere der Flüssigkeit gerichtete Kraft ergibt und die minimale Oberfläche angestrebt wird. Diese ergibt sich bei alleiniger Wirkung der zwischenmolekularen Kräfte in Form der Kugelgeometrie. Die zweite wichtige Kraft entsteht durch den Kontakt von Flüssigkeitsmolekülen mit der festen Wand. Die daraus resultierende Anziehungskraft wird in der phänomenologischen Theorie als Adhäsionskraft bezeichnet. Im Resultat des Zusammenspiels beider Kräfte entsteht ein Kontaktwinkel, der unmittelbar die Benetzungseigenschaften einer Wand kennzeichnet. Man spricht von sehr guter Benetzbarkeit, wenn das System einen kleinen Kontaktwinkel aufweist. Demgegenüber ist eine Oberfläche schlecht benetzbar, wenn der Randwinkel groß ist. Diese beiden qualitativen Definitionen sind natürlich relativ, wenn man verschiedene Oberflächen miteinander vergleicht.

Bei entsprechenden genauen Untersuchungen unterscheidet man die statischen von den dynamischen Kontaktwinkeltypen. Statische Kontaktwinkel werden durch die Cassie-, Wenzel- und Younggleichungen definiert [83].

Für die experimentelle Bestimmung des Kontaktwinkels nutzt man das Washburn-Verfahren. Diese häufig verwendete Methode bezeichnet man als „capillary raise“-Methode [84],[85]. Sie ist derzeit eine der zuverlässigsten Methoden zur Bestimmung des Kontaktwinkels, obwohl sie auf bestimmten Voraussetzungen basiert. Eine andere Möglichkeit zur Kontaktwinkelbestimmung besteht in der Kenntnis der Oberflächenspannungen an den Phasengrenzen Gas, Flüssigkeit und fester Körper. Den Zusammenhang zwischen Benetzungswinkel und Oberflächenspannungen liefert die oben erwähnte Young-Gleichung, **Gleichung 2.4**

$$\sigma_{lv} \cdot \cos \alpha_k = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (2.4)$$

Das Kontaktwinkelproblem wurde bereits in Literatur sorgfältig untersucht [83], [86], [87]. Theoretische Modelle zur Bestimmung des Randwinkels werden u.a. in [88], [89] und [90] aufgestellt, die auch zu einem besseren qualitativen Verständnis der Vorgänge führen.

Auf Grund der Kompliziertheit des Randwinkelproblems liegt der Schwerpunkt der Untersuchungen auf der experimentellen Bestimmung des Randwinkels in Abhängigkeit von den Stoffsystemen, der Temperatur, der Wandrauhigkeit und Verunreinigungen.

In [91] werden Messungen mit Wasser durchgeführt, um die Abhängigkeit des Randwinkels von der Temperatur zu untersuchen. Für eine mit einer Paraffinschicht bedeckten Edelstahlwand ergab sich im Temperaturbereich von 90° bis 140 °C ein nahezu konstanter Randwinkel. Allerdings weisen die Werte des Winkels im Temperaturbereich von 30° bis 180°C bei der sauberen Oberfläche eine merkliche Streuung auf. Ebenso werden solche Abhängigkeiten auch in [92] untersucht. Die resultierenden Aussagen werden jedoch nicht durch die Messungen in [86] bestätigt, wonach im Temperaturbereich von 40 °C bis 90 C° der Randwinkel relativ stark von der Temperatur abhängt.

Bei der Untersuchung der Empfindlichkeit von niedrigen Randwinkeln auf Verunreinigungen, [90], führte bereits ein geringer Verschmutzungsgrad zu einem deutlichen Anstieg des Kontaktwinkels. Weitere Zunahmen des Verschmutzungsgrades lassen den Randwinkel nicht mehr wesentlich ansteigen. Eine umgekehrte Tendenz wurde bei einem hohen Wert des Kontaktwinkels beobachtet, der sich bei geringem Verschmutzungsgrad drastisch verkleinert. Die Schlussfolgerungen, zu denen man in [90] gekommen ist, decken sich ebenfalls mit Aussagen, die in [93] und [88] gemacht worden sind.

Ebenso untersuchte man in [90] den Einfluss der Wandrauhigkeit auf den Vorrückwinkel an geschmirgelten Oberflächen aus Kupfer, Nickel und deren Legierungen bei Variation des Rauheitsgrades von 0,2 µm bis 4,5 µm. Es zeigte sich ein stoffabhängiger Einfluss der Rauigkeit. Diese wirkt sich bei Nickel und deren Legierungen kaum auf den Randwinkel aus. Beim Kupfer jedoch sank der Winkel mit steigender Rauigkeit. Der Autor weist darauf hin, dass die Rauigkeit annähernd konstant zu halten ist, um im Zusammenhang mit Siedeexperimenten an der Kupferoberfläche eine Vergleichbarkeit der gewonnenen Ergebnisse zu gewährleisten.

Die beschriebenen Winkel werden statisch genannt, wenn sich die Dreiphasenlinie in Ruhe befindet oder nur sehr langsam bewegt. Fast alle Messmethoden bestimmen den statischen Winkel. Systematische Untersuchungen zur Bestimmung des dynamischen Randwinkels bei bewegter Dreiphasenlinie findet man nur selten in der Literatur. In [94] wird eine Änderung des dynamischen Randwinkels an silikonisiertem Glas untersucht. Es hat sich ergeben, dass mit steigender Bewegungsgeschwindigkeit der Dreiphasenlinie im Geschwindigkeitsbereich bis 0,7 mm/min eine kleine Zunahme des Randwinkels zu beobachten ist. Bei den

Untersuchungen in [95] konnte kein Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den dynamischen Kontaktwinkel erkannt werden.

Untersuchungen zum Einfluss der Oberflächenspannung auf den Kontaktwinkel sind sowohl experimentell aber auch in der Simulation schwierig. In experimentellen Arbeiten ist eine reine Variation der Oberflächenspannung ohne die Veränderung anderer Größen oder den Wechsel des Fluids kaum möglich [96]. In [97] untersuchte man mittels Simulation den Einfluss der Oberflächenspannung auf das Ausbreitungsverhalten von Tropfen. Für $200 < We < 2000$ in einem Bereich von $10^2 < Re < 10^5$ wurde festgestellt, dass der Einfluss von We völlig vernachlässigbar ist.

Die Autoren von [98] variierten in ihrer Simulation die Weber-Zahl für einen Zinn-Tropfen bei $Re = 1200$ in einem Bereich $500 < We < 5000$ und fanden eine deutliche Steigerung des Benetzungsradius mit steigender Weber-Zahl. Die Darstellung der Ausbreitungsradien über der dimensionslosen Zeit zeigt, dass die Kapillarkräfte am Ende der Ausbreitungsphase, wenn der Einfluss der Inertialeffekte abnimmt, zunehmenden Einfluss gewinnen.

In [99] wurde ein sog. SOLA-VOF-Modell im CFD Code FLUENT zur Berechnung des Ausbreitungsdurchmessers eines Wassertropfens eingesetzt. Dafür wurde sowohl ein konstanter statischer Winkel als auch ein dynamischer Winkel aus früheren Messungen vorgegeben. Es sind nur geringe Unterschiede im Benetzungsdurchmesser für die beiden Variantenrechnungen und den experimentellen Ergebnissen festzustellen. Die Vorgabe des statischen Kontaktwinkels für die Simulationen scheint nach den Erkenntnissen dieser Arbeit und der guten Übereinstimmung von Simulation und Experiment als gerechtfertigt und wird deshalb auch im Rahmen der eigenen Arbeit zu Grunde gelegt, Kapitel 6.2.

Die Untersuchungen in [100] zeigten, dass ein größerer dynamischer Kontaktwinkel zu einer eingeschränkten Benetzung führt und durch die Bildung eines Wulstes wiederum eine Kontaktwinkel-Vergrößerung bewirkt wird. Die Autoren führten dieses Verhalten auf eine größere mittlere Krümmung am äußeren Rand des Tropfens mit zunehmendem dynamischen Kontaktwinkel zurück. Entsprechend dieser größeren Krümmung verzögern die Oberflächenspannungskräfte die Bewegung des sich ausbreitenden Fluids. Die Wulstgröße nimmt durch eine stärkere Ansammlung von Fluid zu.

In [101] kommt der Autor in der Diskussion seiner Ergebnisse zu dem Schluss, dass eine genaue Quantifizierung des Einflusses der Benetzungseigenschaften während der Ausbreitungsphase der Flüssigkeit weiterhin offen ist und dafür zusätzliche Versuche notwendig sind.

Insbesondere für Ottokraftstoff als komplexes Gemisch vieler verschiedener Kohlenwasserstoffe bleibt die Frage der umfassenden Modellierung und Berechnung des Kontaktwinkels in der verfügbaren Literatur weiter unbeantwortet. Daher werden für die Simulationen Ersatzkraftstoffe verwendet, deren Verdunstungsverhalten prinzipiell beschrieben werden kann. Das Verhalten solcher Modellkraftstoffe hinsichtlich Zerstäubung und Verdampfung unterscheidet sich im allgemeinen deutlich von dem des Ottokraftstoffes, wodurch die Übertragbarkeit auf den Motorprozess eingeschränkt ist, [102]. Eine solche Annäherung an die physikalischen Eigenschaften und die realen Prozesse, bezogen auf Diesekraftstoff, ist durch die Verwendung von Mehrkomponentengemischen in [58] zu finden. Es werden jedoch selten Experimente mit Ersatzstoffen in der Literatur präsentiert, in denen ihre Eignung als Ottokraftstoffersatz untersucht worden wäre. Diese Kenntnis wäre von größter Bedeutung bei der Modellierung der Verdunstungsprozesse der benetzenden Flüssigkeit, die bis jetzt allgemein in der Literatur nicht zu finden ist. Es werden insofern allein Modelle präsentiert, [103], [104], die sich mit der Modellierung des Wärme- und Stofftransports im Inneren eines zerstäubten Tropfens befassen.

Aus diesem Grund wird eine Visualisierung der benetzten bzw. partiell benetzten Wand sowie eine Modellierung des Verdunstungsprozesses der benetzenden Flüssigkeit angestrebt, um Fortschritte bei der Beschreibung der Sprühstrahl-Wand-Interaktion im Rahmen der Gemischbildung zu erzielen.

3. Zielsetzung

Die Gemischbildung im Verbrennungsmotor wird u.a. auch durch die Spray-Wand-Wechselwirkung beeinflusst. Diese verursacht hoch komplexe Vorgänge mit folgenden Einzelprozessen bzw. –problemen:

- Spray-Wand-Annäherung,
- Auftreff- und Reflektionsprozesse,
- Sekundärtropfenbildung,
- Benetzung und Filmbildung,
- Verdampfung und Verdunstung der Flüssigkeit,
- Kühlprozesse,
- Verweilzeiten der Flüssigkeit auf der Wand.

Die im Kapitel 2 vorgenommene Recherche zum Stand des Wissens zeigt, dass diese Probleme in der Literatur verstärkt untersucht werden, um die Bedingungen für die Gemischbildung präzisieren zu können.

Nach wie vor sind jedoch die Kenntnisse zur Strahl-Wand-Interaktion lückenhaft, insbesondere auch unter der Bedingung hoher Wandtemperatur. So wird die Sekundärtropfenproblematik i.a. mit Einzeltropfen bzw. Tropfenketten grundlegend untersucht. Entsprechende Untersuchungen mit Kraftstoffsprays findet man selten.

Auch findet man nur wenige Hinweise auf die verschiedenen Benetzungs- und Filmbildungsprozesse. Sie sind stark abhängig von der Wandtemperatur, vom Kontaktwinkel Flüssigkeit – Wand und von der Wandtemperatur. Eine dominierende Rolle übt dabei das Leidenfrostphänomen aus. Oberhalb der Leidenfrosttemperatur wird die Wand von der Flüssigkeit nicht benetzt, was anzustreben wäre im Sinne einer optimalen Gemischbildung.

Weiterhin findet man in der Literatur nur unzureichende Hinweise auf die Verdunstungs- und Verdampfungsprozesse von Kraftstoff-Flüssigkeitsfilmen, nachdem es zur Benetzung der Wand unterhalb des Leidenfrostbereiches gekommen ist. Es stellen sich dabei die Fragen nach dem Benetzungsgrad der Wand, den Filmdicken, dem Verdampfungsregime und nach der Verdampfungszeit. Letztere ist sehr wichtig für die Gemischaufbereitung im Zylinderraum, weil eine unvollständige Filmverdampfung in der Folge der anschließenden Verbrennung durch Sauerstoffmangel zu Verkokungen und Verschmutzungen der Wand führt. Die resultierenden Ablagerungen und Schichten saugen bei der nächsten Einspritzung flüssigen Kraftstoff auf und bilden sich zunehmend zu einem Kraftstoffspeicher aus, der die Quelle von unerwünschten HC-Emissionen im Abgas ist. Auch führen flüssigkeitsbenetzte

Zylinder- bzw. Kolbenwände nach der Zündung des Gemisches zum sog. „Flame Quenching“ in der Wandnähe, was zu besonders großen HC-Emissionen im Abgas führt [46].

Ziel der Arbeit ist es, einen Beitrag zur Beantwortung dieser offenen Fragen zu leisten.

Dabei gestaltet sich die Bearbeitung dieser Thematik auf Grund der Komplexität der Prozesse schwierig. Man gelangt bei der Analyse der Aufgabenstellung zu der Schlussfolgerung, dass die beschriebene Problematik mit dem Einsatz eines einzigen Messverfahrens nicht lösbar ist. Daher ist eine Methode entwickelt worden, die auf dem kombinierten Einsatz mehrerer Messverfahren beruht. Die Wand ist bei dieser Methode als dünnes ebenes Testblech ausgebildet, das sich elektrisch direkt beheizen lässt, womit die Wandtemperaturen zum Versuchsbeginn auf die jeweiligen stationären Anfangswerte eingestellt werden können.

Das Spray trifft auf der sog. nassen Blechseite auf die Wand. Die dabei in Wandnähe und auf der Wand stattfindenden Interaktionsprozesse sollen mit dem PDA-Verfahren (Phasen-Doppler-Anemometrie) messtechnisch erfasst und darüber hinaus mit einer Hochgeschwindigkeitskamera visualisiert werden.

Die PDA-Messtechnik ermöglicht die Ermittlung der Spraycharakteristiken, wie u.a. die für die Gemischbildung wichtigen Geschwindigkeiten und Durchmesser der sekundären Tropfen. Ein wesentliches PDA-Messergebnis ist auch der Eintreffzeitpunkt der ersten Tropfen auf der Wand in Bezug auf die Triggerzeit der Düse.

Die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung ihrerseits soll wesentliche experimentelle Informationen über die Benetzungsstruktur, den Benetzungsgrad und gegebenenfalls das Verdampfungsregime liefern, um die Modellierung des Kühl- und Verdampfungsprozesses zu ermöglichen.

Da die Wand eine sehr kleine Dicke aufweist, dringt das Temperatursignal der Interaktion Sprühstrahl-Wand relativ schnell durch das Testblech auf die sog. trockene Blechseite. Die resultierenden instationären Temperaturen der trockenen Oberfläche sollen in hoher zeitlicher Auflösung thermographisch, also mit einem dritten Messverfahren, ermittelt werden. Unter Nutzung dieser experimentellen Information, in Kombination mit den Ergebnissen der beiden anderen Messverfahren, soll das inverse Wärmeleitproblem im Testblech gelöst werden, um die Wärmestromdichten während der Interaktion Sprühstrahl-Wand auf der nassen Seite des Bleches zu bestimmen.

Ihre Kenntnis ermöglicht nun die Modellierung des Transportprozesses im flüssigen Wandfilm, deren Ziel die Abschätzung von Film- Verdampfungszeiten ist.

Die Zielsetzung der Arbeit wird somit deutlich. Mit dem kombinierten Einsatz von Messverfahren sollen jene experimentellen Daten bereitgestellt werden, die in einem ersten

Modellierungsschritt die Ermittlung der transienten Wärmestromdichten im benetzten Bereich der Wand ermöglichen. In einem zweiten Modellierungsschritt soll dann unter bestimmten Voraussetzungen die Austrocknungszeit des flüssigen Wandfilms abgeschätzt werden.

Da sich benetzende Wandfilme nur unterhalb der Leidenfrosttemperatur bilden, ist den eigentlichen Untersuchungen die Bestimmung des Leidenfrostphänomens in Abhängigkeit von den einstellbaren Betriebsparametern und Versuchsbedingungen vorangestellt.

Hinsichtlich der im Fokus der Arbeit stehenden beabsichtigten Untersuchungen finden lediglich exemplarische Messungen unter Druckkammerbedingungen statt. Aus Gründen der optischen Zugänglichkeit und des hohen experimentellen Aufwandes findet die eigentliche messtechnische Analyse bei atmosphärischen Bedingungen hinsichtlich Temperatur und Druck statt. Es lässt sich zeigen, dass eine qualitative Aussagefähigkeit der Ergebnisse in Bezug auf ihre Übertragung auf Druckkammerbedingungen gegeben ist.

Die Sprayerzeugung erfolgt mit einer Benzineinspritzdüse bei Variation des Raildruckes, sowie des Abstandes und des Anstellwinkels Düse-Wand, womit auch die Beaufschlagungsdichte vorgegeben wird. Die Wandtemperatur wird zwischen 20° und 250°C variiert.

Testmedien sind Benzin und exemplarisch verschiedene flüssige Kohlenwasserstoffe.

Im folgenden werden die eingesetzten Messverfahren sowie ihre Kombination im Rahmen der Messmethode erläutert.

4. Experimente

Die experimentelle Analyse der Strahl-Wand-Interaktion erfolgt mit zwei optischen Messverfahren für die Untersuchung der Prozesse an der strahlzugewandten Oberfläche der Wand. Mit einem dritten Messverfahren wird das Temperaturfeld der strahlabgewandten Oberfläche der Wand registriert.

4.1 Messverfahren

Die beiden optischen Verfahren sind die Phasen-Doppler-Anemometrie und die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung. Die Temperaturfeldbestimmung der trockenen Wandoberfläche erfolgt thermografisch. Damit werden prinzipiell thermisch trägheitsfreie und berührungslose Messprinzipien eingesetzt.

4.1.1 Phasen- Doppler - Anemometrie

Das Phasen-Doppler-Anemometer (PDA) ist ein optisches Meßsystem, das die Geschwindigkeit und den Durchmesser von kugelförmigen Partikeln simultan und berührungslos zu messen gestattet und das bisher sehr erfolgreich bei der Vermessung von homogenen, transparenten bzw. stark reflektierenden Teilchen eingesetzt wird. Bei dieser Messmethode wird das Streulichtmuster der beleuchteten Flüssigkeitstropfen ausgewertet. Dieses Streulicht setzt sich im allgemeinen aus gebeugtem, reflektiertem und gebrochenem Licht zusammen, wobei der gebeugte Lichtanteil bei der PDA-Messtechnik nicht genutzt wird.

In der zur Verfügung stehenden Anlage der Firma Aerometrics, wird ein 4W-Ar-Ne- Laser (Lexel 95) im Multimode (polychromatisch) benutzt. In der Beamsplittoptik werden die beiden intensivsten Moden des Laserlichts (grün 514,5 nm und blau 488 nm) durch ein Prisma aus dem Laser ausgekoppelt. Die beiden kohärenten Laserstrahlen werden in einer Bragg- Zelle in zwei intensitätsgleiche Strahlen zerlegt [105].

Über Lichtleiter gelangen die Laserstrahlen zu dem optischen Sender, der die 4 Strahlen in seinem Brennpunkt bündelt, wobei die jeweils monochromatischen Strahlenpaare an ihrem Schnittpunkt ein Interferenzmessvolumen, mit Interferenzebenen senkrecht zur Schnittachse, **Abbildung 4.1.1.1**, bilden.

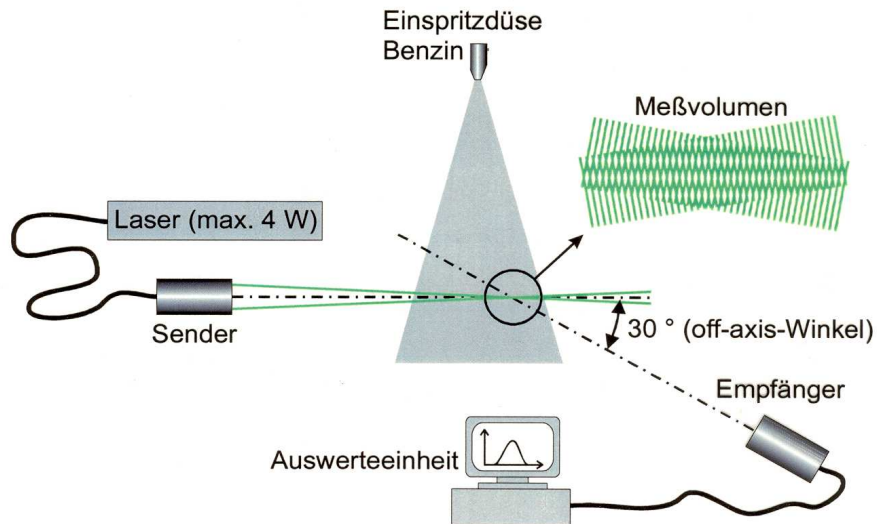


Abbildung 4.1.1.1. Schema der PDA-Messanlage.

Im Meßvolumen kreuzen sich die beiden Laserstrahlen und es kommt zu einer Überlagerung der Lichtwellen. Dabei entsteht das abgebildete Interferenzfeld mit der parallelen Ausrichtung der hellen (Verstärkung) und dunklen (Auslöschung) Streifen.

Ein Signal wird ausgelöst, wenn ein Partikel das Meßvolumen und dabei diese Streifen passiert. Dabei schwankt die vom Partikel reflektierte (gestreute) Lichtmenge, verursacht durch die Interferenzstreifen. Die Frequenz dieses Streulichtsignals ist zur Partikelnormalgeschwindigkeit proportional. Wenn zwei Laserstrahlen eingesetzt werden, können zwei Geschwindigkeitskomponenten ermittelt werden.

Die Partikeldurchmesser-Bestimmung erfolgt durch die Messung der Phasendifferenz des von zwei an unterschiedlichen Orten aufgestellten Empfängern registrierten Streulichtes.

Hinsichtlich der Anordnung der Empfangsoptik unterscheidet man zwischen Rück- und Vorwärtsstreurichtung. Prinzipiell ergeben sich höhere Streulichtintensitäten bei der Vorwärtsstreurichtung. In der Abbildung 4.1.1.1 ist eine solche Anordnung der Empfangsoptik in Vorwärtsstreurichtung dargestellt. Die Festlegung des Beobachtungs- bzw. Off-axis-Winkels φ erfolgt in Abhängigkeit von der Größe des Brechungsindex des Testflüssigkeit mit einem Computercode, in dem die Regeln der geometrischen Optik berücksichtigt werden [106]. Für beide Testflüssigkeiten, Benzin und n-Oktan, ergibt sich ein optimaler Off-axis-Winkel von 30° .

Die realisierte Brennweite der Optik von 250 mm ermöglicht die Registrierung von Tropfendurchmessern von etwa 1 bis $100\ \mu\text{m}$, wobei die sog. Dynamik von 50:1 den Durchmesserbereich beispielsweise von 1 bis $50\ \mu\text{m}$ bzw. von 2 bis $100\ \mu\text{m}$ begrenzt. In der

Arbeit wird auf Grund der Strahlcharakteristiken der Durchmesserbereich von 1 bis 50 μm überstrichen.

Bei einem Strahlwinkel von $\theta=4^\circ$, **Abbildung 4.1.1.2**, weist das Messvolumen eine charakteristische Abmessung von ca. 120 μm auf. Hinsichtlich des Aufzeichnungsmodus werden zur Gewährleistung eines statistisch abgesicherten Ergebnisses 10000 gültige Ereignisse verlangt, die bei der Geräteeinstellung der Hardware-Coincidence in beiden Kanälen P_1 und P_2 simultan registriert werden müssen.

Die Phasendopplermethode erfordert keine Kalibrierung, weil die Teilchengröße und die Geschwindigkeit nur von der Laserwellenlänge und von der optischen Konfiguration abhängig sind. Der Abstand zwischen den Interferenzstreifen lässt sich mit der Wellenlänge des Laserlichts λ und dem Winkel zwischen den Lichtstrahlen θ berechnen, **Abbildung 4.1.1.2**.

Bestimmung der Tropfengröße

Das Prinzip der Messung des Tropfendurchmessers besteht darin, dass das Streulicht einer Einzelpartikel mit zwei an verschiedenen Orten im Raum positionierten Detektoren registriert wird. Die Phasendifferenz zwischen den Signalen der beiden Detektoren ist von der Partikelkrümmung abhängig und kann in Verbindung mit dem Partikeldurchmesser gebracht werden.

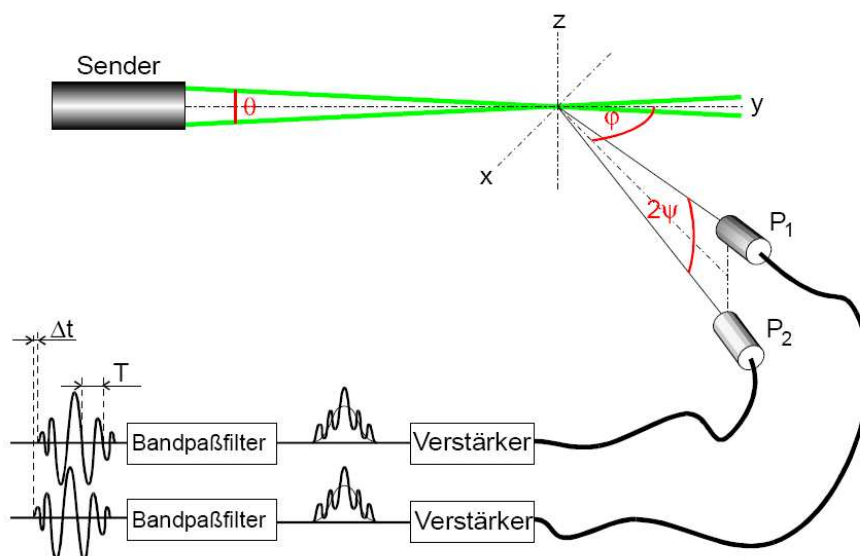


Abbildung 4.1.1.2. Anordnung der optischen Detektoren [106].

Die zwei Photodetektoren befinden sich unter demselben Off-Axis-Winkel φ , Abbildung 4.1.1.1 (der Winkel zwischen der Emitter- und Receiverachse), und sind symmetrisch zur Streuebene unter einem Höhenwinkel ψ angeordnet, Abbildung 4.1.1.2. Bewegt sich ein kugelförmiges Partikel durch das Interferenzvolumen, so streut das Teilchen Licht in dem Raum. Dieses Streulicht bewegt sich entsprechend der Teilchen-Bewegung an den Photodetektoren vorbei. Von ihnen wird dieses bewegte Muster in ein Spannungssignal (Burst) umgesetzt, so dass das von den beiden Photodetektoren erfasste Streulicht aufgrund der Interferenzstreifen eine zeitliche Modulation mit der Frequenz $f_D=1/t_p$ aufweist.

Nur wenn entweder Reflexion oder Brechung bei dem eingestellten Off-Axis-Winkel dominiert, ist die Zeitdifferenz Δt als Phasendifferenz $\Phi_{12} = 2\pi \left(\frac{\Delta t}{t_p} \right)$ zwischen einem Paar

von Doppler-Bursts messbar.

Für diesen Fall kann der Tropfendurchmesser d aus der Phasenverschiebung ϕ_{12} wie folgt berechnet werden [55]:

$$d = \frac{1}{2b} \left(\frac{\lambda}{\pi \cdot n_{\text{Kontinuum}}} \right) \Phi_{12}. \quad (4.1.1.1)$$

Hierin sind $n_{\text{Kontinuum}}$ die reale Brechzahl der kontinuierlichen Phase und b ein Zahlenfaktor, der verschiedene Werte für Brechung und Reflexion aufweist:

$$b_{\text{Reflexion}} = \sqrt{2} \left\{ \begin{array}{l} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \Psi - \cos \frac{\theta}{2} \cos \Psi \cos \varphi \right)^{\frac{1}{2}} \\ - \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \Psi - \cos \frac{\theta}{2} \cos \Psi \cos \varphi \right)^{\frac{1}{2}} \end{array} \right\} \quad (4.1.1.2)$$

$$b_{\text{Brechung}} = 2 \left\{ \begin{array}{l} \left[1 + n_{re}^2 - \sqrt{2} n_{re} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \Psi + \cos \frac{\theta}{2} \cos \Psi \cos \varphi \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \\ - \left[1 + n_{re}^2 - \sqrt{2} n_{re} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \Psi + \cos \frac{\theta}{2} \cos \Psi \cos \varphi \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \end{array} \right\} \quad (4.1.1.3)$$

Es gilt

$$n_{re} = \frac{n'_{\text{Partikel}'}}{n_{\text{Kontinuum}}} \quad (4.1.1.4)$$

mit $n'_{Partikel}$ als reale Brechzahl der dispersen Phase, [105]. Dieser Stoffwert ist mit einem Refraktometer-Verfahren für den Ottokraftstoff mit 1,4488 und für das Paraffin n-Okтан mit 1,3951 ermittelt worden.

Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit

Wie bereits erwähnt, kreuzen sich im Messvolumen der Sendeoptik zwei Laserstrahlen. Infolge der Polarisierung des Laserlichtes entsteht im Schnittpunkt ein Interferenzmuster. Der Abstand der Interferenzstreifen Δx kann mit dem Zusammenhang

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4.1.1.5)$$

berechnet werden.

Durchquert ein Partikel das Messvolumen, wird über die Empfangsoptik das Streulicht dieses Partikels detektiert. Aus der Frequenz f_D des empfangenen Lichts kann die Teilchengeschwindigkeit v senkrecht zum Interferenzstreifenmuster mit dem Ansatz

$$v = \frac{f_D \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4.1.1.6)$$

bestimmt werden [107].

Messfehler bei den PDA-Messungen

Kann man annehmen, dass der Brechungsindex der exakt sphärischen Partikeln bekannt ist und eine fehlerfreie Abbildung des Messvolumens auf den Photodetektoren vorliegt, dann lassen sich die Messfehler in zwei Gruppen einteilen:

1. Ungenauigkeiten bei der Einstellung bzw. Bestimmung des Strahlwinkels θ der Laserstrahlen sowie der Winkel φ und Ψ für die Photodetektorstellungen
Der daraus resultierende mögliche, maximale Fehler bei der Bestimmung des Tropfendurchmessers ergibt sich zu 8 % bei reflektierenden Partikeln und 7 % bei brechenden Partikeln.
2. Phasenfehler aufgrund der Signalerfassung und –auswertung

Dieser Fehler setzt sich zum einen aus Phasenverschiebungen in den Photodetektoren und bei der Bandpassfilterung nebst Verstärkung der Signale, zum anderen aus den Digitalisierungsfehlern der A/D-Wandler und der Ungenauigkeit infolge des verwendeten Auswertalgorithmus zusammen. Darüber hinaus müssen die Signale für die Auswertung unterschiedlichen – durchaus gerätespezifischen – Kriterien genügen, welche indirekt die Größe und Geschwindigkeit von Partikeln betreffen. Die Akzeptanz von Partikeln für die Auswertung kann folglich indirekt Klassierungseffekte in Bezug auf Größe und Geschwindigkeit mit sich bringen. Die Messungen von Partikelzahlen bzw. die Angabe von Verteilungen ist also prinzipiell fehlerbehaftet [108].

4.1.2 Infrarotthermografie

Die Messungen der Oberflächentemperatur des Probestückes werden mit dem Infrarotscanner „Agema Thermovision[®] 900 LW“ realisiert, **Abbildung 4.1.2.1**. Der Scanner arbeitet im sog. langwelligen Bereich von 8-12 μm . Bei einer Bildwechselfrequenz von 15 Hz bietet der Scanner eine Auflösung von 230 Pixel \times 136 Zeilen. Da jedoch instationäre Temperaturverläufe im Millisekundenbereich zu detektieren sind, wird der Scanner im Linemodus mit einer Zeilenwechselfrequenz von 2551 Hz betrieben. In diesem Modus wird lediglich eine Zeile abgetastet und ausgewertet. Der Scanner wird in Kombination mit einer 20° Infraroptik verwendet.



Abbildung 4.1.2.1. Infrarotthermografisches Messsystem.

Die Funktionsweise der Thermokamera basiert auf der Messung der Strahlungsintensität I des zu betrachtenden Körpers. Die von der Thermokamera gemessene Strahlungsintensität setzt sich jedoch nach **Gleichung 4.1.2.1** aus drei Termen zusammen.

$$I = \varepsilon \cdot \tau \cdot I_{\text{Objekt}} + \tau \cdot (1 - \varepsilon) \cdot I_{\text{Umgebung}} + (1 - \tau) \cdot I_{\text{Atmosphäre}} \quad (4.1.2.1)$$

Der erste Summand beschreibt die Strahlungsintensität des Körpers, der zweite die von diesem Körper reflektierte Strahlungsenergie der Umgebung und der dritte die Strahlung der sich im Strahlengang befindlichen Objekte, wie die Luft oder die Linsen.

Mit Hilfe des Emissionskoeffizienten ε wird die Abweichung des realen grauen Strahlers von dem des idealen schwarzen Strahler ($\varepsilon = 1$) beschrieben. Der Transmissionskoeffizient τ hingegen beschreibt die Abweichung von der diathermanen Eigenschaft, resultierend aus den sich im Strahlengang befindenden Objekten.

Die einzelnen Strahlungsintensitäten ermittelt das Thermovision[®]900 System mittels der **Gleichung 4.1.2.2**.

$$I = \frac{R}{e^{B/T} - F} \quad (4.1.2.2)$$

Die Funktion leitet sich aus dem Planckschen Strahlungsgesetz ab und wurde empirisch ermittelt. Die Größen B, F und R sind die Kalibrierkonstanten der Kamera und T die Objekttemperatur.

Mit Hilfe der Gleichung 4.1.2.2 erfolgt die Ermittlung der Strahlungsintensität der Umgebung und der Atmosphäre. Durch Einsetzen dieser beiden Werte in der Gleichung 4.1.2.1 kann nun die Strahlungsintensität des betrachteten Körpers bestimmt werden. Die Verwendung ihres Wertes in der Gleichung 4.1.2.2 ergibt nach Auflösung die Temperatur T, womit die Bestimmung der Objekttemperatur möglich ist [109].

Das Thermografiesystem erreicht bei Kenntnis des Emissionskoeffizienten ε der zu untersuchenden Oberfläche im Temperaturbereich von 0-250 °C eine Messgenauigkeit von 0,1 K.

4.1.3 Hochgeschwindigkeitskinematografie

Für die Untersuchung der Sprühstrahl- Wand- Interaktion und des Verhaltens der zerstäubten Flüssigkeit auf der Blechoberfläche wird die Hochfrequenzkamera Shimadzu ISIS V2 genutzt, **Abbildung 4.1.3.1**.

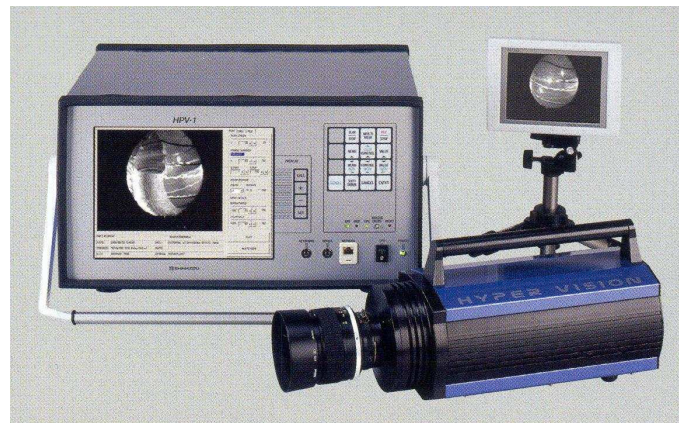


Abbildung 4.1.3.1. Bildliche Darstellung: Hochgeschwindigkeitsvisualisierung.

Dieser Prototyp zeichnet sich durch eine maximale Bildwechselfrequenz von 1 MHz bei einer Auflösung von 344×239 Pixel aus. Die hohe Frequenz wird durch ein direktes Weitergeben der Information (elektrischen Ladung) eines jeden lichtempfindlichen CCD- Elements an eine Speicherstruktur, bestehend aus lichtunempfindlichen CCD- Elementen, erreicht, **Abbildung 4.1.3.2.** Diese werden nach einer erfolgten Aufnahme ausgelesen. Die Bildwechselfrequenz des so genannten In-situ Storage Image Sensor (ISIS) wird also nicht, wie bei herkömmlichen Kameras, durch die Bildauslesegeschwindigkeit limitiert. Nachteil dieses Chipaufbaus ist jedoch die Beschränkung auf 103 Frames, d.h. man kann mit dieser Kamera 103 Bilder in Folge aufzeichnen. Für längere Aufnahmen bei einer hohen zeitlichen Auflösung ist es jedoch möglich, über den im Nanosekundenbereich exakten Trigger-Delay mehrere Aufnahmen aneinander zu reihen [110], [111], [112].

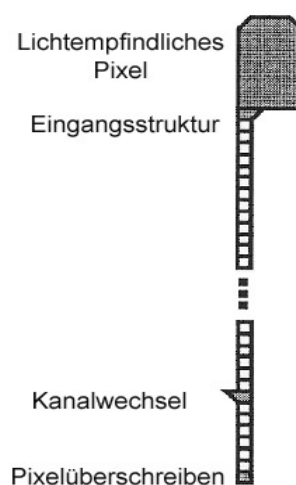


Abbildung 4.1.3.2. ISIS V2 CCD Element

4.2 Versuchsanlage

Für die Untersuchung von Kraftstoff- bzw. Kohlenwasserstoff-Sprays mit Hilfe der Infrarotthermografie und der PDA- Diagnostik ist ein vorhandener Einspritzversuchsstand verwendet bzw. umgebaut worden. Schematisch ist der Aufbau des Versuchsstandes zur Visualisierung und für die infrarotthermografischen Messungen in **Abbildung 4.2.2** dargestellt. Die Messanordnung bei den PDA - Untersuchungen ist in der **Abbildung 4.2.1** zu sehen.

In den beiden Messanordnungen wird für den Aufbau des Einspritzdruckes eine 200 bar N₂-Flasche verwendet. Mit Hilfe eines Hydraulikzylinders wird der Druck auf die zu zerstäubende Flüssigkeit übertragen. Der Druck lässt sich über ein Regelventil variieren und durch ein Manometer kontrollieren. Dem Hydraulikzylinder folgt ein 4-Zylinder-Kraftstoffrail, welches die Einspritzdüse mit Flüssigkeit versorgt.

Für die durchgeführten Versuche wurde die Einspritzdüse B 438 173 600 09 der Robert Bosch AG verwendet. Es handelt sich hierbei um eine Dralldüse mit einem Hohlkegelprofil. Der Öffnungswinkel der Düse beträgt 70° und die Neigung der Strahlachse zur Düsenachse 20°. Angesteuert wurde die Einspritzdüse über ein 65V Steuergerät der Robert Bosch AG. Als Impulsgeber für das Steuergerät fungierte ein herkömmlicher PC, der über die serielle Schnittstelle mit dem Bosch-Steuergerät verbunden war. Die Ansteuerzeit betrug 1,4ms, die Reaktionszeit der Düse, resultierend aus der Reaktionszeit des Injektors sowie der trägen Masse der beweglichen Teile, 500µs. Die Öffnungszeit der Düse betrug somit 900µs.

Innerhalb dieser 900µs zerstäubte die Düse in Abhängigkeit von der Dichte der Testmedien ca. 9mg Kraftstoff.

Für die Untersuchung der Sprühstrahl-Wand-Interaktion war es notwendig, eine Wand anzuordnen, auf die der Sprühstrahl gerichtet werden konnte. Diese Wand sollte beheizbar und ihre Temperatur von 20-250°C variabel einstellbar sein. Verwendung finden relativ dünne Bleche, die zwischen zwei Kupferklemmen, die mit einer Gleichstromquelle verbunden waren, eingebaut, justiert und stationär beheizt sind. Eventuelle Verformungen des eingebauten Bleches, hervorgerufen durch die Beheizung, wurden durch Vorspannung mit Hilfe einer Feder minimiert. Die Einspritzdüse ließ sich genau hinsichtlich Entfernung und Winkel zum Blech einrichten. Die Distanz zwischen der Blechoberfläche und dem Düsenmund kann von 0 bis 100 mm variiert werden, und der Neigungswinkel der Einspritzdüse zur Blechoberfläche ließ sich im Bereich von 20° bis 70° einstellen.

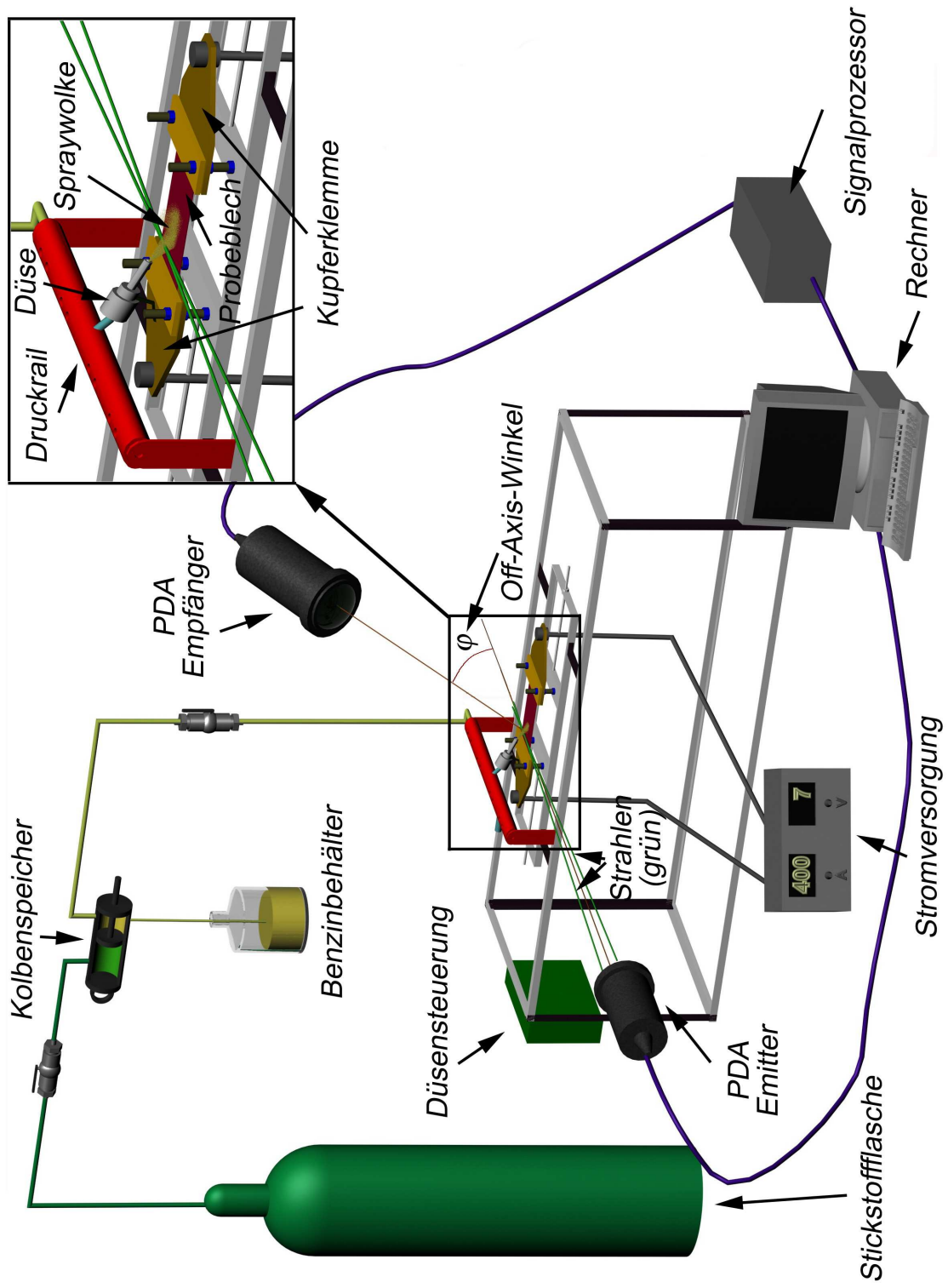


Abbildung 4.2.1. Messanordnung bei der Durchführung der PDA – Messungen zur Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung

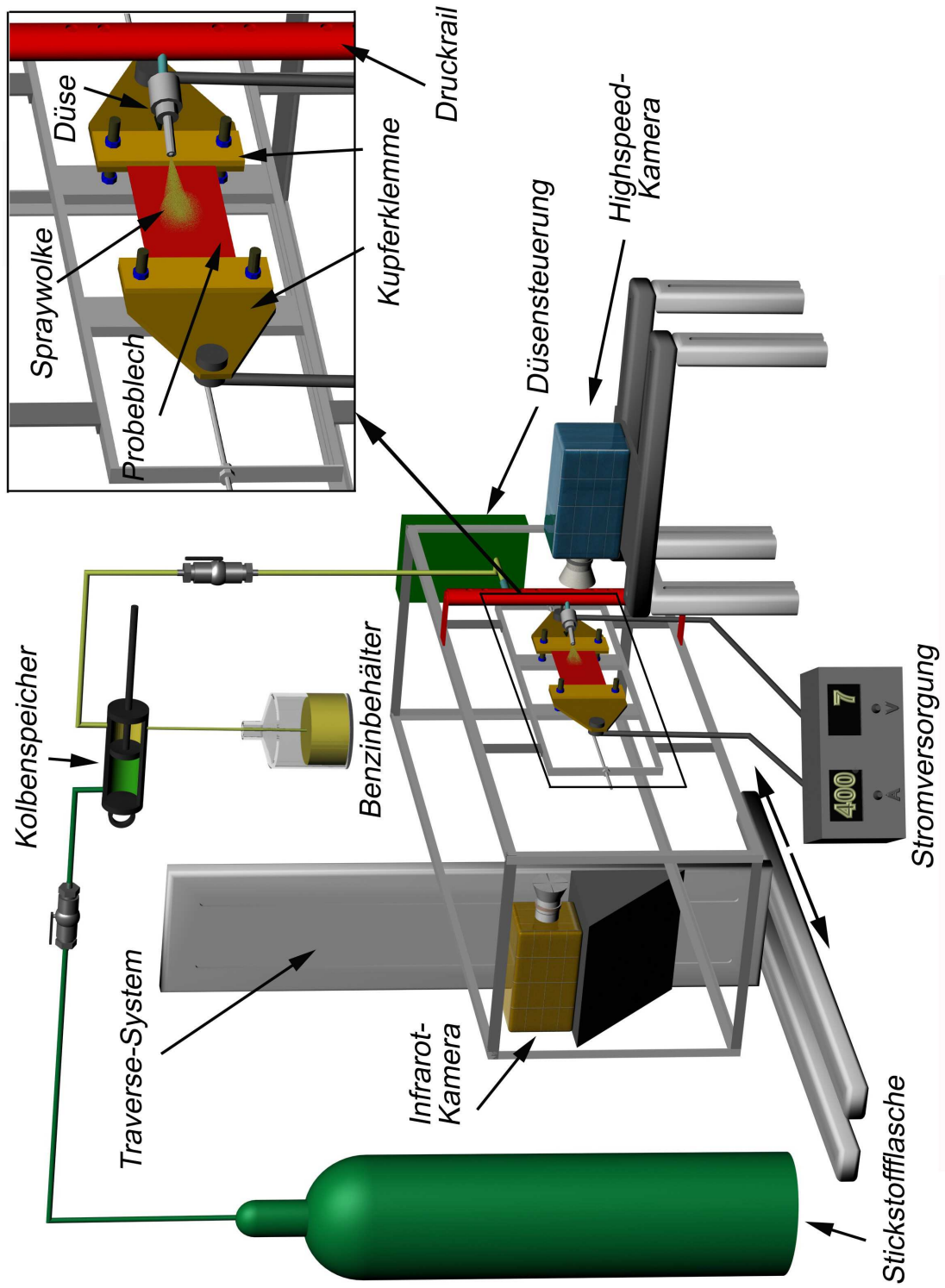


Abbildung 4.2.2. Versuchsanlage zur Visualisierung und infrarothermografischen Messung bei der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung

Als Blechmaterialien wurden die Nickel-Basislegierung Inconel 625 und der Kohlenstoffstahl C67 verwendet. Die Blechtemperaturen werden durch elektrische Direktbeheizung eingestellt. Um die Durchdringzeiten des Temperatursignals möglichst zu verkleinern, wurde für die Thermografieversuche Inconelblech mit einer Stärke von $100\mu\text{m}$ und Kohlenstoffstahl mit der Blechdicke von $200\mu\text{m}$ verwendet.

4.3 Versuchsvorbereitung und –durchführung

Zur Untersuchung der Spray-Wand-Interaktion werden drei Messtechniken genutzt, die schon im Kapitel 4.1 beschrieben sind.

Hochgeschwindigkeitsvisualisierung

Die Visualisierungsexperimente mittels der Hochgeschwindigkeitskamera erfolgten mit makroskopischen und mikroskopischen Aufnahmen. Für die makroskopischen Untersuchungen wurde die Kamera in Kombination mit einem Nikon 28-105 mm Objektiv verwendet. Als Lichtquellen dienen zwei 2000 W Photolampen. Es war jedoch nötig, die beobachtete Wandoberfläche zu schwärzen, da ansonsten auf Grund der starken Reflexionen die Beobachtung der Kraftstoffausbreitung und der benetzten Flächen nicht möglich war.

Bei den mikroskopischen Untersuchungen wurde die Shimadzu Kamera mit einem Leica MZ APO Mikroskop gekoppelt. **Abbildung 4.3.1** zeigt den Aufbau schematisch in der Draufsicht.

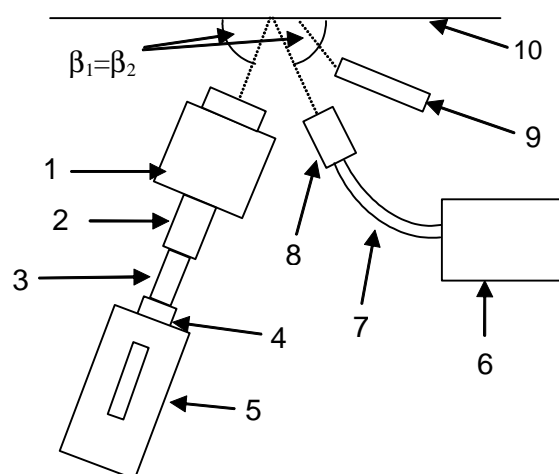


Abbildung 4.3.1. Anordnung Hochgeschwindigkeitsmikroskopie, Draufsicht

Das Mikroskop /1/ befindet sich in der Horizontalen und ist fest auf einem Gestell aus Bosch-Profilen montiert. Die Verbindung zwischen Mikroskop und Kamera /5/ wurde mit einem Leica Tubus 1,0x /2/, einem Leica Photoprojektiv 2,5x/SLR /3/ und einem T- Mount Adapter /4/ hergestellt. Die Kamera ist gleitend auf dem Gestell gelagert.

Da die Shimadzu Hochfrequenzkamera im Vergleich zu bisherigen Kameras sehr lichtempfindlich ist (bedingt durch große CCD Elemente) und außerdem über eine bis zu 30fache Signalverstärkung verfügt, war eine Leica Kaltlichtquelle /6/ KL1500 für die Ausleuchtung der Blechoberfläche teilweise ausreichend. Mit einem flexiblen Lichtleiter /7/ und einer fokussierenden Optik /8/ konnte die abzubildende Fläche sehr gleichmäßig ausgeleuchtet werden. In der Abbildung 4.3.1 wird die Einspritzdüse durch Pos./9/ und die Blechoberfläche durch Pos./10/ dargestellt.

Bei der Ausrichtung des Mikroskops und der Lichtquelle war darauf zu achten, dass der Blickwinkel des Mikroskops dem Einfallswinkel der Lichtquelle entsprach. Ein Blickwinkel von 90° wäre für die mikroskopischen Untersuchungen von Vorteil gewesen, konnte aber auf Grund der Gegebenheit $\beta_1=\beta_2$ nicht realisiert werden. Somit wurde das Mikroskop mit einem Blickwinkel von $\beta_1=75^\circ$ eingerichtet. Dadurch wird aber, bedingt durch die geringe Schärfentiefe bei stärkerer Vergrößerung, ein Teil der Fläche unscharf abgebildet.

Infrarotthermografie

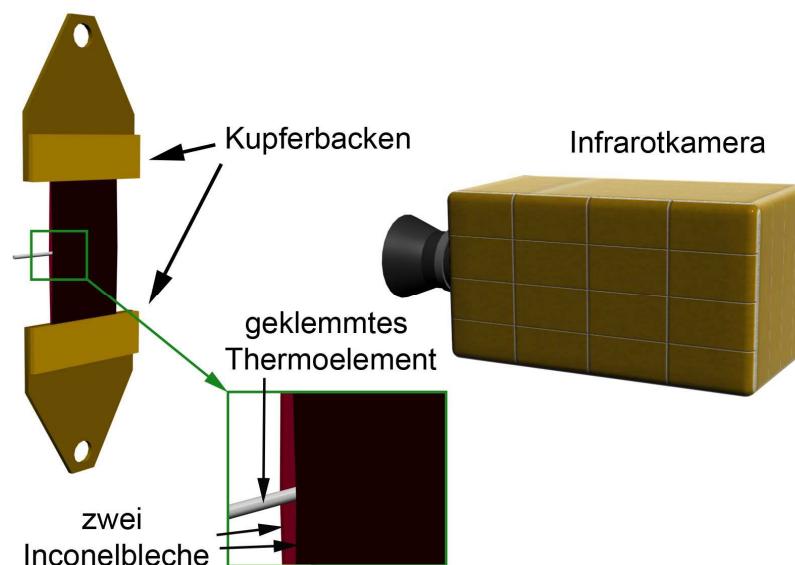


Abbildung 4.3.2. Messanordnung zur Bestimmung des Emissionsgrades eines Probebleches.

Für die Bestimmung der Oberflächentemperatur mit Hilfe der Infrarotthermografie ist eine möglichst genaue Kenntnis des Emissionsgrades der zu untersuchenden Fläche erforderlich.

Der Fehler der gemessenen Temperatur, der auf dem fehlerbehafteten Emissionsgrad $\epsilon_{\text{real}} = \epsilon + \Delta\epsilon$ beruht, ist bei gleicher Abweichung $\Delta\epsilon$ vom wahren Wert ϵ um so kleiner, je größer der wahre Wert ist. Daher ist es von großem Vorteil, wenn die betrachtende Fläche einen hohen Emissionsgrad hat, wodurch sich auch der Einfluss der reflektierten Anteile reduziert. Da die Oberflächen von nichoxidierten Metallen einen relativ geringen Emissionskoeffizienten aufweisen, war es notwendig, die mit der Thermokamera zu betrachtende Seite des Bleches zu schwärzen. Für diesen Zweck wurde die Metalloberfläche mit einer temperaturbeständigen Farbe (Spezial Senotherm-Lack der Lackfabrik Weilburg) beschichtet, die im betrachteten Wellenlängenbereich einen Emissionsgrad von etwa 0,9 besitzt. Speziell für die vorgesehenen Messungen wird der Emissionsgrad mit einer Messmethode ermittelt, die in der **Abbildung 4.3.2** dargestellt ist.

Der Emissionskoeffizient dieser Oberfläche wird in Abhängigkeit von der Blechtemperatur mit der Hilfe eines Thermoelements, das gemäß **Abbildung 4.3.2** zwischen zwei Probebleche geklemmt ist und mit dem internen ϵ -Rechenprogramm der Agema 900 bestimmt. Durch die elektrische Direktbeheizung werden die beiden Probebleche praktisch homogen beheizt. Die Oberflächentemperatur eines Testbleches wird im Bereich der Thermoelementspitze mit dem Thermographiesystem bestimmt. Der Emissionsgrad der Oberfläche, den das Thermographiesystem zur Temperaturbestimmung benutzt, wird solange angepasst, bis die vom Thermoelement und vom Thermographiesystem gemessene Temperatur übereinstimmen. Durch die Variation der eingespeisten elektrischen Leistung wird im interessierenden Temperaturbereich für verschiedene Oberflächentemperaturen der Emissionsgrad und so der Emissionsgrad der Oberfläche temperaturabhängig bestimmt [106].

Bei dieser Messmethode wird davon ausgegangen, dass die Oberflächentemperatur gleich der Mittentemperatur am Ort des Thermoelements ist. Die Bleche sind 0,1 mm (Inconel) und 0,2 mm (C67) dick, so dass auf Grund der relativ kleinen Wärmestromdichte durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung die Temperaturdifferenz zwischen dem Ort des Thermoelements, also der Mitte zwischen beiden Blechen, und der Oberfläche des Testbleches vernachlässigt werden kann. Diese Anordnung vermindert auch den Messfehler des Thermoelements durch Konvektion und Strahlung, da es völlig von den Blechen umschlossen ist.

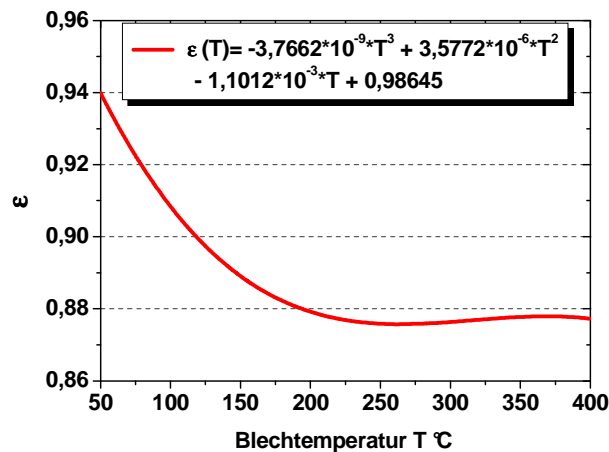


Diagramm 4.3.1. Temperaturabhängigkeit des Emissionkoeffizienten der Blechoberfläche

Die Messergebnisse lassen sich im Bereich von $50^{\circ}\text{C} \leq \vartheta \leq 400^{\circ}$ durch die Gleichung im **Diagramm 4.3.1** beschreiben [113].

Die Auswertung der Infrarotaufnahmen erfolgt im Rahmen der Arbeit mit dem ausgewählten konstanten Emissionsverhältnis von 0,88, weil die experimentell realisierten Blechtemperaturen sich praktisch im Bereich von etwa 170°C bis 220°C befanden.

In Folge der Isolierungseigenschaften des erwähnten Lackes kommt es bei instationären Messungen der Sprühstrahl-Wand-Interaktion zur Verzögerung des Temperatursignals und zur deutlichen Steigerung von Durchdringzeiten. Diese werden verursacht durch den Temperaturleitkoeffizient des Ofenlacks $a = \lambda / (\rho \cdot c_p)$, der deutlich niedriger ausfällt als jener des Bleches. Als Alternative wurde eine Graphitbeschichtung überprüft, die vergleichbare thermische Eigenschaften bezüglich der verwendeten Blechmaterialien (Inconel 600 und Kohlenstoffstahl C67) besitzt. In diesem Fall wird der Emissionskoeffizient im Bereich von $170\text{-}230^{\circ}\text{C}$ mit etwa 0,78 bestimmt. In der Arbeit werden Messungen und Ergebnisse mit beiden Beschichtungen vorgestellt.

Es soll erwähnt werden, dass die Graphitbeschichtung für Versuche mit Blechtemperaturen über 300°C ungeeignet ist. Das Problem besteht darin, dass oberhalb dieser Temperaturschwelle ein starker Oxidationsprozess der beschichteten Oberfläche einsetzt.

PDA-Diagnostik

Hinweise zur Auswahl der Systemeinstellungen bei den PDA-Messungen erfolgten bereits im Kapitel 4.1.1.

4.4 Auswertung der experimentellen Ergebnisse

4.4.1 Visualisierung

Die Interaktion des Kraftstoffsprays mit der Wand wurde sowohl im makroskopischen als auch im mikroskopischen Bereich untersucht.

Die makroskopische Visualisierung eignet sich besonders zur Beobachtung des Globalprozesses der Sprayentwicklung, **Abbildung 4.4.1.1**. Es lassen sich qualitative Aussagen über Sprayausbreitung und -dauer machen. Die Primär- und Sekundäratomisierung (Primär- und Sekundärsprayzerfall) kann beobachtet werden.

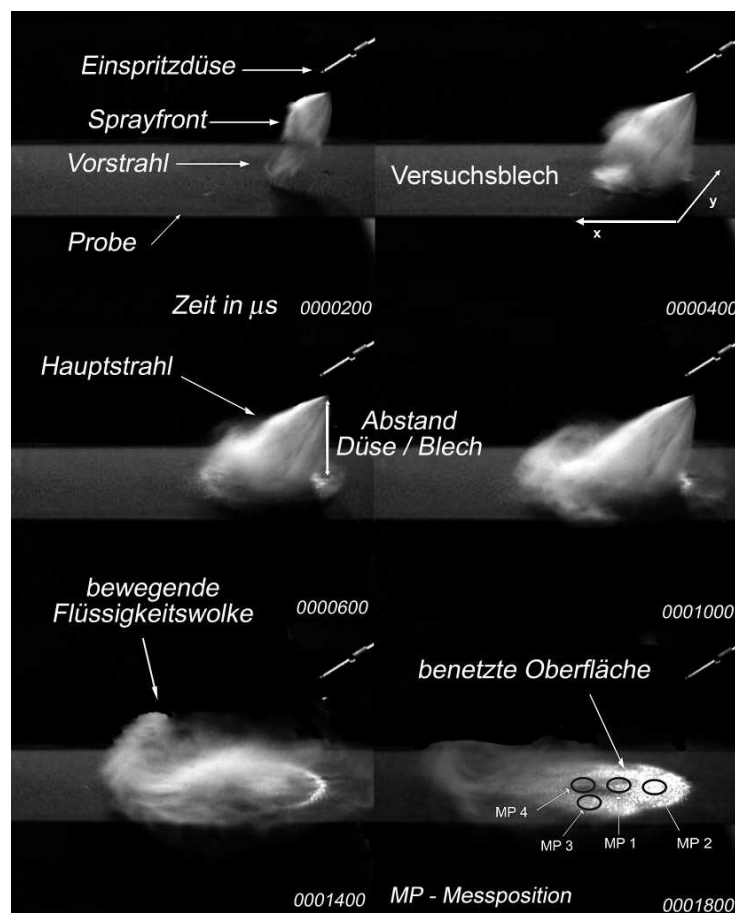


Abbildung 4.4.1.1. Makroskopische Sprayvisualisierungen.

Es ist deutlich zu sehen, dass ein einzelner Sprühstrahl aus einem Vorstrahl und einem Hauptstrahl besteht. Einige Tropfen aus dem Vorstrahl können Durchmesserwerte von $60\ \mu\text{m}$ und Geschwindigkeiten von 50m/s erreichen. Im Hauptstrahl werden Durchmesser im Bereich von 10 bis $20\ \mu\text{m}$ beobachtet [114].

In der Abbildung 4.4.1.1 sind die verschiedenen zeitlichen Phasen der Strahl-Wand-Interaktion dargestellt. Nach dem Aufprall bei ca. 0,4 ms, breitet sich das Spray als sog. Wall Jet [115] entlang der Wand aus. An der Tröpfchenfront entwickelt sich dieser Wall Jet zu einer Wirbelstruktur (Wall Jet Vortex), in der sich die Tröpfchen in der gegenläufigen Richtung bewegen. Die Tropfendichte nimmt in dieser Grenzzone des Sprays ab und sie verdampfen/verdunsten.

Ein anderer Teil des Sprays benetzt die Wandoberfläche (siehe die Aufnahmen bei 1,4 und 1,8 ms), und hinterlässt einen dünnen Flüssigkeitsfilm, in dem in ausgewählten Benetzungsgebieten (Messposition 1,2,3,4) die mikroskopische Visualisierung vorgenommen wurde.

Die mikroskopischen Untersuchungen wurden hauptsächlich an der Messposition 2 durchgeführt, weil sie den meist benetzten Beaufschlagungsbereich repräsentiert. Die Visualisierungen konnten jedoch erst nach ca. 2,3 ms nach Spraybeginn vorgenommen werden. Bis zu dieser Zeit wird die Messposition durch den Sprühstrahl optisch völlig verdeckt. Erst nach dieser Zeit sind auf der Blechoberfläche unterschiedliche Benetzungsstrukturen visuell zu unterscheiden, aus deren hoch transienten Verhalten sich die Schlussfolgerungen hinsichtlich Siederegime in gewählten Beaufschlagungsbereichen ziehen lassen. In der **Abbildung 4.4.1.2** ist exemplarisch ein Benetzungsbild der spraybeaufschlagten Oberfläche dargestellt.

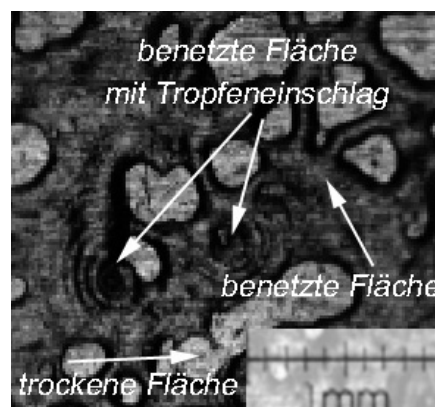


Abbildung 4.4.1.2. Mikroskopische Visualisierung einer benetzten Wandfläche

Um die von der Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichneten Bilder bearbeiten und mittels herkömmlicher PCs darstellen zu können, war es notwendig, die Daten in die Formate Bitmap und AVI zu konvertieren. Das AVI-Format eignet sich zur Darstellung des gesamten aufgezeichneten Films und somit für die Visualisierung der dynamischen Prozesse. Nachteilig

am AVI-Format ist jedoch die geringe Auflösung. Für die Nachbearbeitung der Aufnahmen mit der vollständigen Ausnutzung der Bildauflösung der Kamera wurde das Bitmap-Format gewählt.

Die im Bitmap-Format abgespeicherten Sequenzen, wie die Abbildung 4.4.1.2, bestehen aus den von der Kamera aufgezeichneten 103 Einzelbildern, welche in einem Ordner abgelegt wurden. Es besteht also die Möglichkeit, die einzelnen Bilder separat zu bearbeiten. Für die Bildkorrektur, das Einfügen der Maßstäbe und das Zusammenschneiden mehrerer Bilder konnte Adobe® Photoshop® benutzt werden.

Weiterhin lassen sich im Ergebnis der Auswertung Aussagen hinsichtlich der Austrocknungsdynamik des Flüssigkeitsfilms erlangen. Mit Hilfe der vorhandenen Bildauswertungs-Software OPTIMAS® kann die visualisierte Wand/Flüssigkeitsoberfläche in Zonen unterschiedlicher Grautönung eingeteilt werden. Damit ergibt sich die Möglichkeit, ein Wandbenetzungsverhältnis zu bestimmen [116], und somit in zeitlicher Abhängigkeit die Relation der ausgetrockneten zur benetzten Oberfläche zu ermitteln. Diese wichtige Aussage wird direkt ihren Beitrag zur Beschreibung der Dynamik des sprayseitigen Wärmeübergangs leisten, und somit aus den vorliegenden Zeitlupen-Aufnahmen ein neues Vergleichskriterium für die Spray-Wand-Interaktion aller untersuchten Testflüssigkeiten liefern, Kapitel 6.1. Allerdings muss bei den zu analysierenden Bildern die Korrektur der Helligkeit und des Kontrastes vorgenommen werden, da die aufgezeichneten Bilder im Regelfall zu dunkel waren. Dies führt zu Auswertefehlern, die sich aber nicht objektiv quantifizieren lassen. Außerdem variierten die Beleuchtungsverhältnisse auch während der Aufnahmen, da sich zum Beispiel die Reflexionseigenschaften der Wandoberfläche durch die Bildung eines Wandfilms änderten. Als weitere Ursache für die Veränderung der Lichtverhältnisse ist die Abdeckung der Lichtquelle durch den Sprühstrahl zu nennen. Hierdurch war es, wie erwähnt, nicht möglich, mikroskopisch die direkte Sprühstrahl-Wand-Interaktion zu Beginn des Prozesses zu untersuchen.

4.4.2 Infrarotthermografie

Das thermographisch-experimentelle Programm bestand aus Messungen der transienten Änderungen der sprayabgewandten Blechoberflächentemperatur infolge der Spray-Wand-Interaktion.

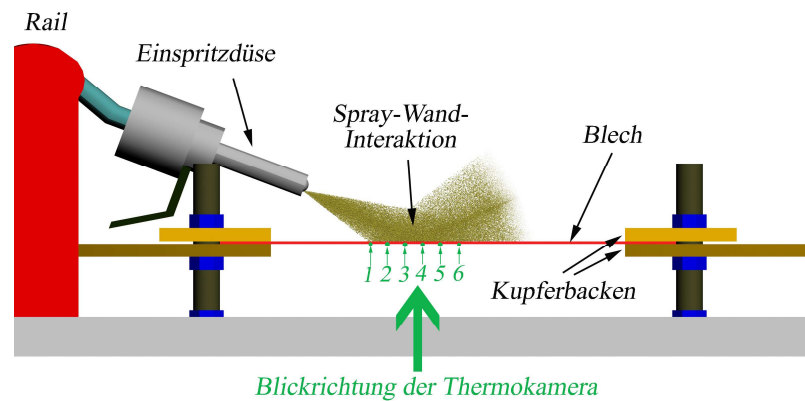
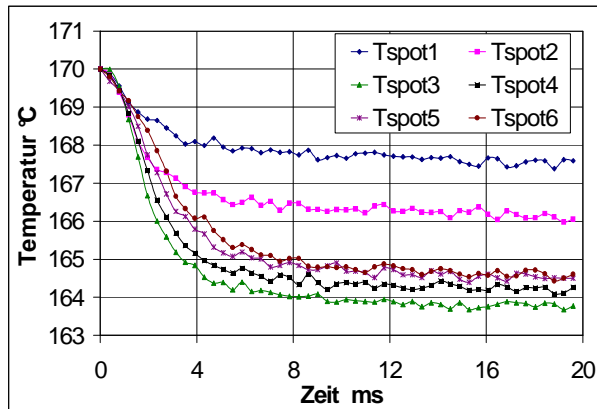


Abbildung 4.4.2.1. Positionierung der 6 Thermografie-Analysespots

Für die Auswertung der im Linemodus, siehe Kapitel 4.1.2, registrierten Temperaturverläufe bestand die Möglichkeit, 6 einzelne Pixel (Spots) auf der Linie zu definieren und deren Temperatur über der Zeit aufzuzeichnen. Die Pixel haben untereinander jeweils einen Abstand von ca. 5 mm, **Abbildung 4.4.2.1**. Es konnte für alle Versuche die gleiche Pixelkonfiguration verwendet werden, da der Abstand Thermokamera/Blech exakt mit Hilfe des Traverse-Systems einzustellen war und somit die Entfernung der Pixel zueinander als konstant zu betrachten ist. Problematisch hingegen war, die Kamera exakt zu justieren, d.h. die Pixel immer auf einen vergleichbaren Ort auf dem Blech auszurichten. Somit wurde bei jedem Neuaufbau der Kamera der erste düsenächste Spot derart ausgerichtet, dass er an der Grenze des thermografisch wahrnehmbaren Abkühlbildes einer Einspritzung lag. Somit konnte in einem gewissen Maße eine Reproduzierbarkeit/Vergleichbarkeit der Ergebnisse gewährleistet werden.

Die ersten thermografischen Versuche mit dem 0,1 mm dicken Inconel-Blech wurden bei einem Abstand Düse/Blech von 16,9 mm durchgeführt. Bedingt durch die ausgeprägte Inhomogenität des Sprühstrahls bei diesem Abstand kommt es zu einer stark variierenden Beaufschlagung und somit zu entsprechenden Variationen der Blechabkühlung. Bei der Vergrößerung des Abstandes Düse/Blech auf 35 mm wird die Beaufschlagung homogenisiert. Das **Diagramm 4.4.2.1** stellt exemplarisch Abkühlcharakteristiken des Probebleches in untersuchten Punkten (Spots) bei einem Abstand Düse/Blech von 35 mm dar. Aus diesem Diagramm wird ersichtlich, dass ein Abkühlprozess in zwei Phasen stattfindet. In der ersten Phase, ca. 4 ms, werden große instationäre Temperaturgradienten registriert und das Blech kühlt sich schlagartig ab. In der zweiten Phase schwenken die instationären Temperaturverläufe auf nahezu quasistationäre Werte ein, wobei in Abhängigkeit von der Beaufschlagungsdichte Blechabkühlungen von ca. 2 bis 6 K erreicht werden.



- Testflüssigkeit:	Benzin
- Raildruck:	90bar
- Düsenöffnungszeit:	1,4 ms
- Düsenwinkel:	20°
- Entfernung Blech/Düse:	35mm

Diagramm 4.4.2.1. Transiente Temperaturverläufe an den 6 Spots nach einer Einspritzung.

Die Einspritzversuche wurden jeweils viermal wiederholt. Daher bestand zum einen die Notwendigkeit zu einer Normierung der Temperatur insofern, als die Temperaturen der einzelnen Spots zum Anfangszeitpunkt t_0 untereinander und der Versuche zueinander leicht von der stationären Soll(Anfangs)temperatur abweichen.

Zum anderen lassen sich mittlere definierte Temperaturänderungen des Bleches an den Messorten bestimmen. Solche definierten Temperaturänderungen des Bleches sind die instationären Temperaturprofile $T(t)$ sowie die globalen Blechabkühlungen $\Delta T = (T_0 - T_{5ms})$, wobei T_{5ms} für jene Temperatur steht, die das Blech am Messort nach 5 ms während des Abkühlvorgangs erreicht hat, Kapitel 5.1.2.

Wie erwähnt, repräsentieren die thermografischen Messwerte die Oberflächentemperaturen des Testbleches auf der sprühstrahlabgewandten Seite. Diese Werte werden im Rahmen der Simulation der instationären Wärmeleitung im Blech genutzt, um auf die Randbedingung der sprühstrahlbeaufschlagten Blechoberfläche zu schließen (siehe Kapitel 6.1).

4.4.3 Phasen-Doppler-Anemometrie

Angelehnt an die thermografischen Messungen werden die PDA-Untersuchungen der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung in denselben Messpositionen durchgeführt, jedoch auf der sprühstrahlbeaufschlagten Seite. Die Messlinie, auf der sich die Messvolumina befinden, wird in einem bestimmten Abstand von der Blechoberfläche positioniert. Ermittelt werden die Durchmesser und Geschwindigkeiten von primären Tropfen (Geschwindigkeitskomponente entgegen der positiven z-Richtung) und sekundären Tropfen (Geschwindigkeitskomponente

in positiver z-Richtung) im jeweiligen Messvolumen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Leidenfrosttemperatur, **Abbildung 4.4.3.1**. Die Vorgehensweise zur Durchführung dieser Experimente sowie Messergebnisse wurden bereits in [117] dargestellt. Die PDA-Versuche wurden dort in der Wandnähe durchgeführt mit Variation des Abstandes der Messlinie von der Wand. Die Linienabstände von der Wand betragen 1,7 mm, 2,1 mm und 2,5 mm. Die untersuchte kalte Wand wies die Geometrie eines realen Kolbenbodens auf. Bei der Ermittlung des Quotienten aus der Zahl der reflektierten Tropfen zur Gesamtzahl der registrierten Ereignisse konnte beim Messabstand 1,7 mm der maximale Wert von 0,7 bestimmt werden. Bei den beiden anderen Messabständen wies dieser Quotient jeweils den Wert 0,18 auf. Auf Grund dieser Erkenntnisse wurden die PDA-Untersuchungen der sekundären Tropfenbildung bei einem Abstand von 1 mm von der Blechoberfläche realisiert. Eine weitere Abstandsverkleinerung empfiehlt sich nicht, weil der Tropfen bei Reflexion zunächst verformt ist und somit wegen nichtsphärischer Kontur vom PDA-System als Messereignis nicht akzeptiert wird.

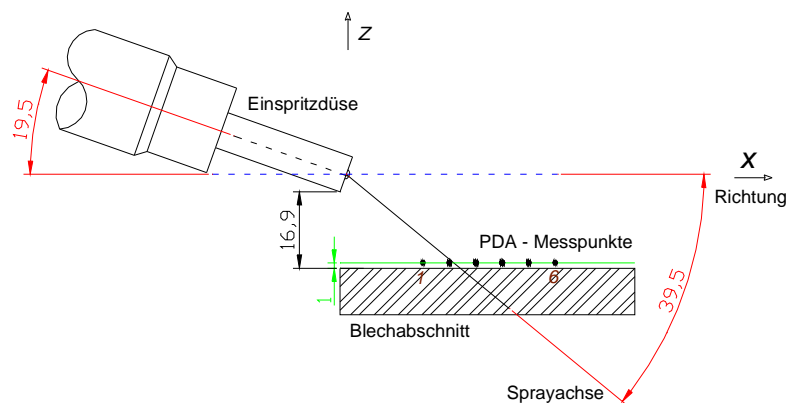


Abbildung 4.4.3.1. Anordnung der sechs Messpunkte bei der Durchführung der PDA-Experimente

Die Anordnung der Messpunkte, in denen die PDA-Messungen erfolgten, ist in der Abbildung 4.4.3.1 dargestellt. Variiert werden die Einspritzparameter, wie der Einspritzdruck, die Beaufschlagungsdichte durch den Abstand Düse/Blech und den Anstellwinkel Düse/Blech, sowie die Wandtemperatur und die Sprühflüssigkeit.

Mit einer elektronischen RSA external input-Einheit (Zeitbox) lassen sich PDA-Messereignisse zeitlich aufgelöst in Bezug auf den Einspritzbeginn registrieren und damit die ausgeprägte Dynamik von Spraycharakteristiken analysieren. Diese PDA-Analyse in kleinen

Zeitfenster ist besonders wichtig für die detaillierte Charakterisierung der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung in Abhängigkeit von den erwähnten Einflussparametern.

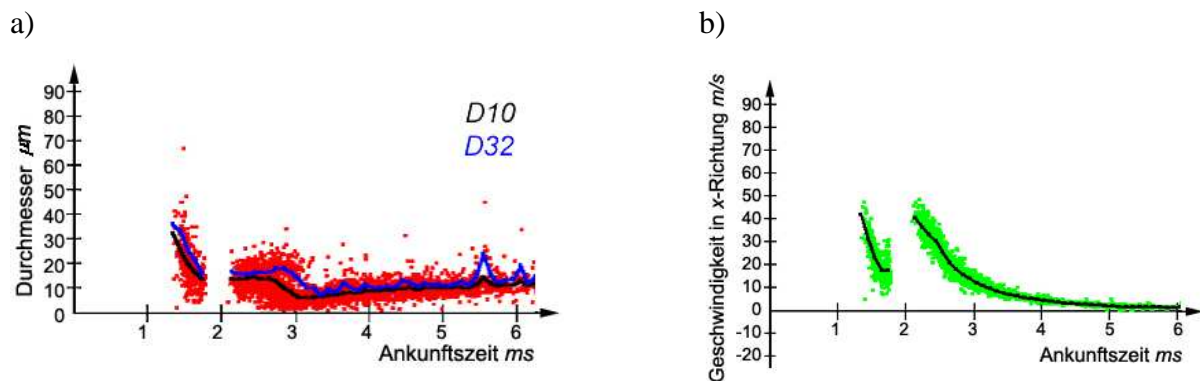


Diagramm 4.4.3.1: Exemplarische Tropfendurchmesser- (a) und Geschwindigkeitscharakteristiken (b) während der gesamten Messzeit, Freistrahlmessungen, Ottokraftstoff, Einspritzdruck 90 bar, Abstand 16,9 mm Düsenmund / düsennahe Messposition.

Exemplarische zeitaufgelöste Tropfendurchmesser- und Tropfengeschwindigkeitsverteilungen zeigt die **Diagramm 4.4.3.1**. Die hier präsentierten mittleren Durchmessercharakteristiken D10 und D32 werden folgendermaßen bestimmt:

$$D_{10} = \frac{\sum_i^n D_i}{n} \quad \text{- mittlerer Durchmesser von } n \text{ Partikeln,}$$

und

$$D_{32} = \frac{\sum_i^n D_i^3}{\sum_i^n D_i^2} \quad \text{mittlerer Sauterdurchmesser von } n \text{ Partikeln.}$$

Hierbei ist der Sauterdurchmesser ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung von Sprays. Der Sauterdurchmesser repräsentiert unter Berücksichtigung des gesamten Tropfenspektrums einen Tropfen, dessen Verhältnis Volumen/ Oberfläche übertragen wird auf alle Tropfen im Spektrum.

Die verwendete Einloch-Kegelstrahldüse verursacht zunächst einen Vorstrahl, dem nach einer zeitlichen Pause der Hauptstrahl folgt. Diese Charakteristik konnte bereits in der Abbildung 4.4.1.1 beobachtet werden. Die Analyse der Messereignisse zeigt die ausgeprägte zeitliche Dynamik der Veränderung der Sprayparameter. So ist z.B. die zeitliche Pause zwischen

Vorstrahlende und Hauptstrahlbeginn sowohl bei den Geschwindigkeits- als auch bei den Durchmesserverteilungen sehr deutlich zu erkennen. Solche und weitere Spraycharakteristiken gehen hinsichtlich ihrer Dynamik verloren [114], wenn die Analyse des Sprays mit mittleren Werten vorgenommen wird, die aus den Ereignissen der gesamten Messzeit resultieren. Daher muss die Analyse des Spraycharakters unbedingt in kleineren Zeitfenstern erfolgen, um die reale Dynamik der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung berücksichtigen zu können.

Im Rahmen der Zeitfensteranalyse ist als zeitlicher Nullpunkt die Eintreffzeit des allerersten registrierten Tropfens gewählt worden. D.h., dass in weiter entfernten Messpositionen zu Beginn durchaus keine Messereignisse registriert werden, weil die Tropfen eine größere Flugzeit benötigen.

Der Darstellung im Diagramm 4.4.3.1 liegen 10000 registrierte Messereignisse zugrunde, womit eine statistische Absicherung auf hohem Niveau gewährleistet ist.

5. Experimentelle Ergebnisse

Die experimentellen Untersuchungen von Spray-Wand-Interaktionen an geeigneten Testwänden mit dem Ziel der Analyse der resultierenden Einflüsse auf die Gemischbildung erfolgten sprühstrahlseitig mit den Methoden der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung und der Phasen-Doppler-Anemometrie sowie an der trockenen Wandoberfläche mit einer infrarotthermographischen Methode.

Der kombinierte Einsatz dieser Messmethoden dient sowohl der Sprayanalyse als auch der Analyse der aus der Spray-Wand-Interaktion resultierenden Benetzungs-, Verdampfungs-/Verdunstungs- und Kühlprozessen an der Wand. Sie werden von der Leidenfrostgrenze entscheidend beeinflusst.

Physikalisch fundierte Informationen über die Leidenfrostgrenze sind von Bedeutung für die Entwicklung neuer und die Weiterentwicklung von Brennverfahren. Geht man davon aus, dass es unter realen Betriebsbedingungen immer zum Wandkontakt der Tropfen kommt, dann entscheidet die Höhe der Leidenfrosttemperatur über die Art der Interaktion. Bei Wandtemperaturen oberhalb der Leidenfrostgrenze bleibt die Flüssigkeitsbenetzung aus und die Wärmezufuhr an den Tropfen erfolgt insbesondere in der sehr kurzen Phase des Wandkontaktes und nach Bildung des Dampffilmes durch Konvektion und Strahlung, wenn man Tropfenkollisionen ausschließt. Liegen die Wandtemperaturen unterhalb der Leidenfrostgrenze, so führt die Interaktion zur Wandbenetzung und zu sekundären Tropfen. Die Wärmezufuhr an den Flüssigkeitsfilm mit dem Resultat seiner Verdampfung/Verdunstung erfolgt durch direkten Wandkontakt und ebenfalls durch Konvektion und Strahlung an die sekundären Tropfen, wenn man gleichfalls Tropfenkollisionen ausschließt. Die Modellierung der Gemischbildung bedarf insofern der Kenntnis über die Leidenfrostgrenze, um die unterschiedlichen Prozesse der Verdampfung der Flüssigkeit fundiert formulieren zu können.

Die folgenden experimentellen Untersuchungen konzentrieren sich daher zunächst auf die Bestimmung dieser Leidenfrostgrenze, die von der Beaufschlagungsdichte, vom Wärmeeindringkoeffizienten der Wand, von der Wandtemperatur und von der Struktur der Oberfläche sowie von dem jeweiligen Brennstoff selbst abhängt.

Eine Variation der Wandrauhigkeit erfolgte nicht. Eine breite Variation des Wärmeeindringkoeffizienten, wie sie zum Entwerfen von neuen Kolbenbodenbeschichtungen mit dem Ziel erforderlich wäre, die Benetzung der Kolbenflächen mit flüssigem Kraftstoff zu minimieren, wird nicht vorgenommen. Es werden zwei Wandmaterialien eingesetzt.

Die Variation der Beaufschlagungsdichte erfolgt durch die geometrischen Parameter Abstand Düse/Wand und Düsenanstellwinkel. Die Wandtemperatur wird in weiten Bereichen unterhalb und oberhalb der Leidenfrostgrenze variiert.

Wie oben erwähnt, werden neben Benzin verschiedene Kohlenwasserstoffe (Paraffine und Aromaten) und deren Mischungen untersucht. Diese Benzinersatzstoffe sollen exemplarisch den Einfluss der leicht-, mittel- und hochsiedenden Komponenten im Ottokraftstoff berücksichtigen.

Ausgewählte physikalische Eigenschaften dieser Stoffe sind in der **Tabelle 5.1** enthalten.

Untersuchter Stoff	n-Hexan	n-Oktan	TMB	n-Oktan + n-Hexan	n-Hexan + TMB	n-Oktan + n-Hexan + TMB	Benzin
Siedetemperatur, °C $T_S(1 \text{ bar})$	68	125	163	86	98	108	-
Dichte, kg/m^3 bei $\vartheta_u, 1 \text{ bar}$	690	720	910	700	760	730	680
Viskosität, mPa s bei $\vartheta_u,$ 1 bar	0,38	0,71	1,34	0,48	0,60	0,58	0,65

Tabelle 5.1. Physikalische Eigenschaften der untersuchten Kohlenwasserstoffe.

Düsen- und anfängliche Kraftstofftemperatur sind durch die Umgebungsbedingungen von ca. $\vartheta_u = 20^\circ\text{C}$ gegeben.

Die experimentellen Untersuchungen zum Leidenfrostphänomen erfolgen zunächst durch Visualisierung und Infrarotthermographie.

5.1 Das Leidenfrostphänomen

5.1.1 Hochgeschwindigkeitskinematografie

Die makroskopischen Visualisierungsexperimente, Kapitel 4.4.1, unter Nutzung der Shimadzu-HighSpeed-Kamera, Abbildung 4.1.3.1, erlaubt die qualitative Analyse des

instationären Sprayentwicklungsprozesses sowie der auf der Blechoberfläche stattfindenden instationären Prozesse.

In der **Abbildung 5.1.1.1** ist eine exemplarische makroskopische Spray-Visualisierung dargestellt, die die Strahl-Wand-Interaktion unterhalb der Leidenfrosttemperatur gegenüber stellt einer solchen oberhalb dieser Temperatur. Der Abstand der Einspritzdüse vom Blech beträgt in diesen Fällen 35 mm, der Einspritzdruck 90 bar und die Aufnahmezeit 4 ms. In diesem Zeitbereich werden 6 Momentaufnahmen präsentiert.

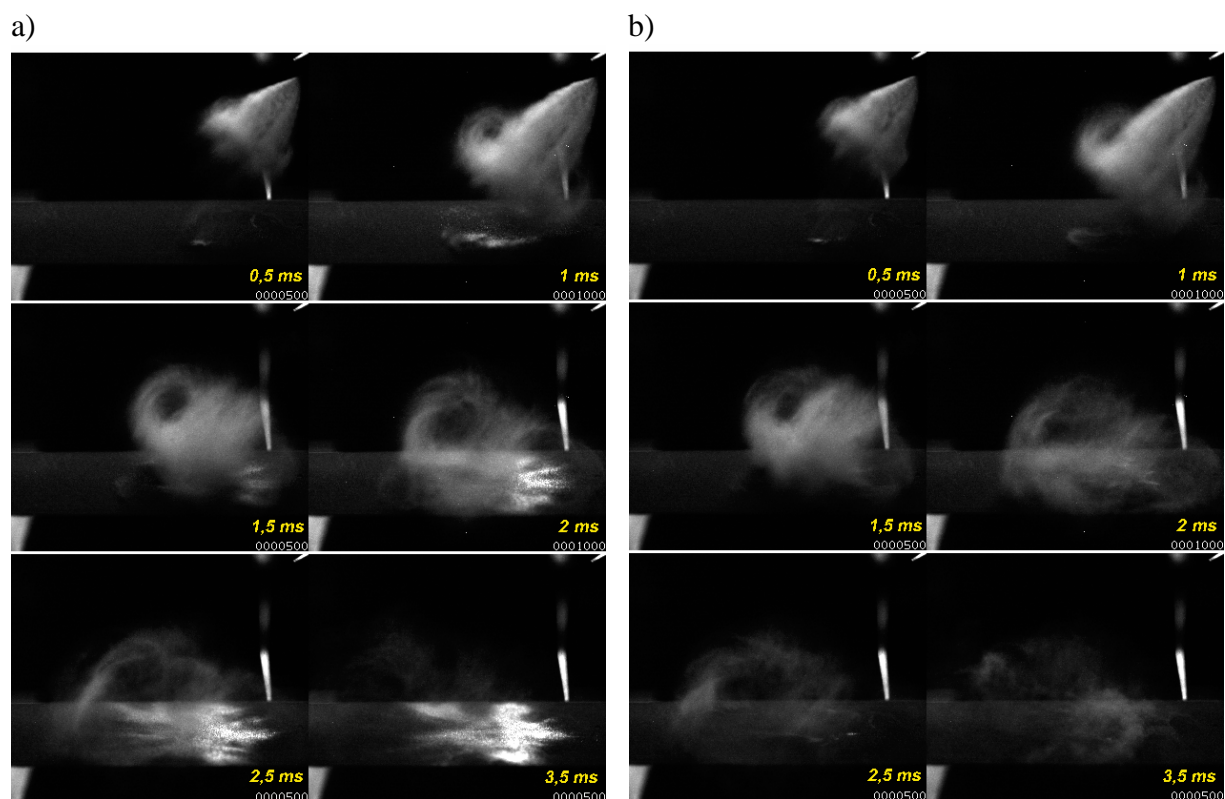


Abbildung 5.1.1.1 Makroskopische Visualisierung der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung unterhalb(a) und oberhalb(b) der Leidenfrosttemperatur

Unabhängig von der Wandtemperatur lassen sich ähnliche Strahlstrukturen feststellen. So beobachtet man bei 1 ms eine sich gleichermaßen aufbauende Wirbelstruktur am oberen Strahlrand. Deutlich wird jedoch unterhalb der Leidenfrosttemperatur, 5.1.1.1 (a), das Auftreffen des Vorstrahls auf die Wand abgebildet. Da der Vorstrahl bei dieser Wandtemperatur das Blech benetzt, erfolgt eine sichtbare Änderung der Reflexionseigenschaft des geschwärzten Bleches. Eine solche Änderung ist oberhalb der Leidenfrostgrenze, 5.1.1.1 (b), nicht zu beobachten, da der Vorstrahl die Wand nicht benetzt.

Diese zu beobachtenden Unterschiede in der Wandbenetzung verstärken sich mit zunehmender Zeit. Bei 3,5 ms erkennt man unterhalb der Leidenfrostgrenze deutlich die stark reflektierende benetzende Flüssigkeitsschicht, während oberhalb dieser Grenze lediglich noch Reste der Tropfen-Wirbelstruktur zu sehen sind. Eine Flüssigkeitsbenetzung ist in diesem Fall nicht erfolgt und die Hauptwolke ist über die Blechoberfläche gegliedert.

Die in Abhängigkeit von der Wandtemperatur beobachteten unterschiedlichen Benetzungsmechanismen beeinflussen die Strahlcharakteristiken in unmittelbarer Blechnähe. Im Kapitel 5.2 werden entsprechende experimentelle PDA- Ergebnisse für die Sekundärtropfen präsentiert, deren Bildung deutlich durch die Leidenfrosttemperatur beeinflusst wird.

Die Visualisierung der Strahl-Wand-Interaktion wird im Folgenden mikroskopisch fortgesetzt.

Die Temperatur des Versuchsbleches wird von der Siedetemperatur bis zur visuell feststellbaren Leidenfrosttemperatur in 10K Schritten variiert.

Die Visualisierungen werden in ausgewählten Messpositionen, wie sie in der Abbildung 4.4.1.1 dargestellt sind, durchgeführt. Auswahlkriterium für die Messpositionen 1-4 waren die unterschiedlichen Beaufschlagungsdichten resultierend aus dem Hohlkegelprofil der Einspritzdüse, den Aufprallwinkeln und den bis zum Aufprall zurückgelegten Strecken des Sprühstrahls. Die Messposition 1 befindet sich im Grenzbereich des benetzten Gebietes. Die Messposition 2 zeichnet sich durch vollständige Benetzung aus und die Messposition 3 soll die Benetzung in einem relativ gering beaufschlagten Gebiet zeigen. Die in der Abbildung 4.4.1.1 sichtbar gering benetzte Fläche im Inneren des Hohlkegelsprühstrahls wurde als Messposition 4 gewählt.

Die experimentellen Ergebnisse der Messposition 2 liegen prinzipiell allen weiteren Auswertungen dieser Arbeit zu Grunde. Messergebnisse der anderen Messpositionen liegen nur lückenhaft vor und werden wegen ihrer viel geringeren Aussagefähigkeit nicht ausgewertet.

Im Folgenden werden exemplarische Ergebnisse dieser Messposition 2 bei fünffacher Vergrößerung zum Zeitpunkt $t=3$ ms präsentiert. Dieser Zeitpunkt ergibt sich aus dem Zeitregime des Sprühstrahls, welcher durch die Abdeckung der Lichtquelle visuelle Untersuchungen der Blechoberfläche erst ab 2,3 ms (nach Triggerung der Düse) zulässt.

In den Abb. 5.1.1.2 bis 5.1.1.8 werden mikroskopische Visualisierungen von Ottokraftstoff verglichen mit reinen Kohlenwasserstoffen und Kohlenwasserstoffgemischen dargestellt.

Die **Abbildung 5.1.1.2** zeigt die Benetzung eines Inconel-Blechtes mit Ottokraftstoff im Wandtemperaturbereich von 150 bis 200°C.

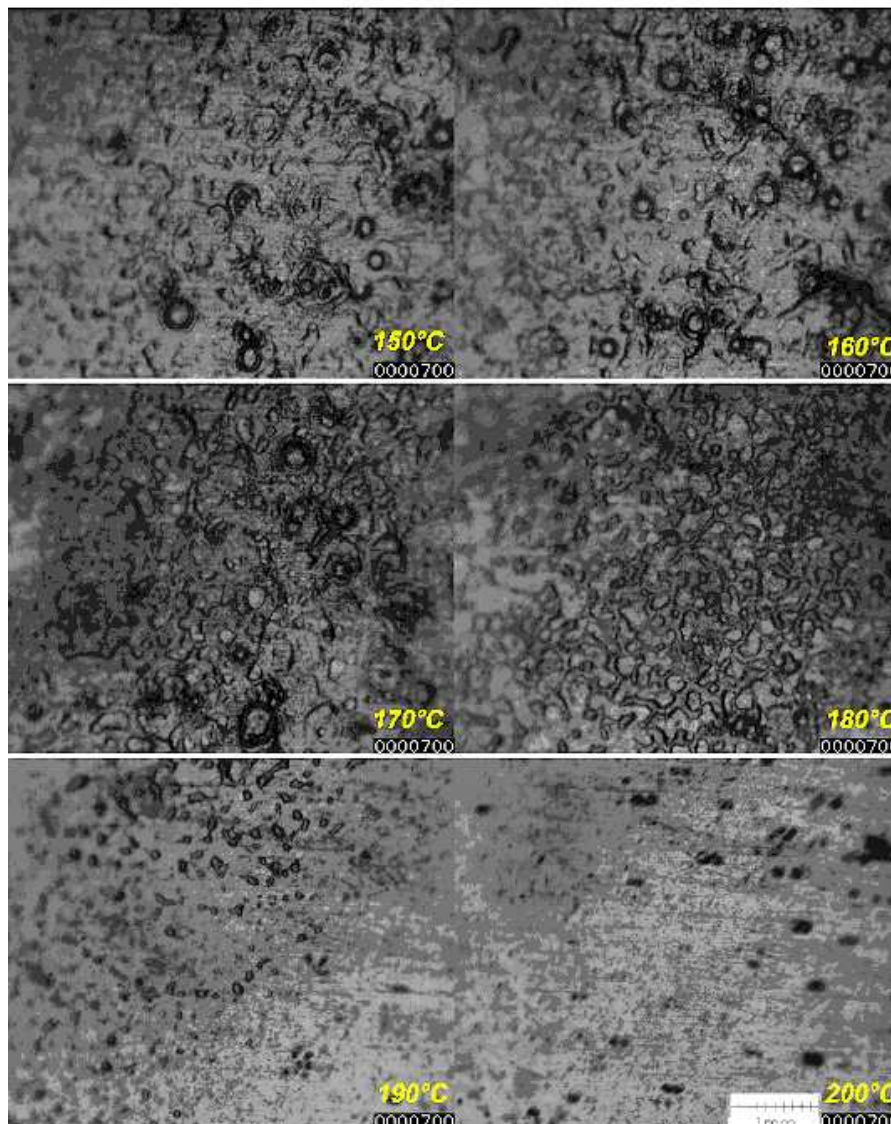


Abbildung 5.1.1.2 Benetzungsregime für Ottokraftstoff zum Zeitpunkt $t = 3$ ms bei Variation der Wandtemperatur.

Die Flüssigkeit bildet bis zu einer Temperatur von ca. 170°C einen nahezu geschlossenen Film aus. Mit höherer Temperatur nimmt der Benetzungsgrad deutlich ab, der benetzende Flüssigkeitsfilm reißt auf und es bilden sich separate inselähnliche Strukturen auf der Blechoberfläche. Nach Überschreiten von 190°C ist die Leidenfrostgrenze erreicht. Die Tropfen berühren die Blechoberfläche nur während des sehr kurzen Direktkontaktes und gleiten dann auf der Wand ab, was insbesondere in den Videosequenzen sehr deutlich zu

sehen ist. Bei der Blechtemperatur von 200°C ist die Benetzung der untersuchten Fläche nicht mehr nachzuweisen. Bemerkenswert sind bei dieser Temperatur die Siederückstände des Benzins, die sich dunkelgrau von der helleren Umgebung (der sauberen Inconeloberfläche) abheben und auf die hoch siedenden Komponenten des Multikomponentensystems zurückzuführen sind [118].

In den Abbildungen 5.1.1.3 bis 5.1.1.5 werden unter den gleichen Messbedingungen Visualisierungsergebnisse der reinen Kohlenstoffe n-Oktan, n-Hexan und 1,2,4-Trimethylbenzol (TMB) dargestellt.

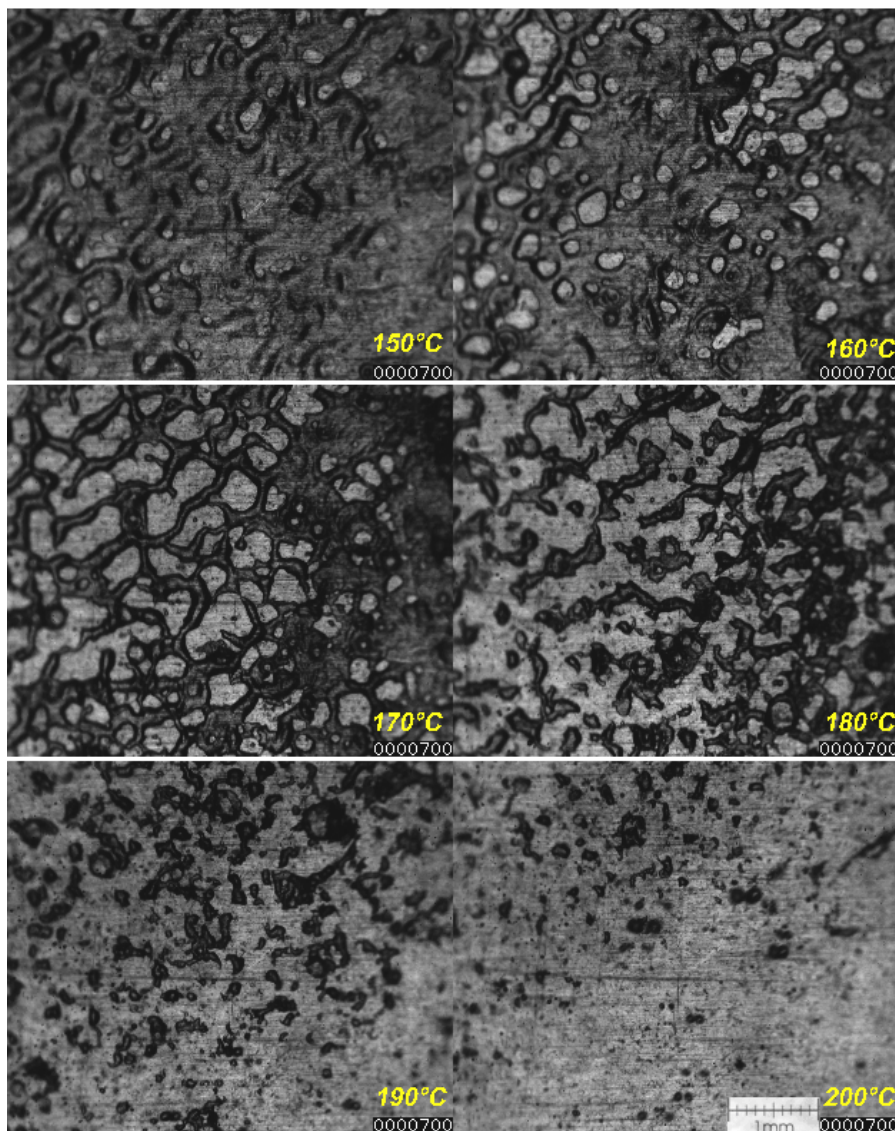


Abbildung 5.1.1.3 Benetzungsregime für n-Oktan zum Zeitpunkt $t = 3$ ms bei Variation der Wandtemperatur.

In der **Abbildung 5.1.1.3** wird für n-Oktan deutlich, dass der Benetzungsgrad oberhalb von 160°C im Vergleich zum Ottokraftstoff stärker abnimmt. Bei der Blechtemperatur von 170°C können bereits separate Flüssigkeitsinseln beobachtet werden, die einen eher gestreckten Charakter aufweisen. Ursache für diese Änderung des Mechanismus der Benetzung wird neben der unterschiedlichen Siedetemperatur der Medien auch die Oberflächenspannung der beiden Stoffe sein¹. Die Leidenfrostschwelle, bei der der Prozess des Gleitens der Flüssigkeitsinseln über die Oberfläche beginnt, wird bei ca. 180°C erreicht, jedoch ist bei höherer Temperatur (z.B. 200°C) immer noch eine geringe Benetzung im Vergleich zum Benzin nachweisbar. Eine Verfärbung der Blechoberfläche, wie für Benzin festgestellt, **Abbildung 5.1.1.2**, ist wegen des Fehlens hochsiedender Komponenten nicht zu beobachten.

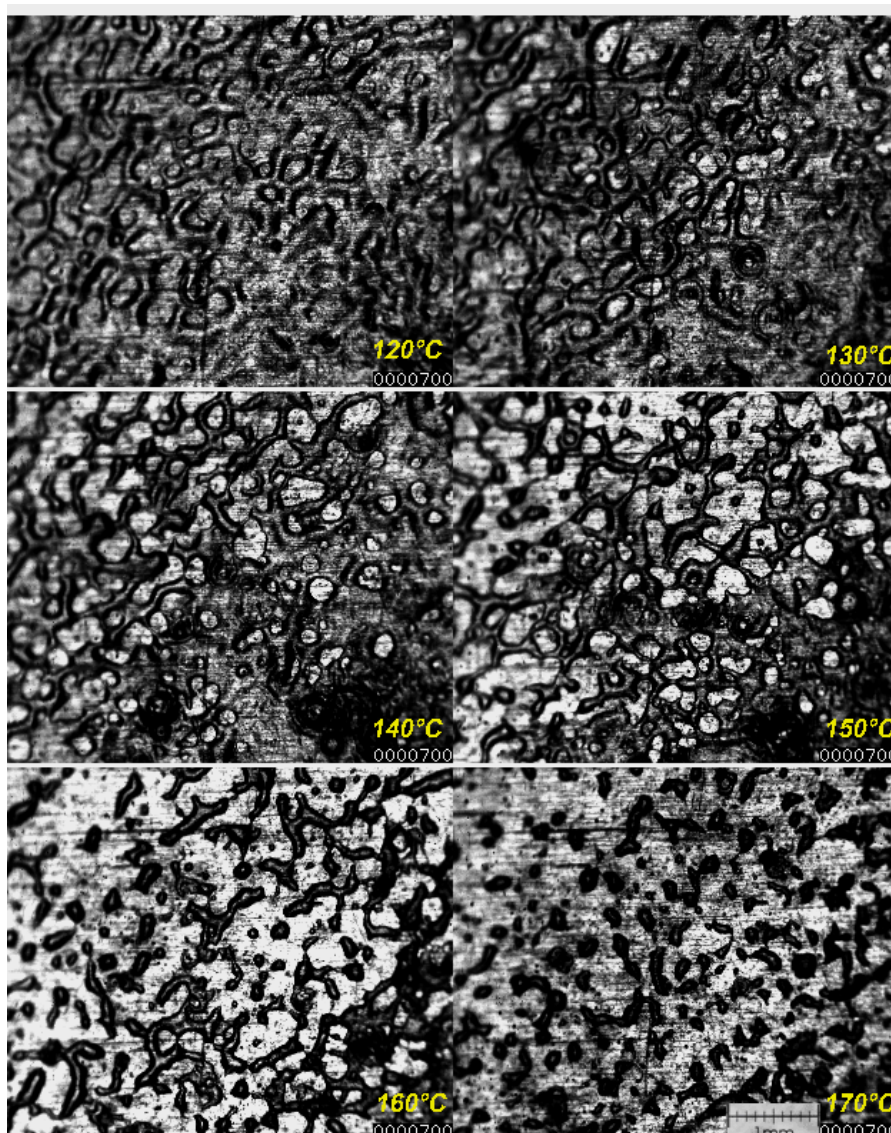


Abbildung 5.1.1.4 Benetzungsregime für n-Hexan zum Zeitpunkt $t = 3$ ms bei Variation der Wandtemperatur.

¹ n-Hexan, $\sigma(1 \text{ bar})=10,2 \text{ mN/m}$; n-Oktan, $\sigma(1 \text{ bar})=14,2 \text{ mN/m}$; 1,2,4-Trimethylbenzol, $\sigma(1 \text{ bar})=21,6 \text{ mN/m}$

Der Unterschied hinsichtlich der Qualität der n-Oktan-Visualisierung im Vergleich mit der Benzin-Visualisierung ist auf die Belichtungsverhältnisse zurückzuführen. Die Einstellung des erforderlichen optimalen Kaltlichtquellenwinkels nach jedem Stoffwechsel erwies sich als schwierig und führte zu dem erwähnten Qualitätsunterschied.

Die Visualisierung des Benetzungs- und Verdampfungs-/Verdunstungs-Verhaltens von n-Hexan, **Abbildung 5.1.1.4**, ergibt die Leidenfrostgrenze bei ca. 170°C. Bereits bei 160°C lassen sich in den aufgenommenen Sequenzen erste Filmbewegungen erkennen, die jedoch eher als Schwingungen aufzufassen sind. Ein deutliches Gleiten von Filmfragmenten ist erst ab 170 °C zu erkennen. Ansonsten ist der Benetzungsprozess dem des n-Oktans ähnlich.

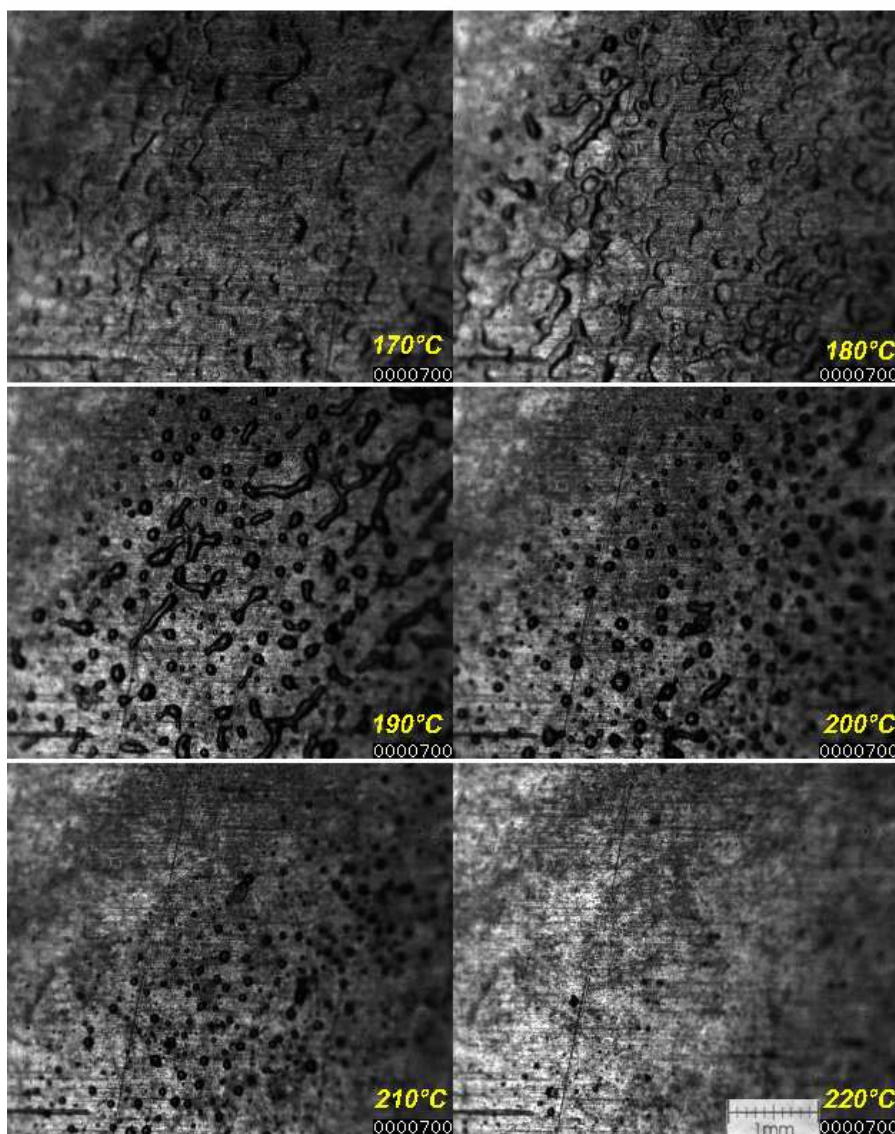


Abbildung 5.1.1.5 Benetzungsregime für 1,2,4-Trimethylbenzol zum Zeitpunkt $t = 3$ ms bei Variation der Wandtemperatur.

Die Auswertung der Visualisierungsergebnisse erfolgt systematisch hinsichtlich der Stufung der Wandtemperatur insofern, dass die jeweils niedrigste Temperatur ca. 50K unter der Leidenfrostgrenze liegt. Beim Aromat 1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.1.1.5**, wird diese Grenze im Bereich von 210 bis 220°C registriert, so dass die Messung bei der Blechtemperatur für 170°C beginnt (Siedetemperatur von 1,2,4-Trimethylbenzol $T_s(1 \text{ bar})=163^\circ\text{C}$).

Die Wandoberfläche ist bei dieser Temperatur praktisch vollkommen mit Flüssigkeit benetzt. Der Abbau dieser Benetzung mit zunehmender Wandtemperatur erfolgt im Vergleich mit den vorausgehenden Ergebnissen sehr viel dynamischer. Bereits bei 190°C wird nur noch ca. ein Drittel der Wandfläche benetzt, siehe Kapitel 5.3.1, wobei sich eher runde Benetzungsstrukturen abbilden. Diese werden, wie oben erwähnt, u.a. auf die Oberflächenspannung des Aromaten zurückzuführen sein, die den vergleichsweise größten Wert der untersuchten reinen Stoffe aufweist.

Verfärbungen der Oberfläche im Ergebnis des Austrocknungsprozesses, wie sie beim Benzin festgestellt worden sind, lassen sich, wie bei allen anderen reinen Kohlenwasserstoffen, nicht registrieren.

Die Abbildungen 5.1.1.6 bis 5.1.1.8 zeigen Visualisierungsergebnisse von Kohlenwasserstoffgemischen.

In den Abbildungen 5.1.1.6 und 5.1.1.7 werden die Benetzungsregime der binären Gemische n-Hexan/n-Oktan und n-Hexan/1,2,4-Trimethylbenzol dargestellt.

Die Gemischkonzentrationen orientieren sich an dem anteiligen Auftreten der jeweiligen Stoffe im Multikomponentensystem Benzin. Diese anfängliche Gemischkonzentration bestimmt neben dem Druck (1 bar) die Siedetemperatur bei Beginn des Verdampfungsprozesses. Sie beträgt bei dem binären System n-Oktan/n-Hexan 86°C und liegt damit 54K unter der in der **Abbildung 5.1.1.6** präsentierten niedrigsten Wandtemperatur von 140°C, bei der sich die ersten Benetzungslücken andeuten. Vergleicht man diese Temperaturdistanz zwischen Siedetemperatur und jener Wandtemperatur $T_{w,1}$ bei Austrocknungsbeginn mit den entsprechenden Werten bei reinen Stoffen (z.B. n-Oktan, $T_s(1 \text{ bar})=125^\circ\text{C}$, $T_{w,1}=150^\circ\text{C}$, $(T_{w,1} - T_s)_{H/O}=25\text{K}$), dann stellt man bei Gemisch-Benetzung diesbezüglich beträchtlich größere Temperaturdifferenzen fest. Dies muss auf Gemischeffekte zurückgeführt werden, da sich die Oberflächenspannungen von n-Oktan und n-Hexan in der homologen Reihe der Paraffine nur unwesentlich unterscheiden.

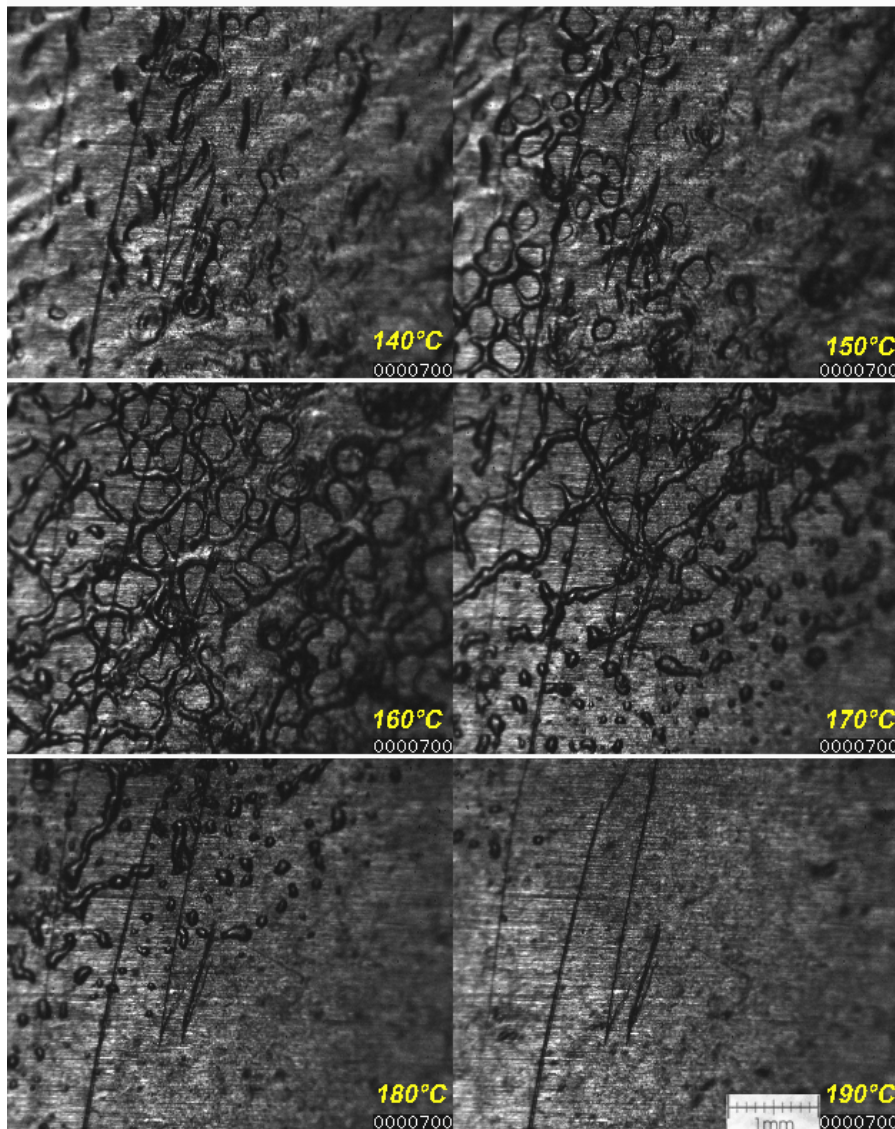


Abbildung 5.1.1.6 Benetzungsregime des binären Gemisches n-Oktan + n-Hexan ($\tilde{x}_{\text{Octan}}=0.382$, $\tilde{x}_{\text{Hexan}}=0.618$, $T_s=86^\circ\text{C}$) zum Zeitpunkt $t = 3$ ms bei Variation der Wandtemperatur.

Das zweite untersuchte binäre System n-Hexan/1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.1.1.7**, weist bei dem Druck $p=1$ bar und der Anfangskonzentration $\tilde{x}_{\text{Hexan}}=0.63$ eine anfängliche Siedetemperatur von $T_s=98^\circ\text{C}$ auf, womit die Temperaturdistanz $(T_{w,1} - T_s)_{H/T}=160-98=62\text{K}$ beträgt. Das heißt, es bestätigt sich die Tendenz vergleichsweise (reine Kohlenwasserstoffe) großer Temperaturdifferenzen $(T_{w,1} - T_s)$ bei Kohlenwasserstoffgemischen.

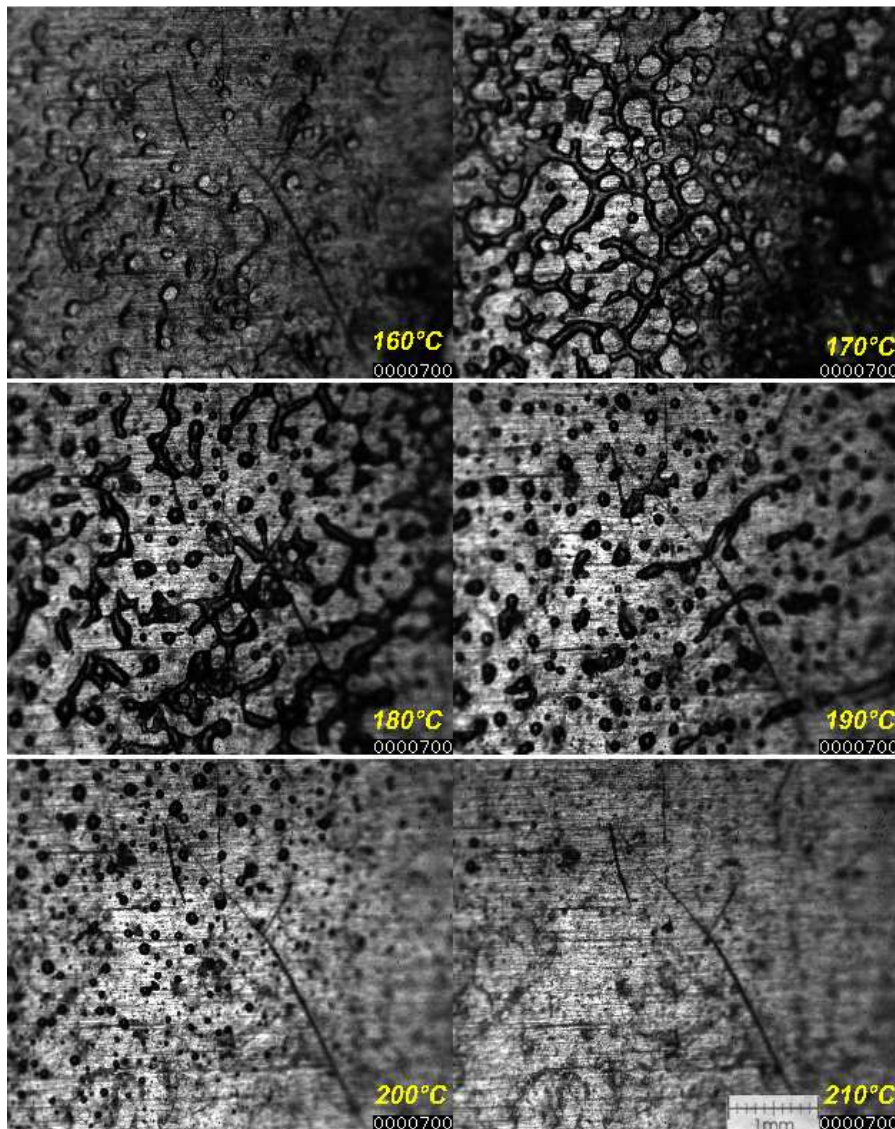


Abbildung 5.1.1.7 Benetzungsregime des binären Gemisches n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol ($\tilde{x}_{\text{Hexan}}=0,63$, $\tilde{x}_{\text{TMB}}=0,37$, $T_s=98^\circ\text{C}$) zum Zeitpunkt $t = 3$ ms bei Variation der Wandtemperatur.

Neben dieser Tendenz, die sich auch bei dem untersuchten ternären Gemisch n-Hexan/n-Oktan/1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.1.1.8**, bestätigt, und damit im Rahmen dieser Arbeit verallgemeinert festgestellt werden kann, gibt es jedoch hinsichtlich der Benetzungsstrukturen stoffabhängige Unterschiede. Während sich bei dem binären System n-Hexan/n-Oktan, **Abbildung 5.1.1.6**, ausgeprägte netzartige Strukturen während der Verdampfung des Flüssigkeitsfilms bilden, sind es bei dem Paraffin/Aromat-Gemisch n-Hexan/1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.1.1.7**, eher inselförmige Benetzungsstrukturen.

Das ternäre System, Abbildung 5.1.1.8, zeigt eine Mischung aus den erwähnten inselförmigen und netzartigen Strukturen

Eine klare Abhängigkeit der Dynamik der Filmaustrocknung von den reinen Stoffen einerseits und den Gemischen andererseits lässt sich aus den Visualisierungsergebnissen qualitativ nicht erkennen. Dies weist auf den Mechanismus der Verdampfung des Flüssigkeitsfilms hin, der in keinem beobachteten Fall vom Blasensieden beeinflusst wird. Die Visualisierungen 5.1.1.2 bis 5.1.1.8 lassen eher auf einen Mechanismus des stillen Siedens oder der Oberflächenverdampfung schließen.

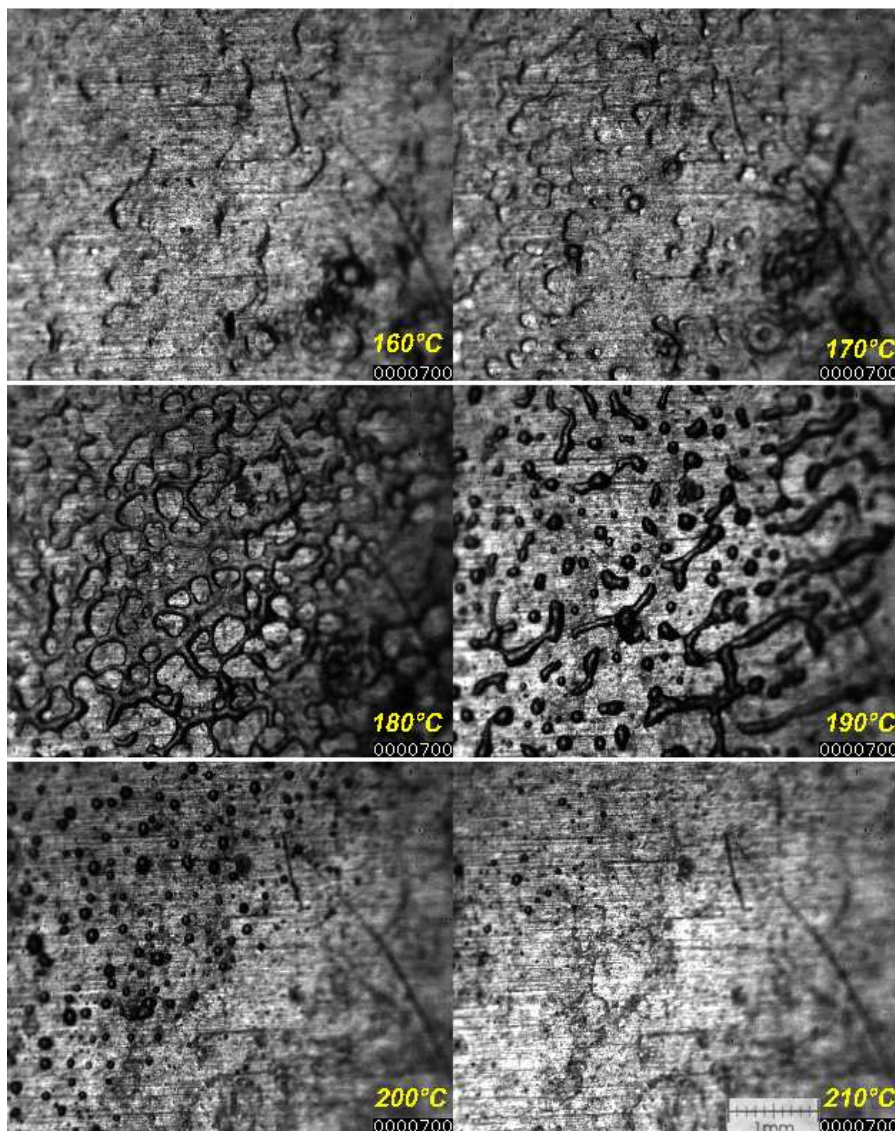


Abbildung 5.1.1.8 Benetzungsregime des ternären Gemisches n-Okтан + n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol ($\tilde{x}_{\text{Hexan}}=0,51$, $\tilde{x}_{\text{Octan}}=0,31$, $\tilde{x}_{\text{TMB}}=0,18$, $T_s=108^\circ\text{C}$) zum Zeitpunkt $t = 3 \text{ ms}$ bei Variation der Wandtemperatur.

Die Auswertung der Visualisierungsergebnisse führt hinsichtlich der Leidenfrosttemperatur zu den Ergebnissen der **Tabelle 5.1.1.1**.

Untersuchter Stoff	n-Oktan	n-Hexan	TMB	n-Oktan + n-Hexan	n-Hexan + TMB	n-Oktan + n-Hexan + TMB	Benzin
Siedetemperatur °C $T_S(1 \text{ bar})$	125	68	163	86	98	108	-
Leidenfrosttemperatur °C	180	170	210	170	190	200	190
Leidenfrosttemperatur °C nach Gl 5.1.1.1	180	130	220	150	170	170	-

Tabelle 5.1.1.1 Leidenfrosttemperaturen der untersuchten Kohlenwasserstoffe.

Diesen experimentellen Werten gegenübergestellt sind Leidenfrosttemperaturen, die mit der in [22] eingeführten empirischen **Gleichung 5.1.1.1** ermittelt worden sind.

$$\vartheta_L = 1,06 \cdot \vartheta_S + 52 \quad (5.1.1.1)$$

In [22] sind Messungen mit einem Tropfengenerator bei Verwendung verschiedener Kohlenwasserstoffe veröffentlicht. Die eingesetzte elektrisch beheizte Wand ist eine goldbeschichtete Kupferplatte, die mit einer Diamantenpaste hoch poliert ist. Die Beobachtung der Tropfen-Wand-Interaktion erfolgte durch mikroskopische Visualisierungen. Neben der Bestimmung der Nukiyama- und der Leidenfrosttemperatur werden auch empirische Gleichungen zur Bestimmung dieser Temperaturen angegeben. Danach liegt gemäß Gleichung 5.1.1.1 die Leidenfrostschwelle bei n-Oktan bei ca. 180°C und bei 1,2,4-Trimethylbenzol bei etwa 220 °C. Dies steht in befriedigender Übereinstimmung mit den entsprechenden eigenen Ergebnissen. Demgegenüber wird in [22] der Leidenfrostpunkt für n-Hexan bei 130°C beobachtet, während der eigene Messwert bei ca. 170°C liegt. Dieser Unterschied muss auf die abweichenden Betriebsbedingungen zurückgeführt werden. Im Einzelnen sind dies die jeweilige Beaufschlagungsdichte (Tropfenkette↔Tropfenspray), die unterschiedlichen Wärmeeindringkoeffizienten, die Wandeigenschaften und die von einander

abweichenden Reinheitsgrade der Kohlenwasserstoffe. In [22] wird diese mit 99% angegeben, während das hier eingesetzte n-Hexan einen solchen Wert von 97% erreicht.

Die bekannte Abhängigkeit der Lage der Leidenfrostgrenze vom Wärmeeindringkoeffizienten b wird auch in [119] bestätigt, wo Abkühlexperimente unter Verwendung von Zweistoffdüsen (Wasser/Luft) einen sichtbaren Materialeinfluss (Aluminium, Inconel, Kupfer) auf die Lage bzw. Verschiebung des Leidenfrostpunktes zeigen. Der Vergleich zwischen der Aluminium- ($b=20770 \text{ W s}^{0,5} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) und der Nickellegierung ($b=7635 \text{ W s}^{0,5} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) zeigt einen Unterschied der Leidenfrosttemperatur von 45K. In der gleichen Arbeit hat überraschenderweise die Variation der Beaufschlagungsdichte im Bereich von $2,4 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$ bis $5 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$ und der Rauigkeit der Oberfläche keinen Einfluss auf die Lage der Leidenfrosttemperatur.

5.1.2 Infrarotthermografie

Die Spray-Wand-Interaktion nach Einzeleinspritzung verursacht eine Kühlung des elektrisch direkt beheizten Probebleches. Auf Grund der geringen Dicke dieses Bleches, $s=100 \mu\text{m}$ (Inconel) bzw. $s=200 \mu\text{m}$ (C67), gelangt das entsprechende Temperatursignal relativ wenig gedämpft auf die sprayabgewandte Blechseite, die sog. trockene Seite des Bleches. Dieses Temperatursignal lässt sich thermographisch registrieren, siehe z.B. der Diagramm 4.4.2.1. Eine entsprechende Messmethode und der diesbezügliche Messaufbau sind in der Abbildung 4.2.2 dargestellt.²

Die thermographisch registrierten instationären Temperaturverläufe lassen sich für die Bestimmung des Wärmeübergangs auf der spraybeaufschlagten Blechseite, siehe Kapitel 6, nutzen.

Darüber hinaus kann die Auswirkung des Leidenfrostphänomens auf die Blechabkühlung analysiert werden. Dazu wird aus dem Temperaturverlauf eines jeden betrachteten Spots, Diagramm 4.4.2.1, die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta T=(T_0-T_{5\text{ms}})$ K zwischen der anfänglichen Blechtemperatur und der trockenen Blechtemperatur nach 5 ms ermittelt. Diese Temperaturdifferenz wird sensibel abhängig sein von der anfänglichen Wandtemperatur. Befindet sich diese unterhalb der Leidenfrosttemperatur, dann ist mit einem relativ großen ΔT -Wert zu rechnen. Dem gegenüber müssen oberhalb der Leidenfrostgrenze kleinere ΔT -

²Diese Methode wurde bereits in [45] angewendet, um den Wärmeübergang Spray/Wand und die Verdampfungszeiten zu analysieren.

Werte registriert werden, weil die Kühlung des Bleches maßgeblich nur in der sehr kurzen Zeit des Direktkontaktes erfolgt. Nach der Dampffilmbildung sinken der Wärmeübergang und damit die Kühlung des Bleches drastisch ab.

In den Diagrammen 5.1.2.1 bis 5.1.2.10 werden exemplarische Messergebnisse in Abhängigkeit von der Wandtemperatur und den Betriebsparametern dargestellt. Zusätzlich wird im Diagramm 5.1.2.1 exemplarisch die dimensionslose Temperaturdifferenz

$\Theta = \frac{T_0 - T_{5ms}}{T_0 - T_{fl}}$ aufgetragen, die die jeweilige Triebkraft für den Wärmetransport vom Blech

an die Flüssigkeit berücksichtigt. Die Flüssigkeitstemperatur T_{Fl} ist gleich der Raumtemperatur, 20°C. Die Versuchsparameter sind Einspritzdruck 90 bar, Abstand Düse/Blech 35 mm und Düsenwinkel 20°. Variiert werden die Wandtemperatur und die Testmedien.

Im **Anhang B** werden weitere Messergebnisse dieser infrarotthermographisch gestützten Analyse zur Auswirkung des Leidenfrostphänomens auf die Blechabkühlung präsentiert.

Das **Diagramm 5.1.2.1** zeigt die Analysewerte für den reinen Kohlenwasserstoff n-Oktan. Aufgetragen sind in Abhängigkeit von der Wandtemperatur im Diagramm 5.1.2.1(a) die messort(spot)-bezogenen ΔT -Werte und im Diagramm 5.1.2.1(b) die Mittelwerte $\overline{\Delta T}$ und $\overline{\Theta}$ aller Spots. Systematisch für die ΔT -Verläufe ist ihre Zunahme mit zunehmender Blechanfangstemperatur, solange die Wand von der Flüssigkeit benetzt wird. Für n-Oktan ist diese Zunahme, 5.1.2.1(b) bis etwa 170°C zu beobachten. Da die Siedetemperatur dieses Paraffins bei atmosphärischem Druck bei 125°C liegt, können die zunehmenden ΔT -Werte nur auf zunehmende metastabile Überhitzung des benetzenden Flüssigkeitsfilms zurückgeführt werden. Denn die Visualisierungen, Kapitel 5.1.1, zeigen, dass sich ein wirksamer Dampffilm, der ein merkliches Gleiten der Flüssigkeit bewirken würde, bei anfänglichen Wandtemperaturen bis 170°C nicht gebildet hat. Die Differenzierungen der ΔT -Verläufe resultieren aus den verschiedenen Beaufschlagungsdichten an den verschiedenen Messorten. Zu den stark benetzten Regionen zählen vorwiegend die Spots 2 und 3. Die dort registrierten Temperaturabsenkungen erreichen die relativ höchsten Werte. Andererseits deuten die Temperaturabsenkungen in den Spots 1 und 6 darauf hin, dass an diesen Messorten nur relativ wenige Tropfen auftreten.

Das Leidenfrostphänomen macht sich erstmalig im Bereich der anfänglichen Wandtemperatur von 170°C bis 190°C bemerkbar. Oberhalb einer anfänglichen Wandtemperatur von 200°C sinken die ΔT -Werte merklich und die ΔT -Verläufe schieben sich zusammen. Dies ist auf die

Dampffilmbildung zurückzuführen, was zu einer Abnahme des Wärmetransports Blech-Film führt.

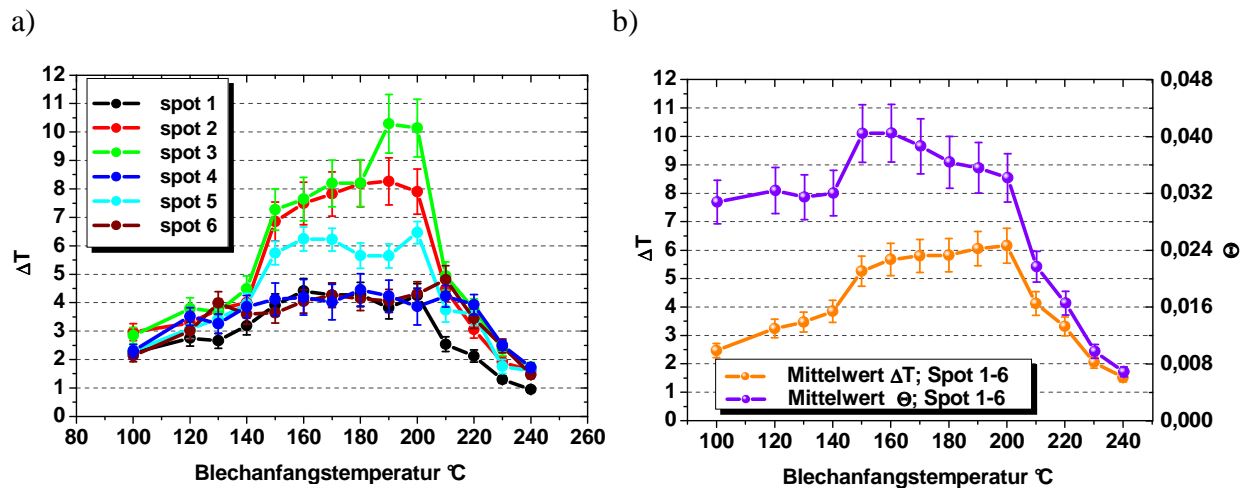


Diagramm 5.1.2.1 Blechabkühlung $\Delta T = T_0 - T_{5ms}$ bei Variation der Wandtemperatur, n-Oktan, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte (b), $s = 100 \mu m$.

Der im Diagramm 5.1.2.1(b) dargestellte $\bar{\Theta}$ -Verlauf zeigt, dass durch ihn die $\bar{\Delta T}$ -Drift unterhalb der Leidenfrostgrenze nahezu ins Gegenteil verkehrt wird. Die $\bar{\Theta}$ -Werte zeigen im wesentlichen, wenn man von der anfänglichen Wandtemperatur 100 °C und dem Bereich von 140 °C bis 150 °C absieht, eine sinkende Tendenz. Damit präsentiert sich die Temperaturdifferenz Θ als wenig geeignete dimensionslose Größe, obwohl logisch auf die maximale Temperaturdifferenz zwischen Wand und Kühlmittel bezogen wird. Da diese Temperaturdifferenz bei Variation der Wandtemperatur jedoch stärker steigt, als der eigentliche Effekt, das Temperatursignal ΔT , zeigt sich die im wesentlichen sinkende Tendenz $\bar{\Theta}(T_0)$. Daher wird im Folgenden von einer Auswertung der experimentellen Daten in Form der Abhängigkeit $\bar{\Theta}(T_0)$ abgesehen.

Die maximale Blechabkühlung ΔT beträgt etwa 10 K, Diagramm 5.1.2.1 (a), bei n-Oktan, jedoch mehr als 20 K bei dem Aromaten 1,2,4-Trimethylbenzol, **Diagramm 5.1.2.2**. Die ΔT -Tendenzen bleiben im Vergleich mit n-Oktan unterhalb der Leidenfrostgrenze prinzipiell erhalten. Auf Grund der höheren Siedetemperatur $T_s(1 \text{ bar}) = 163 \text{ °C}$ sinken diese Tendenzen erst ab einer anfänglichen Wandtemperatur von 240 °C. Die höheren Blechabkühlungen lassen sich nicht durch die veränderten Durchflussbedingungen im Düsenmund, verursacht durch eine veränderte Zähigkeit der Flüssigkeit, Tabelle 5.1, zurückführen, weil $\eta_{\text{TMB}} > \eta_{\text{n-Oktan}}$ gilt. Viel mehr müssen diese grösseren Blechabkühlungen beim TMB auf die

vergleichsweise, n-Okтан, größere Dichte des Aromaten zurückgeführt werden, die dadurch auch zu höheren Gradienten des thermografisch registrierten transienten Temperaturverlaufs führt, Kapitel 5.3.2.

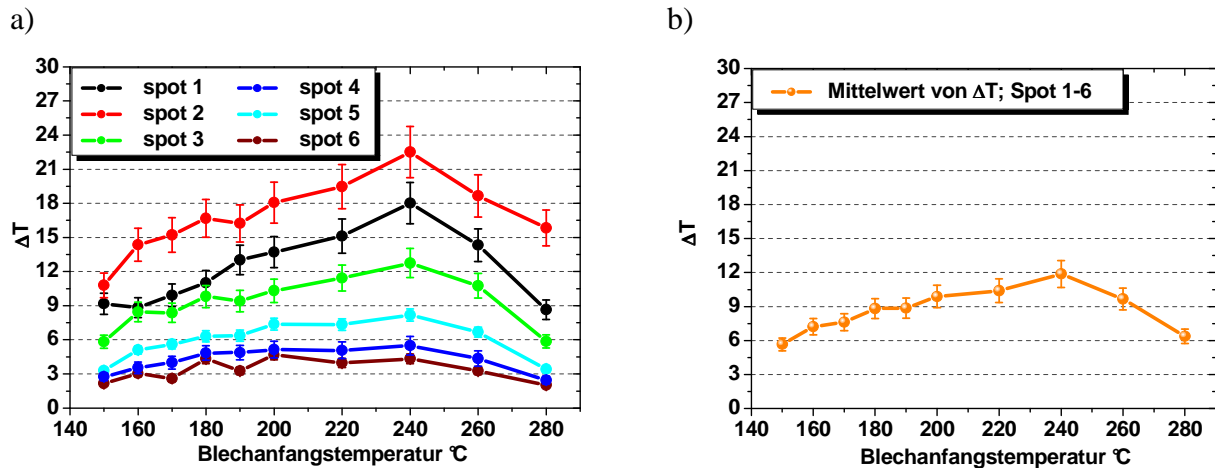


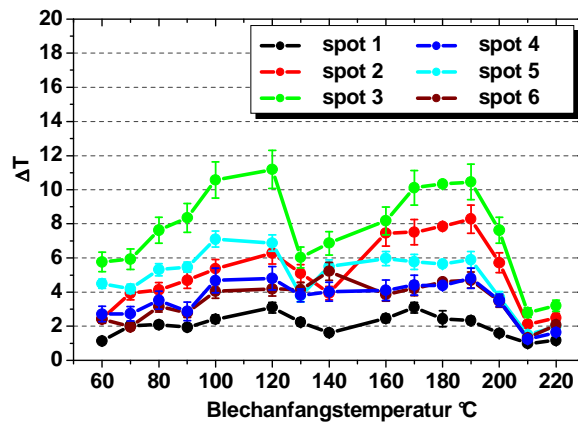
Diagramm 5.1.2.2 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, 1,2,4-Trimethylbenzol, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=100 \mu\text{m}$.

Die monotone Zunahme der Blechabkühlung ΔT bei zunehmender anfänglicher Blechtemperatur bei Blechenetzung (unterhalb der Leidenfrostgrenze), wie sie bei den reinen Stoffen, Diagramm 5.1.2.1 und Diagramm 5.1.2.2, beobachtet wird, lässt sich bei dem binären System n-Hexan+n-Okтан, **Diagramm 5.1.2.3**, nicht registrieren. Nach einer Zunahme der ΔT -Werte bei wachsender Blechanfangstemperatur bis etwa 120°C wird insbesondere am Messort 3 mit weiter wachsender Wandtemperatur (130°C) eine deutliche Abnahme festgestellt. Diese Tendenz, die auch von dem Mittelwert $\overline{\Delta T}$, Diagramm 5.1.2.3 (b), wiedergegeben wird, lässt sich durch das Leidenfrostphänomen bzw. Siedeeffekte nicht erklären, da bei weiter zunehmender Blechanfangstemperatur die ΔT -Werte bis ca. 190°C wieder anwachsen. Dieses Phänomen verursacht erst oberhalb von 190°C ein Sinken dieser Werte, verursacht durch die Dampffilmbildung. Es muss daher künftigen, gezielten Untersuchungen der Spray-Wand-Interaktion des binären Gemisches vorbehalten bleiben, eine Deutung des beobachteten relativen ΔT -Minimums bei 130°C zu erzielen.

Dieses relative Minimum beobachtet man auch bei dem Multikomponentensystem Benzin. Im **Diagramm 5.1.2.4** wird es bei 150°C im Bezug auf die $\overline{\Delta T}$ -Charakteristik registriert. Die Auswirkung der Leidenfrostschwelle macht sich ab einer anfänglichen Wandtemperatur von 200°C bemerkbar. Im Vergleich mit den maximalen Blechtemperaturabsenkungen von bis zu

11K beim binären Gemisch n-Hexan+n-Oktan werden bei Benzin nur ΔT -Werte von 6K erreicht. Dies kann u.a. mit der vergleichsweise kleineren Dichte des Kraftstoffes, siehe Kapitel 5.3.2, erklärt werden.

a)



b)

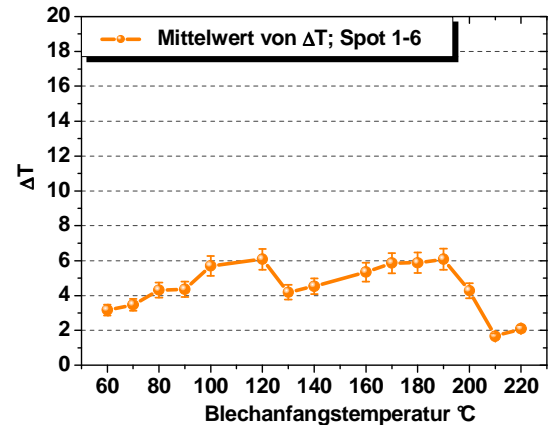
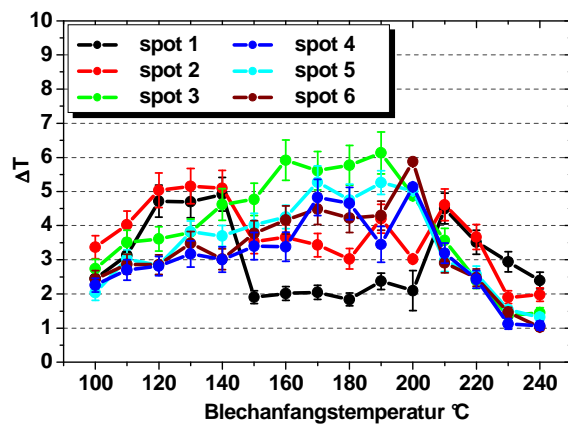


Diagramm 5.1.2.3 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, n-Hexan+n-Oktan, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=100 \mu\text{m}$.

Bemerkenswert ist darüber hinaus, dass sich im Unterschied zu den ΔT -Messwerten des binären Systems das relative Minimum des ΔT -Verlaufes im Spot 1 ergibt, einem Messort mit vergleichsweise kleiner Beaufschlagungsdichte. Am Messort mit einer relativ großen Beaufschlagungsdichte (Spot 3) wird kein relatives ΔT -Minimum beobachtet. Viel mehr weist der ΔT -Verlauf zwischen 160°C und 190°C ein Werte-Plateau auf.

a)



b)

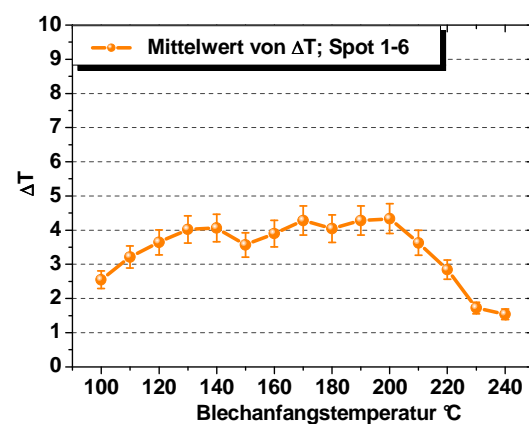


Diagramm 5.1.2.4 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=100 \mu\text{m}$.

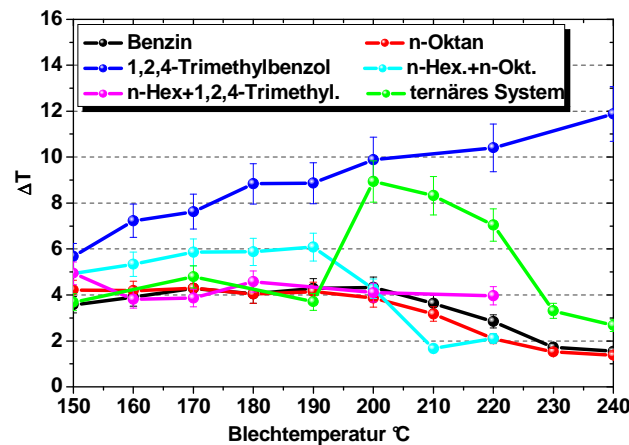


Diagramm 5.1.2.5 $\overline{\Delta T}$ -Verläufe in Abhängigkeit von der anfänglichen Blechtemperatur für ausgewählte Testflüssigkeiten, $s=100 \mu\text{m}$.

Ein Vergleich der $\overline{\Delta T}$ -Werte der untersuchten Stoffe wird im **Diagramm 5.1.2.5** vorgenommen. Aufgetragen in diesem Diagramm sind auch Analyseergebnisse des binären Systems n-Hexan+1,2,4-Trimethylbenzol und des ternären Gemisches n-Hexan+n-Octan+1,2,4-Trimethylbenzol, die im einzelnen gemeinsam mit dem reinen Stoff n-Hexan im Anhang B präsentiert werden. Die Gegenüberstellung der einzelnen Stoffe zeigt, dass der Ottokraftstoff hinsichtlich der Blechabkühlung bei der Spray-Wand-Interaktion verhältnismäßig gut mit dem reinen Stoff n-Octan übereinstimmt. Auch lässt sich noch eine relativ gute Übereinstimmung mit dem binären System n-Hexan+1,2,4-Trimethylbenzol feststellen. Die ΔT -Verläufe der übrigen Testmedien weichen mehr oder weniger stark (bis zu 150% im Benetzungsfall) von jenem des Ottokraftstoffes ab. Wie bereits erwähnt, können diese Abweichungen auf Dichteunterschiede zurückgeführt werden, die bei der gemeinsam verwendeten Düse zu entsprechenden Unterschieden in der abgesprühten Flüssigkeitsmasse führen. Andere Effekte, zum Beispiel Siedeeffekte, müssen ausgeschlossen werden, wie die Visualisierungsergebnisse zeigen. Die Analyse der Verdampfung der Flüssigkeit mit entsprechenden Modellen, Kapitel 6, wird daher mit dem Benzinersatzstoff n-Octan vorgenommen.

Damit ist ein wichtiges Ziel der Messungen erreicht, dass darin besteht, geeignete Ersatzstoffe für die Analyse der Kraftstoff-Wand-Interaktion zu finden. Die Suche nach solchen Ersatzstoffen ist motiviert durch die Schwierigkeit der Durchführung entsprechender Simulationen für den Kraftstoff, der sich aus bis zu 300 Komponenten zusammensetzt und hinsichtlich seines Zustandsverhaltens und der Größe seiner Transportkoeffizienten, auch auf

Grund wechselnder Zusammensetzungen (Herkunft und Raffinerie), praktisch nicht beschreiben lässt.

Auch eine weitere prinzipielle Frage, die diese thermografischen Messungen begleitete, ist an dieser Stelle positiv zu beantworten. Die Eignung dieses Messverfahrens für die qualitative Bestimmung der Leidenfrostgrenze hat sich in der Gegenüberstellung der diesbezüglichen Messwerte mit den Visualisierungsergebnissen bestätigt. Bei jenen anfänglichen Wandtemperaturen, bei denen die Visualisierungen erstmals ein Gleiten der Flüssigkeit an der Wand erkennen ließen, stellt man bei den thermografischen Ergebnissen den Beginn merklicher ΔT -Abnahmen fest. Beide Tendenzwechsel lassen auf die Leidenfrostgrenze schließen.

Daher wird das thermografische Verfahren im Folgenden auch für die Analyse des Einflusses der Betriebsparameter auf die Blechabkühlung und der Lage der Leidenfrostschwelle in den Diagrammen 5.1.2.6 bis 5.1.2.10 verwendet.

Den diesbezüglichen Ergebnissen zu Grunde liegt ein Wandmaterial aus Kohlenstoffstahl C67, das im Vergleich mit dem bisher verwendeten Inconel, $b=7635 \text{ W s}^{0.5} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, einen Wärmeeindringkoeffizienten von ca. $13000 \text{ W s}^{0.5} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ aufweist. Die unmittelbare Vergleichbarkeit mit den experimentellen Ergebnissen der Diagramme 5.1.2.1 bis 5.1.2.5 ist darüber hinaus insofern nicht gegeben, weil dieser Kohlenstoffstahl mit einer Blechdicke von $100 \mu\text{m}$ nicht lieferbar war. Die Experimente mussten daher bei einer Blechdicke $200 \mu\text{m}$ durchgeführt werden. Diese Parameteränderung bewirkt wohl eine absolute ΔT -Absenkung, jedoch keine qualitative Änderung der ΔT -Verläufe. Die Beschichtung des Kohlenstoffstahls C67 erfolgte im Unterschied zum Inconel-Blech mit einer extrem dünnen Graphitschicht, siehe Kapitel 4.3.

Wie auch bei den Visualisierungsexperimenten werden die Betriebsparameter Einspritzdruck, Düsenwinkel und Abstand Düse/Blech variiert. Den Diagrammen 5.1.2.6 bis 5.1.2.10 liegt dabei der Einspritzdruck 90 bar zu Grunde. Messergebnisse beim Einspritzdruck 110 bar werden u.a im Anhang B präsentiert. Eine Stoffvariation wird nicht vorgenommen, es wird allein Ottokraftstoff vom Typ Eurosuper eingesetzt.

Die Gegenüberstellung der Messergebnisse bei sonst gleichen Betriebsparametern, aber geänderter Blechdicke und geändertem Blechmaterial erfolgt durch die Diagramme 5.1.2.4 und 5.1.2.6. Deutlich wird zunächst die geringere absolute Blechabkühlung bei größerer Blechdicke. Die Mittelwerte $\overline{\Delta T}$ des dickeren Kohlenstoffstahlbleches weisen in der Gegenüberstellung mit dem Inconelblech nur ganz schwach ausgeprägt das dort beobachtete relative Minimum $\Delta T(T_0)$ auf und die Leidenfrostschwelle lässt sich praktisch nicht erkennen,

Diagramm 5.1.2.6 (b). Sie macht sich am Messort 2 (Spot 2) bei ca. 210°C bemerkbar, jenem Messort mit der relativ größten Beaufschlagungsdichte. Am Messort 6 hingegen bei relativ kleiner Beaufschlagungsdichte wird im Bereich von 130°C bis 230°C praktisch ein Werte-Plateau des $\overline{\Delta T}$ -Verlaufes ermittelt, welches die Leidenfrostgrenze nicht mehr erkennen lässt.

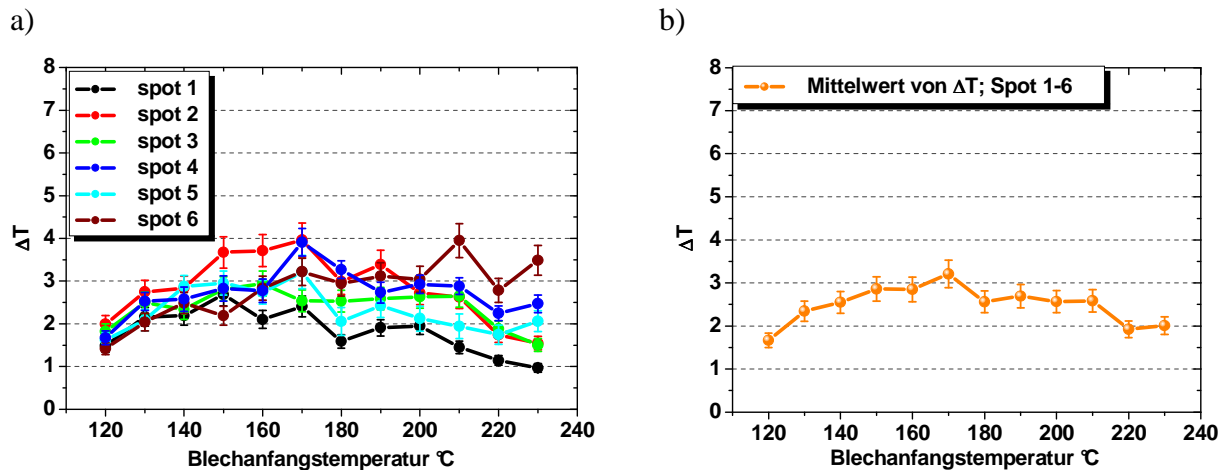
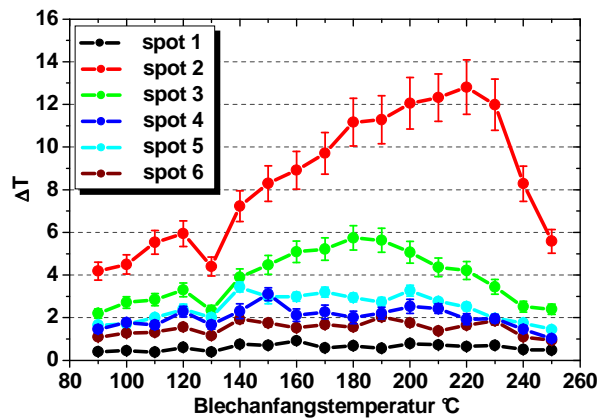


Diagramm 5.1.2.6 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=20^\circ$, $A_{B/D}=35$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=200$ μm .

Deutlich erkennbar zeigt sich die Leidenfrostgrenze bei kleinerem Abstand Düse/Blech an jenen Messorten, die auf Grund der Hohl-Kegel-Strahlform mit relativ großer Beaufschlagungsdichte gekühlt werden, **Diagramm 5.1.2.7**. Diese Messorte werden insbesondere durch die Spots 2 und 3 repräsentiert. Dort werden Blechabkühlungen unmittelbar vor der Leidenfrostschwelle trotz größerer Blechdicke bis zu 13K erreicht. Demgegenüber wird zum Beispiel am Messort 1 (spot 1) nahezu keine Blechabkühlung registriert, was auf die ausgeprägte Inhomogenität der Tropfendichte hinweist. Reproduzierbar lässt sich ein relatives Minimum des ΔT -Verlaufes bei 130°C feststellen. Dies steht in qualitativer Übereinstimmung mit den Inconelblech-Versuchen, Diagramm 5.1.2.4. Die Leidenfrostgrenze am Messort mit der relativ größten Beaufschlagungsdichte verschiebt sich mit $\approx 220^\circ\text{C}$ hin zu höherer Blechanfangstemperatur. Dies lässt sich auf die Beaufschlagungsdichte zurückführen, [120], [121].

a)



b)

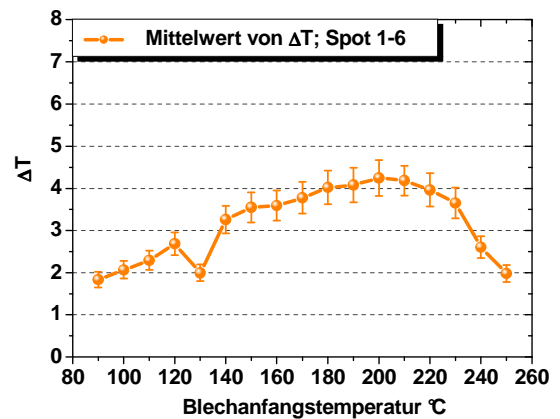
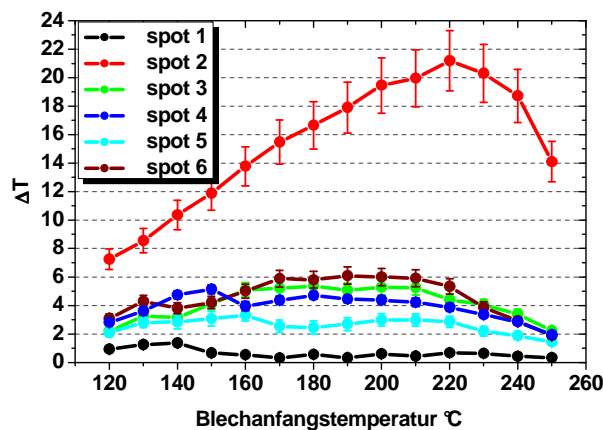


Diagramm 5.1.2.7 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=20^\circ$, $A_{B/D}=16,9$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=200$ μm .

Eine weitere Anhebung der Beaufschlagungsdichte durch Vergrößerung des Düsenwinkels verschiebt die Leidenfrostgrenze relativ wenig in Richtung höherer Blechanfangstemperatur, **Diagramm 5.1.2.8**. Jedoch bleiben die Tendenzen im wesentlichen erhalten. Nicht mehr registrieren lässt sich ein ΔT -Minimum im Bereich der Blechbenetzung (unterhalb der Leidenfrostgrenze). Am Messort 2 (Spot 2) steigt auf Grund der Beaufschlagungsdichte die Blechabkühlung bis auf etwa 21K.

a)



b)

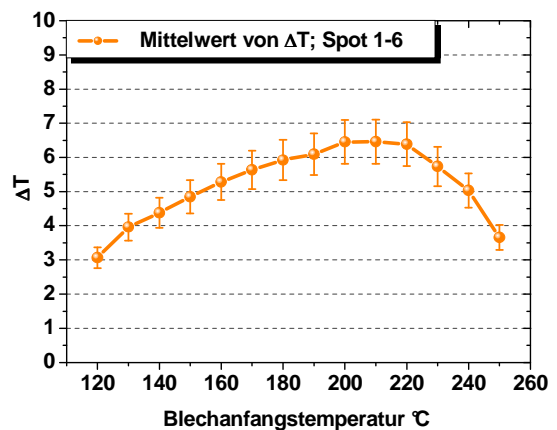


Diagramm 5.1.2.8 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=45^\circ$, $A_{B/D}=16,9$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=200$ μm .

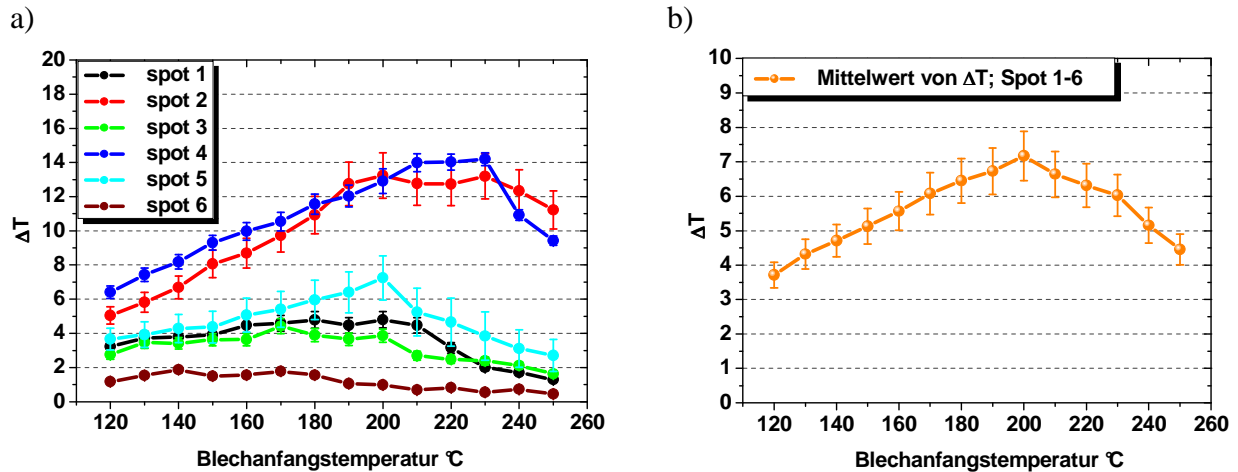


Diagramm 5.1.2.9 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=70^\circ$, $A_{B/D}=16,9$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b), $s=200$ μm .

Steigt der Düsenwinkel auf 70° , dann steht die Strahlachse senkrecht auf der Wand. Bei diesem Staupunktströmungs-Problem werden nicht die erwarteten maximalen Blechabkühlungen gemessen, **Diagramm 5.1.2.9**. Im Vergleich zum Düsenwinkel 45° , Diagramm 5.1.2.8, betragen solche maximalen Werte ca. 13-14K. Sie werden sogar an zwei Messorten erreicht, Spot 2 und 4. Eine Verschiebung der Leidenfrostgrenze lässt sich bei dieser Spray-Staupunktströmung-Interaktion an diesen Orten nicht feststellen. Jedoch sinkt diese Schwelle an anderen Messorten auf etwa 200°C , so dass die Mittelwerte $\overline{\Delta T}$, Diagramm 5.1.2.9 (b), bei dieser Temperatur die entsprechende Tendenzänderung aufweisen.

Wie in allen bisherigen Diagrammen zur thermografischen Analyse der Blechabkühlung zeigt sich im Diagramm 5.1.2.9 eine von der Spray-Beaufschlagungsdichte abhängige Tendenz. Ist diese Dichte groß genug, um einen zusammenhängenden, ausreichend dicken Flüssigkeitsfilm zu bilden, dann zeigt sich in den ΔT -Verläufen durch entsprechende Tendenzänderungen sehr deutlich die Abnahme der Blechabkühlung bei zunehmender anfänglicher Blechtemperatur durch Dampffilmbildung, siehe z.B. den Messort 4 (spot 4). Je kleiner die Beaufschlagungsdichte und damit die Filmdicke bzw. die Benetzungsfläche sind, desto stärker wird diese Tendenzänderung verschmiert, siehe die Messorte 3 und 6.

Dies zeigt sich auch im **Diagramm 5.1.2.10** bei dem Düsenwinkel 45° und dem größeren Abstand 35 mm. Er verursacht die Homogenisierung des Sprays und die Absenkung der Beaufschlagungsdichte an allen Messorten. Die Leidenfrostgrenze lässt sich jetzt lediglich am Messort 2 erkennen, und die maximale Blechabkühlung ist an diesem Messort

vergleichsweise klein (ca. 8K). An allen anderen Messorten lässt sich das Leidenfrostphänomen bei anfänglichen Temperaturen bis 240 °C nicht deutlich registrieren.

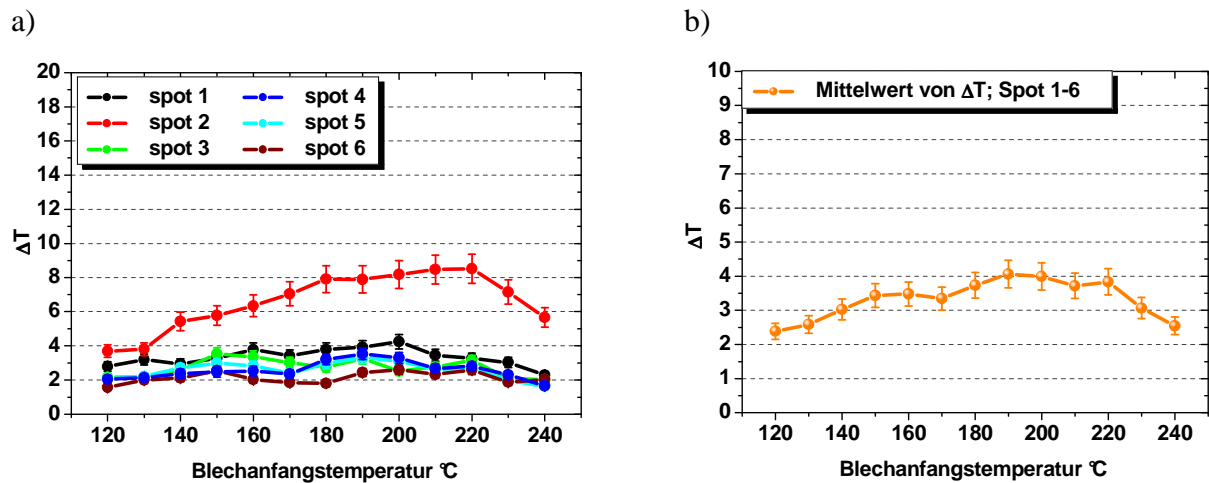


Diagramm 5.1.2.10 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=45^\circ$, $A_{B/D}=35$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte (b).

Insofern ist für das spezielle Problem der Spray-Wand-Interaktion zusammenfassend festzustellen, dass die thermografische Registrierung der globalen Blechabkühlung zur Ermittlung der Leidenfrostgrenze nur dann eine geeignete Messmethode ist, wenn die Interaktion zu zusammenhängenden, ausreichend dicken Flüssigkeitsfilmen führt. Kommt es lediglich zu partiellen Benetzungen, dann reicht die Absenkung des Wärmetransports durch die entstehenden Dampffilme nicht aus, um aus dem durch Wärmeleitung verschmierten Signal auf der trockenen Blechseite präzise genug auf die Leidenfrostgrenze schließen zu können. Dieses Signal enthält dann auch die trockene Kühlung der spraybeaufschlagten Blechoberfläche, siehe Kapitel 6.1.

Eine Analyse der Kühlung solcher teilbenetzten Wandoberflächen bedarf daher der Ermittlung der Benetzungsflächen. Sie erfolgt im Kapitel 5.3 gemeinsam mit der Analyse der Abkühlodynamik des Bleches, um Randbedingungen der Spray-Wand-Interaktion zu bestimmen.

5.2 PDA – Ergebnisse

5.2.1 Untersuchungen zum experimentellen Vorgehen

Mit den PDA-Messungen sollen neben den allgemeinen Spraycharakteristiken - Geschwindigkeit, Durchmesser und Dichte der primären Tropfen in Wandnähe - insbesondere die sekundären Tropfen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Leidenfrosttemperatur analysiert werden. Darüber hinaus lassen sich aus den PDA-Ergebnissen Aussagen über eine wesentliche dimensionslose Kennzahl für die Interaktion, die Weber-Zahl, ableiten. Diese Kennzahl ist stark abhängig von der Wirkung der Wand bei der Sprühstrahl-Wand-Interaktion. Dabei ist hinsichtlich der Geometrie der Wand zu berücksichtigen, dass es im Zylinderraum eines Verbrennungsmotors im allgemeinen keine ebenen Wandflächen gibt. Ein für die Sprühstrahl-Wand-Interaktion exponierter Wandbereich ist der Kolben.

In der **Abbildung 5.2.1.1(a)** ist die exemplarische Topografie eines Kolbens für das wandgeführte Verfahren dargestellt. Im Vordergrund ist die Topographie der Kraftstoffmulde zu erkennen, die sogenannte Luftmulde befindet sich hinter der Treibstoffmulde. Die reale Kolbengeometrie wurde mit Hilfe des 3D-Abtastsystems TALYSURF-120 des Institutes für Fertigungstechnik und Qualitätssicherung der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg bestimmt.

Unter Nutzung dieser Geometrie-Messdaten erfolgte die Konturfestlegung für die in Vorversuchen verwendete Wand. Sie musste als zweidimensionale Kontur, **Abbildung 5.2.1.1 (b)**, realisiert werden, um den Strahlzugang zu den Messorten zu gewährleisten. Diese befinden sich auf der Messlinie, die in Sprayachsenrichtung durch die Mitte der Kraftstoffmulde verläuft, **Abbildung 5.2.1.1(a)**.

Im Unterschied zur Motoreinbaulage wird die Düse in der Messanordnung so gedreht, dass die Sprühachse der Düse in horizontaler Richtung verläuft, **Abbildung 5.2.1.1 (b)**. Daher sind die Geometriedaten der Kraftstoffmulde in das neue x,z -Koordinatensystem transformiert worden. Die neue Messlinie musste in das Traverse-System einprogrammiert werden, um die einzelnen Messpunkte auf der Messlinie, die sich in definiertem Wandabstand befindet, automatisch abfahren zu können.

PDA-Experimente unter Verwendung dieser Messanordnung werden mit und ohne Wand durchgeführt. Dabei entspricht im Fall der Freistrahlmessungen die virtuelle Raumkurve, auf der sich die Messpunkte befinden, geometrisch der Messlinie, wie sie in der **Abbildung 5.2.1.1 (b)** dargestellt ist.

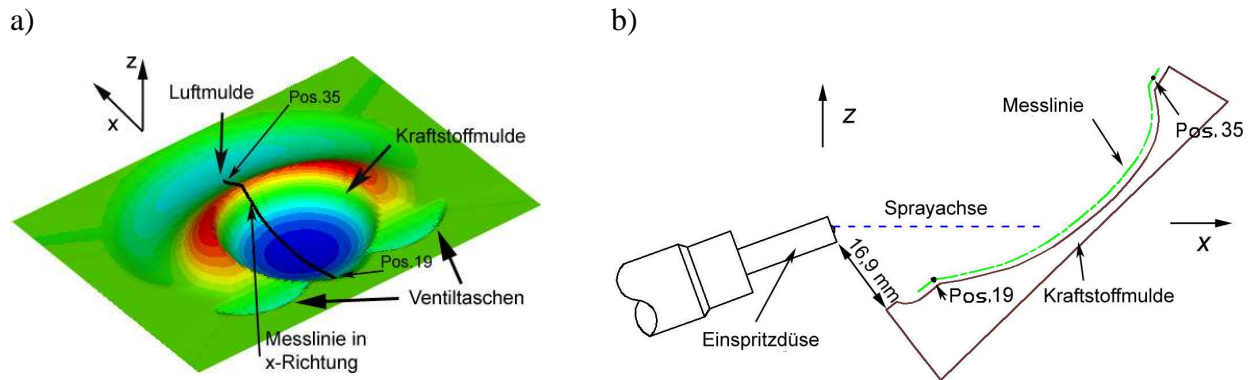


Abbildung 5.2.1.1 Topographie einer Kraftstoffmulde (a), Darstellung der Messbedingungen (b).

Die Messungen werden mit einem Ottokraftstoff (Benzin-Eurosuper) bei dem Einspritzdruck 90 bar, bei dem Düsenwinkel 20° und dem Düsenabstand von der Messlinie bzw. der virtuellen Raumkurve von 16,9 mm durchgeführt. Die Messlinie befindet sich bei der Strahl-Wand-Messung 1,7 mm entfernt von der Wandoberfläche. Die Wand ist nicht beheizt und weist Umgebungstemperatur auf.

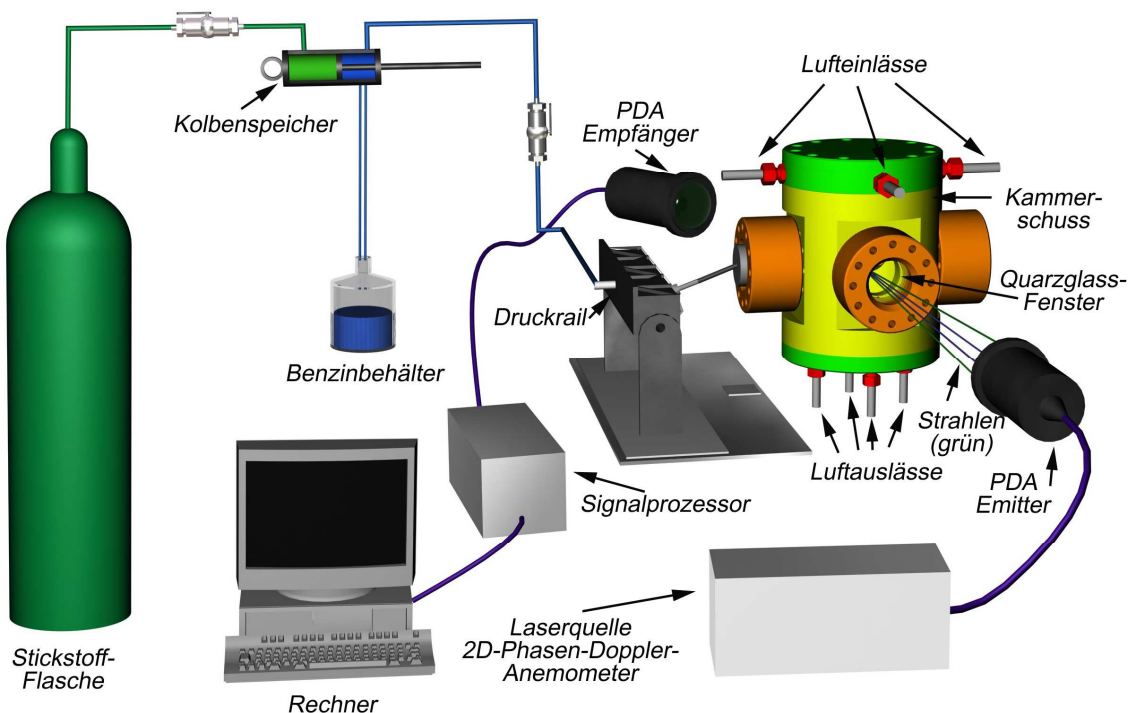


Abbildung 5.2.1.2. Messanordnung bei der Durchführung der PDA – Sprühstrahl-Messungen unter motornahen Messbedingungen

Die PDA-Analyse des Sprühstrahls unter atmosphärischen Bedingungen ohne Vorhandensein der Wand wird mit der Versuchsanlage, Abbildung 4.2.1 Kapitel 4, durchgeführt. Darüber hinaus ist zur Annäherung an motornahe Bedingungen eine Druckkammer komplettiert worden, die bis 12 bar betrieben werden kann [122], **Abbildung 5.2.1.2**. Zur Reproduzierbarkeit der Messbedingungen muss das aus jeder Einspritzung resultierende Benzin/Luft-Gemisch mit einer konstanten Geschwindigkeit von 0,2 m/s aus der Kammer abgesaugt werden. Bei dieser Geschwindigkeit wird die Spraybildung und anschließende Tropfenverdampfung relativ wenig beeinflusst. Es lassen sich Druckkammertemperaturen bis 300°C erzielen.

Im Vergleich zur Anordnung bei den Freistrahlexperimenten, Bild 5.2.1.1 (b), beträgt der Düsenwinkel 0° , bedingt durch die Kammerkonstruktion, siehe **Abbildung 5.2.1.3**, bei sonst gleichem Düsenabstand von der virtuellen Raumkurve 16,9 mm.

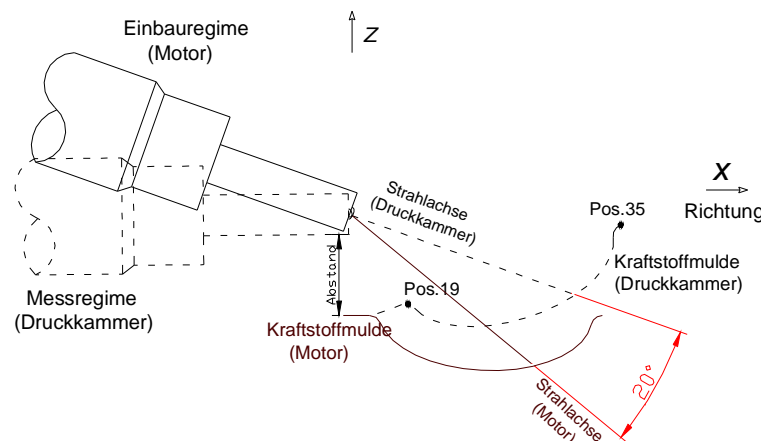


Abbildung 5.2.1.3 Anordnung der Düse unter motornahen Messbedingungen in der Druckkammer

Im **Diagramm 5.2.1.1** werden Messwerte im freien Strahl mit solchen bei Vorhandensein der Wand unter atmosphärischen Bedingungen verglichen. Dabei werden die in Wandrichtung sich bewegenden Tropfen als primäre Tropfen bezeichnet, während die von der Wand reflektierten Tropfen als sekundäre Ereignisse aufgefasst werden.

Man erkennt im Diagramm 5.2.1.1 (a) deutlich das Hohlkegelprofil des Freistrahles bei den Geschwindigkeitsprofilen. Die leichte Unsymmetrie dieses Profils ist auf die geometrische Anordnung der virtuellen Raumkurve im Bezug auf die Strahlachse zurückzuführen. Das Geschwindigkeitsprofil der primären Tropfen ist völlig demgegenüber unsymmetrisch bei der Strahl-Wand-Messung. Mit zunehmendem Abstand Düsenmund/Messvolumen sinken die

Tropfengeschwindigkeiten in axialer(Strahlachse) Richtung. Die Tropfendurchmesser weisen im Freistrah, relativ ausgeglichen, Werte von etwa 12 bis 13 μm auf, während eine größere Differenzierung der Werte bei der Strahl-Wand-Messung zu registrieren ist. Diese Werte sinken von etwa 13 μm bei kleinstem Düsenmund/Messvolumen-Abstand nach Durchlaufen eines relativen Maximums auf Werte bis 8 μm bei großem Abstand ab. Das Absinken der Tropfendurchmesser mit zunehmendem Abstand kann nicht auf die Verdunstung des Benzins zurückgeführt werden, wie der Vergleich mit dem Freistrahlergebnis ausweist.

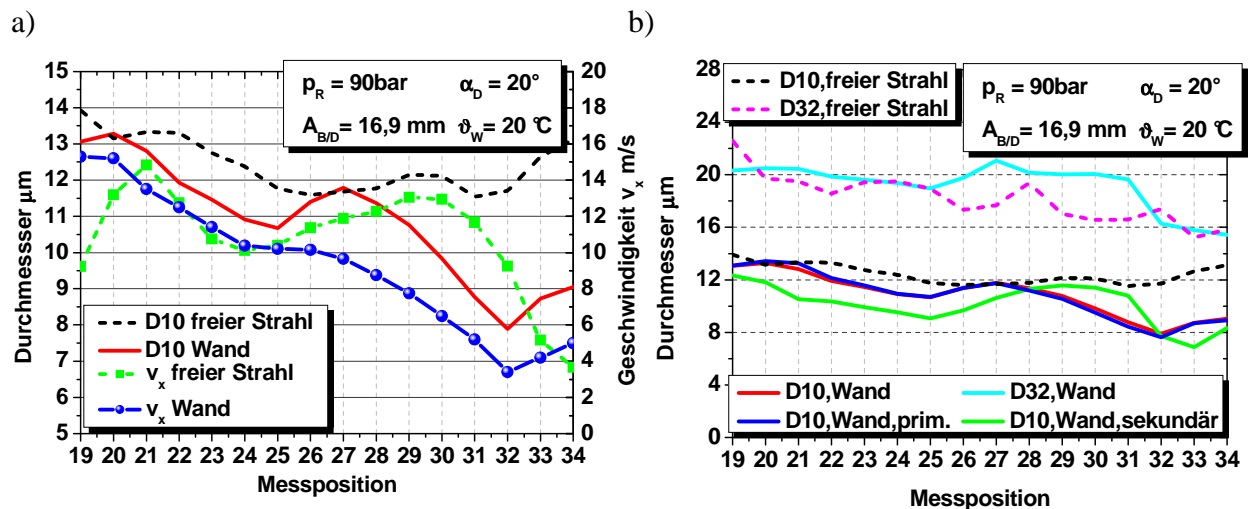


Diagramm 5.2.1.1 Durchmessercharakteristiken D10, D32 und Geschwindigkeiten v_x in den Fällen ohne (freier Strahl) und mit Vorhandensein der realen Wand, Gegenüberstellung freier Strahl -Wand-Interaktion (a), Analyse verschiedener repräsentativer Durchmesser bei Wand-Interaktion (b).

Im Diagramm 5.2.1.1 (b) sind neben den Sauterdurchmessern D32 der Tropfen, die prinzipiell größer als die mittleren Tropfendurchmesser sind, auch die Tropfendurchmesser der sekundären Ereignisse dargestellt. In düsennahen Messpositionen werden im Vergleich mit primären Tropfen kleinere Sekundärtropfendurchmesser registriert. Diese Tendenz kehrt sich in düsenferneren Positionen zum Teil um. Die Durchmesserunterschiede zwischen primären und sekundären Tropfen sind nicht besonders stark ausgeprägt und beziffern sich auf bis zu 2 μm .

Weitere Messungen sollen bei Variation der Wandtemperatur vorgenommen werden, um den Temperatureinfluss der Wand auf die Spraycharakteristiken zu ermitteln. Die Realisierung einer örtlich homogenen Wandtemperatur zu Beginn der Strahl-Wand-Interaktion durch elektrische Direktbeheizung des Testbleches gelingt aber mit der gekrümmten Wand,

Abbildung 5.2.1.1 (b) nicht. Darüber hinaus besteht das Ziel der Arbeit, die Dynamik des Temperatursignals der Strahl-Wand-Interaktion möglichst ohne größere Dämpfung auf der strahlabgewandten Oberfläche infrarotthermografisch zu registrieren. Dies gelingt sehr viel besser mit einem dünnen ebenen Blech als mit einer relativ dicken Wand, Abbildung 5.2.1.1(b), weshalb die grundsätzlichen Untersuchungen in dieser Arbeit mit einem solchen sehr dünnen ebenen Blech durchgeführt werden, siehe Kapitel 4.2.

Im Übrigen wird bei der Verwendung einer ebenen Wand der Einfluss der Wandkrümmung auf die Homogenität des Sprays und die Beaufschlagungsdichte eliminiert. Damit können die prinzipiellen Mechanismen der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung ohne Geometrieinfluss der Wand untersucht werden.

Insofern werden alle nachfolgenden Experimente der Arbeit unter Nutzung einer sehr dünnen ebenen Wand (0,1 und 0,2 mm) bei dem motorrelevanten Winkel Sprayachse/Wandebene von 40° sowie auch bei 90° durchgeführt (dies entspricht Düsenanstellwinkeln von 20° sowie 70°), um eine Variation dieses Anstellwinkels vorzunehmen. Das Schema der Messanordnung wurde bereits in der Abbildung 4.4.3.1 dargestellt. Von den insgesamt in der Arbeit erzielten Messwerten werden Ergebnisse für ausgewählte Messpunkte präsentiert. Der Abstand zwischen der Messlinie und der Blechoberfläche wird von 1,7 mm (Muldenversuche, Abbildung 5.2.1.1) auf 1 mm verringert, um die Anzahl der durch das PDA-System detektierten sekundären Tropfen erhöhen zu können, und somit mehr aussagefähige Informationen aus den Messungen zu gewinnen.

Um die Eignung des PDA-Messsystems für die Bestimmung der Leidenfrostgrenze zu untersuchen, wird die Wandtemperatur in weiten Bereichen variiert.

Darüber hinaus erfolgt eine Variation des Einspritzdruckes der Düse, des Blech/Düse-Abstandes und, wie erwähnt, des Düsenanstellwinkels, um verschiedene Beaufschlagungsdichten zu erzeugen. Als experimentelle Teststoffe werden neben Ottokraftstoff auch n-Oktan eingesetzt.

Die Auswertung der gewonnenen Ergebnisse erfolgt in 0,5 ms breiten Zeitfenstern, um, wie bereits im Kapitel 4.4 erwähnt, die reale Dynamik der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung zu untersuchen. Es werden Ergebnisse im Zeitbereich von 0,5 bis 4 ms präsentiert.

Im Rahmen der PDA-Analyse wird auch der bezogene Massenstrom am jeweiligen Messpunkt ermittelt, **Gleichung 5.1.1.1**,

$$\dot{m}^* = \frac{M_{\Delta t}}{\Delta t} \cdot \frac{1}{B^*} \quad (5.1.1.1)$$

in dem $M_{\Delta t} = \rho_{Benzin} \cdot \frac{\pi}{6} \cdot \sum_j^N D_j^3$ der gesamte Massenstrom im entsprechenden Zeitfenster und B^* die dem Messpunkt zugeordnete Breite des durchströmten Querschnittes ist. Dieser spezifische Massenstrom repräsentiert nicht den realen Massenstrom, weil zum einen lediglich valide Ereignisse des PDA-Systems Verwendung finden und zum anderen die im Messvolumen registrierten Tropfen auf die repräsentative Länge B^* bezogen sind.

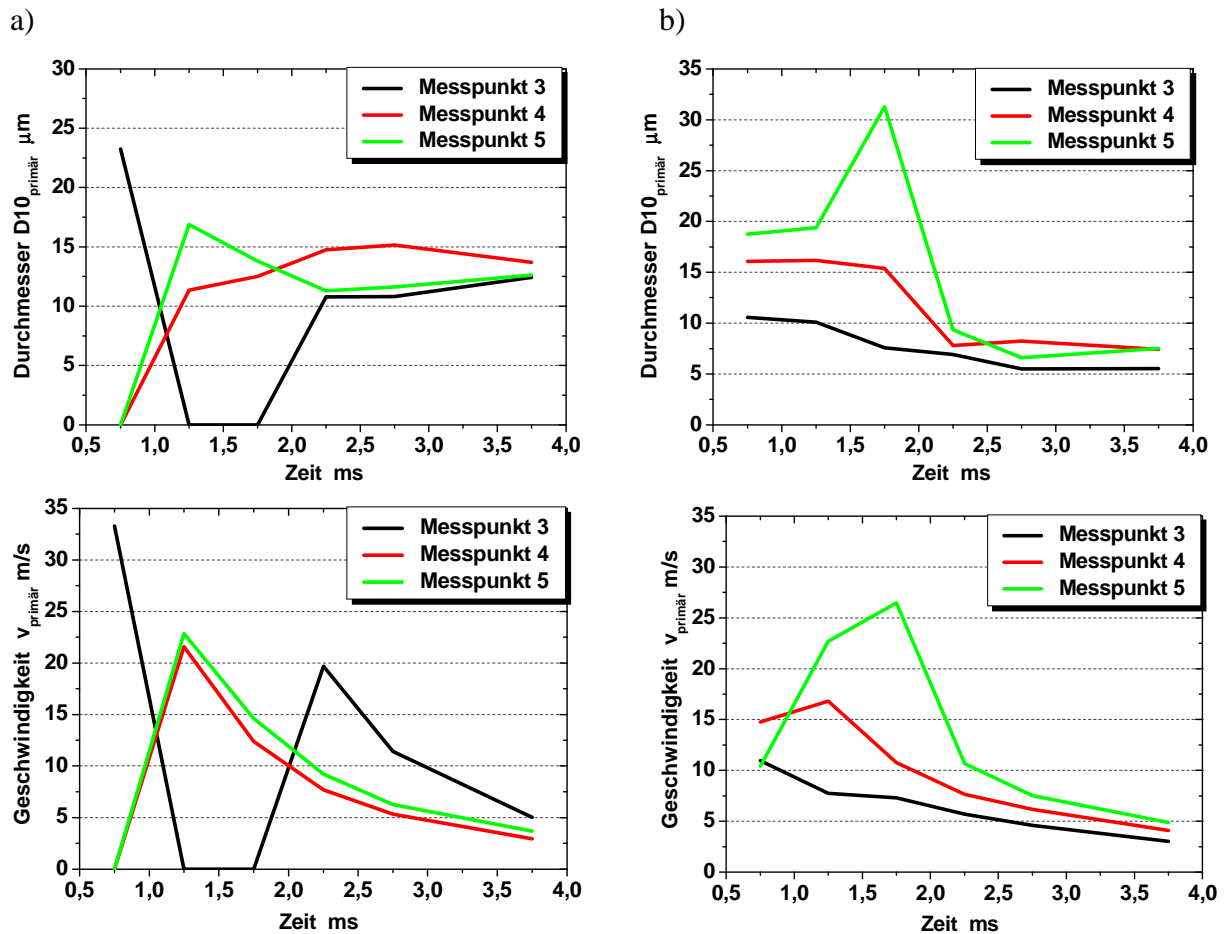


Diagramm 5.2.1.2 Darstellung der Durchmesser- und Geschwindigkeitscharakteristiken, Ottokraftstoff, Freistrahler, atmosphärisch, $\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar, $A_{D/Messvol.}=16,9$ mm(a) und $A_{D/Messvol.}=35$ mm(b).

Den Ergebnissen der Interaktionsmessungen vorangestellt werden Freistrahlergebnisse, um die Leistungsfähigkeit der Zeitfenstermethode zu demonstrieren. Es werden atmosphärische Messergebnisse präsentiert und solche, die unter Druckkammerbedingungen ermittelt worden sind.

Zunächst werden atmosphärische Messergebnisse diskutiert. Im **Diagramm 5.2.1.2** werden mittlere Tropfendurchmesser und Tropfengeschwindigkeiten im Freistrahler bei Variation des

Blech/Düse-Abstandes dargestellt. Durch die Anwendung der Zeitfenstermethode gelingt die Darstellung der Dynamik von Spraycharakteristiken. So werden beim Abstand 16,9 mm, Diagramm 5.2.1.2 (a) sowohl die zeitliche Lücke zwischen dem Vor- und dem Hauptstrahl im Messpunkt 3 registriert als auch die den Vorstrahl charakterisierenden hohen Durchmesser- und Geschwindigkeitswerte im ersten Zeitfenster. Beim Abstand von 35 mm lässt sich an diesem Messpunkt eine solche Lücke nicht registrieren, weil die Homogenisierung des Strahles fortgeschritten ist. Hinsichtlich der Geschwindigkeitscharakteristiken ist eine deutlich ausgeprägte Abnahme der Werte mit zunehmender Zeit zu beobachten. Die Abflachung der Tendenzen $v(t)$ in den späteren Zeitfenstern weist ebenfalls auf eine Sprayhomogenisierung hin.

Die oben definierten sekundären (reflektierten) Tropfen existieren im Freistrahle nicht. Tropfenbewegungen entgegen der Hauptstrahlrichtung werden durch Verwirbelungen verursacht. Messergebnisse solcher Tropfenereignisse werden im **Anhang A** dargestellt.

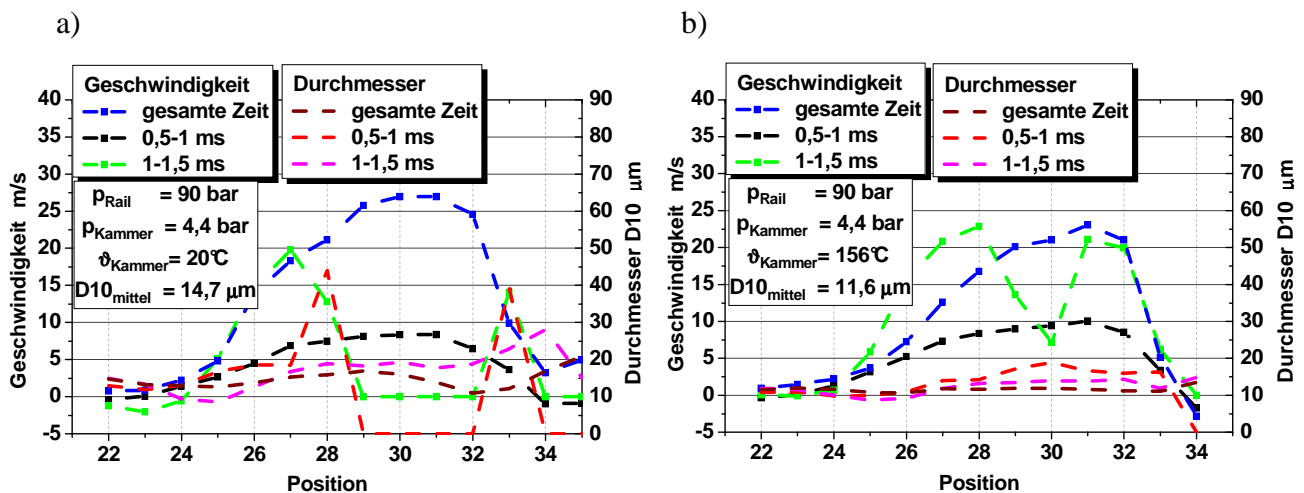


Diagramm 5.2.1.3. Vergleich der Durchmesser- und Geschwindigkeitscharakteristiken, Freistrahle, Druckkammer, Ottokraftstoff, $p_{\text{Kammer}}=4,4 \text{ bar}$, $\alpha_D=0^\circ$, $p_R=90 \text{ bar}$, $A_{D/\text{Messvol.}}=16,9 \text{ mm}$ und $\vartheta_{\text{Kammer}}=20^\circ\text{C}$ (a), bzw. $\vartheta_{\text{Kammer}}=156^\circ\text{C}$ (b).

Im Vergleich zu den unter atmosphärischen Bedingungen ermittelten Werten sind in den **Diagrammen 5.2.1.3, 5.2.1.4** Druckkammermesswerte dargestellt. Diese Messwerte werden bei dem Kammerdruck von 4,4 bar sowohl bei atmosphärischer Temperatur als auch bei der motornahen Temperatur von 156°C (entspricht thermisch einer Situation im Schichtladungsbetrieb) ermittelt.

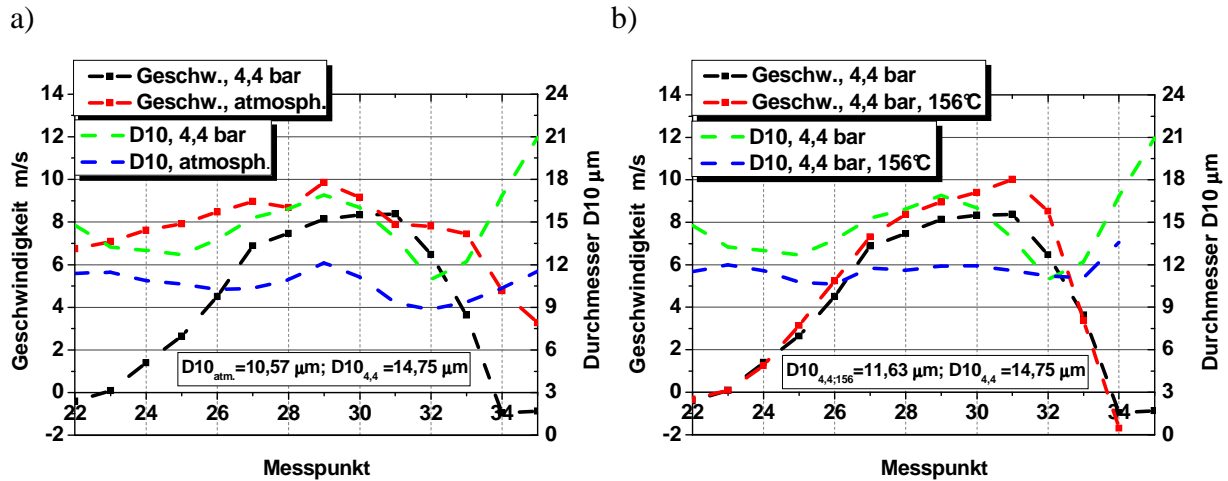


Diagramm 5.2.1.4. Vergleich der Durchmesser- und Geschwindigkeitscharakteristiken, Freistrah, atmosphärische und Druckkammerbedingungen, Ottokraftstoff, $\alpha_D=0^\circ$, $p_R=90$ bar, $A_{D/Messvol.}=16,9$ mm.

Im Diagramm 5.2.1.3 wird eine Zeitfensteranalyse des Sprühstrahls unter motornahen Messbedingungen vorgenommen. Deutlich wird die Dynamik der PDA-Charakteristiken insbesondere bei atmosphärischer Temperatur, Diagramm 5.2.1.3 (a). Durchmesser und Geschwindigkeiten ändern sich in den ersten beiden Zeitfenstern, die hinsichtlich der Strahlstruktur dem Vorstrahl zuzuordnen sind, drastisch. Es werden, lokal begrenzt, im ersten Zeitfenster relativ große Tropfendurchmesser und –geschwindigkeiten detektiert. Dieses Ergebnis ist auf die Spezifik der Flüssigkeitszerstäubung in der Vorstrahlphase zurückzuführen, die durch die Prozesse bei der Düsenöffnung verursacht wird. Im zweiten Zeitfenster werden an den Messpositionen 28 bis 32 sehr große Tropfengeschwindigkeiten registriert, während die lokalen Tropfendurchmesser nur wenig von den mittleren Werten abweichen. Diese letztere Tendenz verstärkt sich bei der Kammertemperatur 156°C , Diagramm 5.2.1.3 (b), bei der die Tropfendurchmesser in den beiden Zeitfenstern praktisch ortsunabhängig sind.

Um die Vorteile einer solchen Analyse darstellen zu können, werden diese Ergebnisse jenen gegenübergestellt, die über die gesamte Messzeit registriert worden sind.

Im nachfolgenden Diagrammen 5.2.1.4 (a) und (b) werden solche gemittelten Werte sowohl unter atmosphärischen als auch unter Druck- und Temperaturbedingungen der Kammer präsentiert.

Der Strahlzerfall bei Gegendruck führt zu vergleichsweise (atmosphärische Druckbedingung) größeren Tropfendurchmessern und in weiten Bereichen zu kleineren

Tropfengeschwindigkeiten. Dieses plausible Ergebnis lässt sich in Diagramm 5.2.1.4 (a) ablesen, wobei sich die Kompression des Strahls bei Gegendruck deutlich im lokalen Geschwindigkeitsprofil bemerkbar macht. Dieses Geschwindigkeitsprofil wird qualitativ durch den Temperatureinfluss (156°C), Diagramm 5.2.1.4 (b), praktisch nicht verändert. Quantitativ ergeben sich systematisch höhere Tropfengeschwindigkeiten bei höherer Kammertemperatur. Die Tropfendurchmesser werden bei der Kammertemperatur 156°C vergleichsweise (atmosphärische Temperatur) kleiner, was u.a. durch den intensiveren Verdampfungs-/Verdunstungsprozess verursacht wird. Insgesamt nähern sich der repräsentative Tropfendurchmesser wie auch das lokale Durchmesserprofil den Werten bei atmosphärischer Messung.

Dieses Ergebnis der Druckkammermessungen ist neben der Problematik der optischen Zugänglichkeit des Messortes in der Kammer ein wichtiger Beweggrund für die Entscheidung, die weiteren Strahl-Wand-Interaktions-Messungen wie auch alle übrigen Experimente unter atmosphärischen Bedingungen durchzuführen.

5.2.2 Spraycharakteristiken bei der Strahl-Wand-Interaktion

In den Diagrammen 5.2.2.1 bis 5.2.2.4 sind Dynamiken der Spraycharakteristiken von Ottokraftstoff bei der hier im Fokus stehenden Strahl-Wand-Wechselwirkung bei Variation des Wandabstandes und in Abhängigkeit von der Wandtemperatur dargestellt. Die Wandtemperatur wird so eingestellt, dass sie jeweils deutlich oberhalb bzw. unterhalb der Leidenfrosttemperatur liegt. Zur Untersuchung gelangen jetzt auch die sekundären (reflektierten) Tropfen.

Die im **Diagramm 5.2.2.1** dargestellte Analyse der primären und der sekundären Durchmessercharakteristiken zeigt bei dem Blechabstand 16,9 mm, dass deutlich ausgeprägte Unterschiede der Tropfencharakteristiken für Benetzungsregime oberhalb und unterhalb der Leidenfrosttemperatur bei den vorliegenden Messbedingungen nicht festzustellen sind. Allerdings lässt sich eine vergleichsweise (kleinere Wandtemperatur) geringere Zunahme der sekundären Tropfendurchmesser oberhalb des Leidenfrostpunktes im Zeitfenster von 3,5 bis 4 ms am Messpunkt 3 erkennen. Darüber hinaus ist insbesondere in späteren Zeitfenstern eine Zunahme der sekundären Tropfendurchmesser im Vergleich zu den primären Tropfen zu beobachten. Diese Tendenz wurde auch in [123] bei PDA - Spray/Wand-Interaktions-Experimenten -Wandabstand 0,2 mm- erkannt.

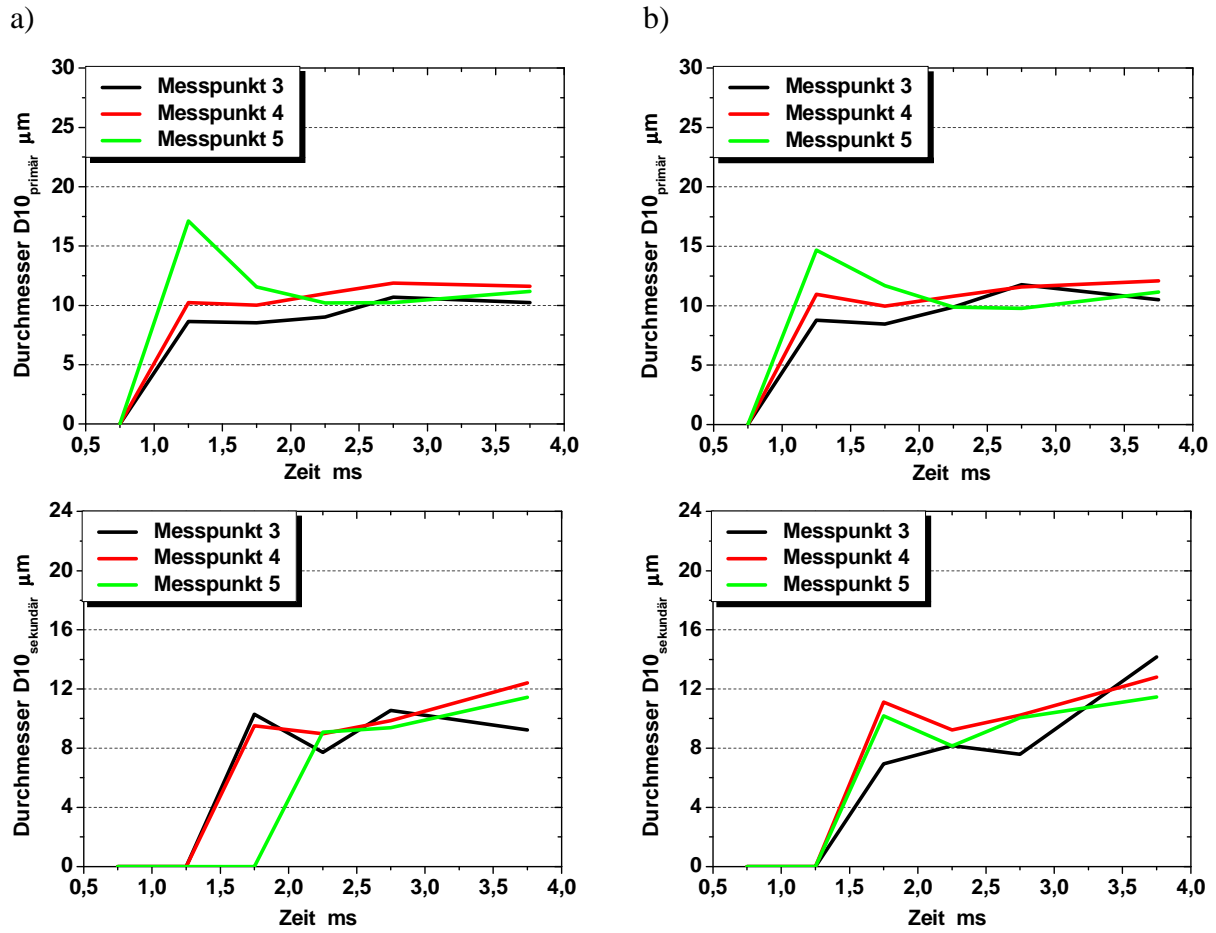


Diagramm 5.2.2.1 Darstellung von Interaktions-Durchmessercharakteristiken von primären und sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm.

Im **Diagramm 5.2.2.2** erfolgt eine Analyse der Geschwindigkeitscharakteristiken. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Variation der Blechtemperatur keinen merklichen Einfluss auf die Geschwindigkeiten der primären und der sekundären Tropfen ausübt.

Die gemessenen Geschwindigkeitscharakteristiken weisen nahezu in jedem Zeitfenster die gleiche qualitative Tendenz auf.

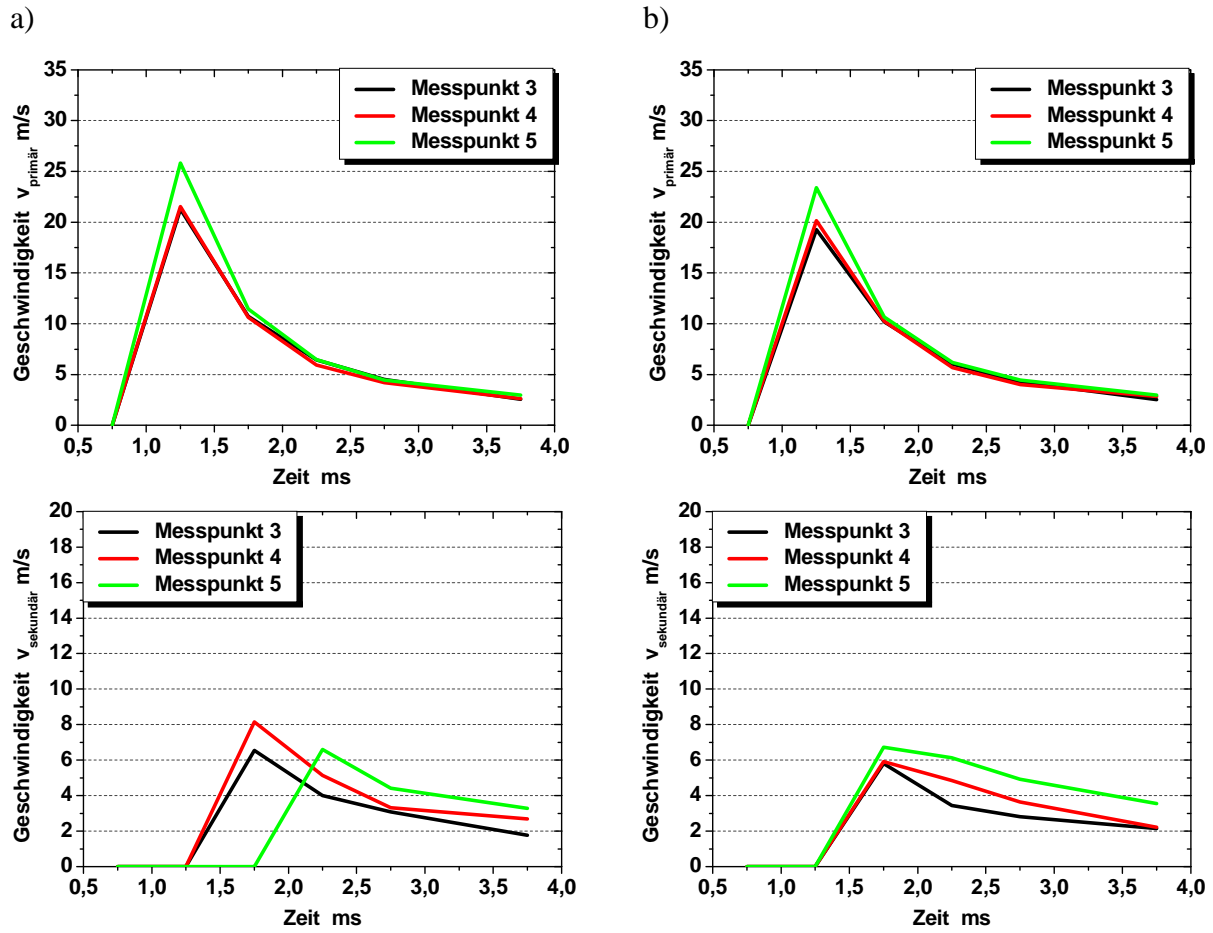


Diagramm 5.2.2.2 Darstellung von Interaktions-Geschwindigkeitscharakteristiken von primären und sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm.

Ein interessantes Phänomen wurde während der Messungen bei dem Blech/Düse-Abstand von 35 mm festgestellt. Bei diesem Abstand verringert sich die Beaufschlagungsdichte bei Konstanthaltung der übrigen Messbedingungen. Daraus resultiert, **Diagramm 5.2.2.3**, eine merkliche Anhebung vor allem der Geschwindigkeiten der sekundären Tropfen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Leidenfrostschwelle. Diese erhebliche Zunahme der Tropfengeschwindigkeit bei dem größeren Blech/Düse-Abstand kann auf die verringerte Tropfendichte in der unmittelbaren Wandnähe zurückgeführt werden.

Im Vergleich zu den Messergebnissen, die dem Diagramm 5.2.2.2 zugrunde liegen, lassen sich Änderungen der Geschwindigkeiten der primären Tropfen feststellen. Im Unterschied zu dem kleineren Blech/Düse Abstand, bei dem ein stark ausgeprägtes Maximum bei 1,25 ms registriert wird, zeigt sich dieses Maximum bei $A_{B/D}=35$ mm weniger stark ausgeprägt und es ergeben sich in den späteren Zeitfenstern höhere Geschwindigkeiten der primären Tropfen.

Die Blechtemperatur nimmt nahezu keinen Einfluss sowohl auf die Geschwindigkeit der primären als auch jener der sekundären Tropfen.

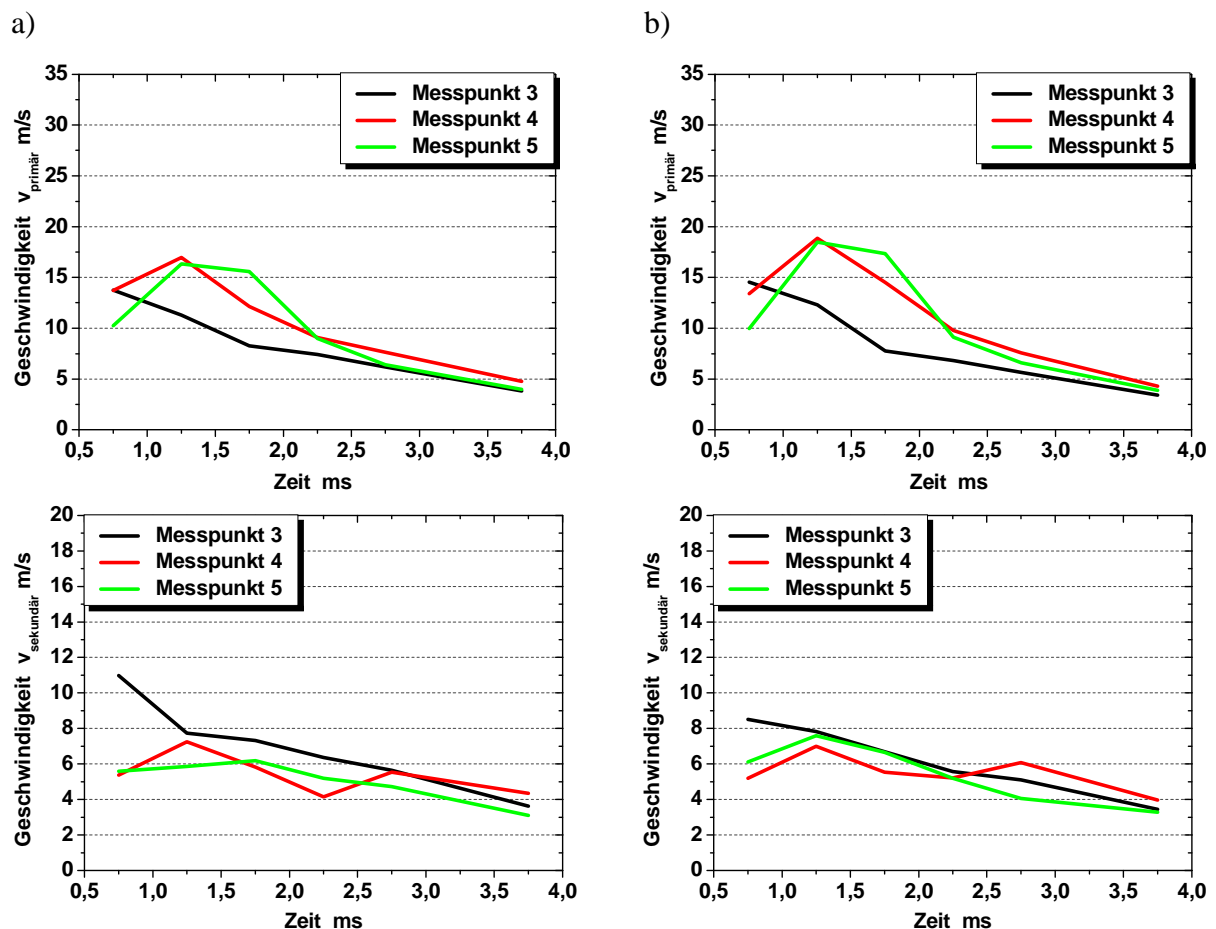


Diagramm 5.2.2.3 Darstellung von Interaktions-Geschwindigkeitscharakteristiken von primären und sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=35$ mm.

Hinsichtlich der Durchmesser der primären Ereignisse, siehe **Diagramm 5.2.2.4**, werden in den ersten beiden Zeitfenstern keine Unterschiede oberhalb und unterhalb Leidenfrostgrenze registriert. Ab dem Zeitfenster 1,5-2 ms erfolgt eine deutliche Zunahme der Durchmesser, um im letzten Zeitfenster (3,5 bis 4 ms) einen Unterschied von mehr als $2 \mu\text{m}$ zu erreichen.

Darüber hinaus konnte bei dem Vergleich der Durchmesser der primären Tropfen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Leidenfrostgrenze eine deutliche Zunahme der Durchmesser bei der Erhöhung des Blech/Düse-Abstandes von 16,9 mm auf 35 mm in den Zeitfenstern bis 2 ms beobachtet werden. Dieser äußerst interessante Effekt hat auf die We-Zahl-Charakteristiken einen merklichen Einfluss, Kapitel 5.2.3.

Die Auswertung der Durchmessercharakteristiken der sekundären Ereignisse oberhalb der Leidenfrosttemperatur, Diagramm 5.2.2.4, zeigt dem gegenüber Tendenzen, wie sie schon bei der Analyse der sekundären Tropfen im Diagramm 5.2.2.1 beobachtet worden sind. Die dort beobachtete leichte Zunahme der sekundären Tropfendurchmesser ist jetzt sehr deutlich ausgeprägt. Es werden insbesondere in den späteren Zeitfenstern bis zu 5 μm größere Tropfendurchmesser registriert.

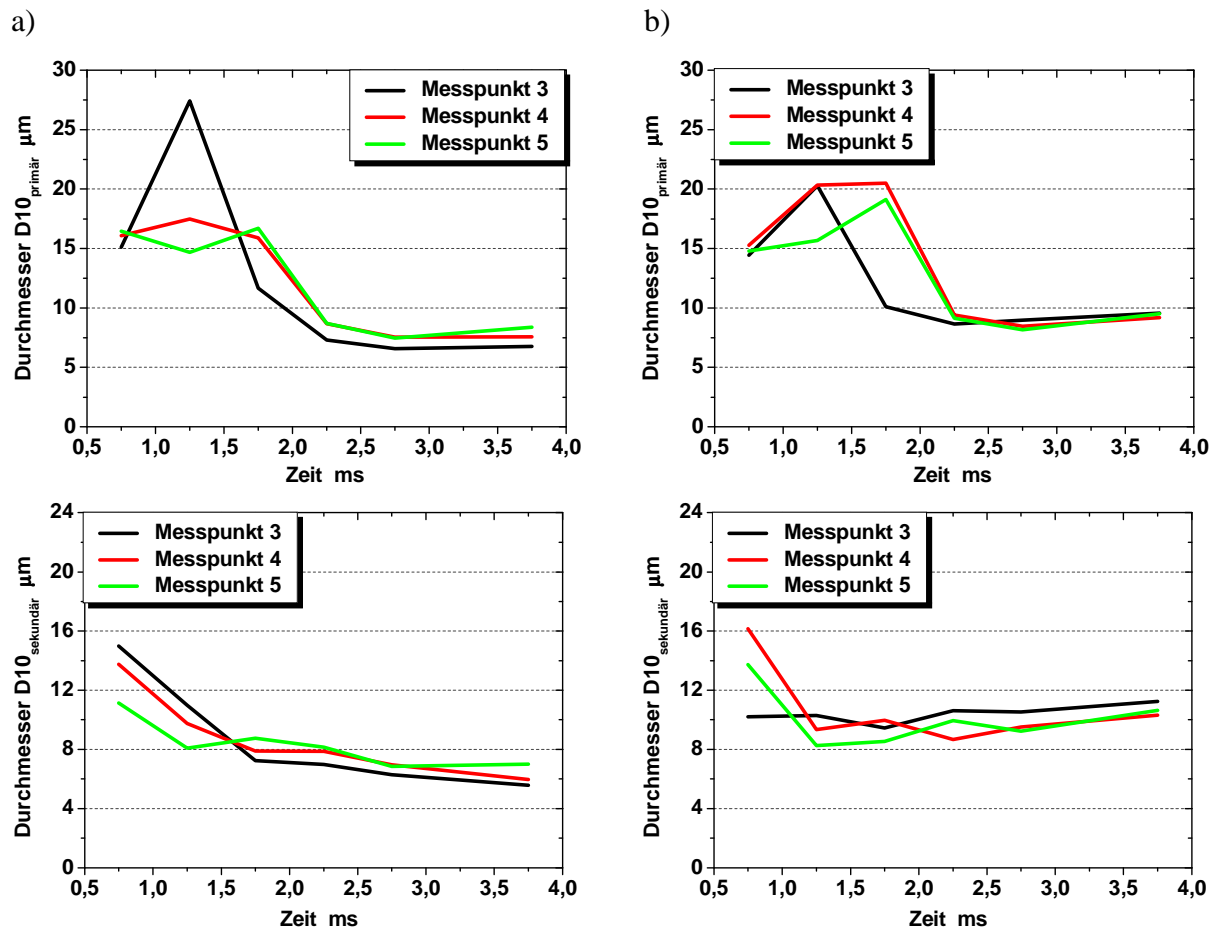


Diagramm 5.2.2.4 Darstellung von Interaktions-Durchmessercharakteristiken von primären und sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=35$ mm.

Die Deutung dieses Phänomens ist bisher nur in [124] auf der Grundlage von Einzeltropfenexperimenten vorgenommen worden. Marengo geht von der Wirkung eines Siedeprozesses aus, bei dem der Dampffilm die Flüssigkeit von der Oberfläche trennt und damit eine Dampfblasenbildung und jenen Tropfenzerfall verhindert, wie er sich bei Wandtemperaturen unter dem Leidenfrostpunkt vollzieht. Marengo selbst spricht davon, dass

es bisher für diese Hypothese keinen abschließenden experimentellen Nachweis gibt. Ein solcher Nachweis kann letztlich nur durch die Kombination von PDA- und solchen Visualisierungsexperimenten vorgenommen werden, die in ihrer Auflösung über die in [124] bisher erreichte Qualität hinausgehen. Zu berücksichtigen ist in diesem Zusammenhang, wie erwähnt, dass Marengo Einzeltropfenexperimente durchgeführt hat. Insofern wäre seine erwähnte Hypothese auch für Tropfenkollektive eines Sprühstrahls zu überprüfen.

Eine eigene hypothetische Interpretation geht davon aus, dass die vermessenen größeren Durchmesser von sekundären Ereignissen gegebenenfalls auch auf Wall-Jet-Prozesse zurückzuführen sind. Ein starker Hinweis in dieser Richtung ist die Tatsache, dass solche Messergebnisse besonders in den späteren Zeitfenstern registriert werden.

Unterhalb der Leidenfrosttemperatur wird besonders in späteren Zeitfenstern eine Abnahme der gemessenen Durchmesser der sekundären Tropfen registriert. Dies muss auf die Flüssigkeitsbenetzung der Wand und den Zerfall der auftreffenden Tropfen nach der Interaktion zurückgeführt werden (Splashing).

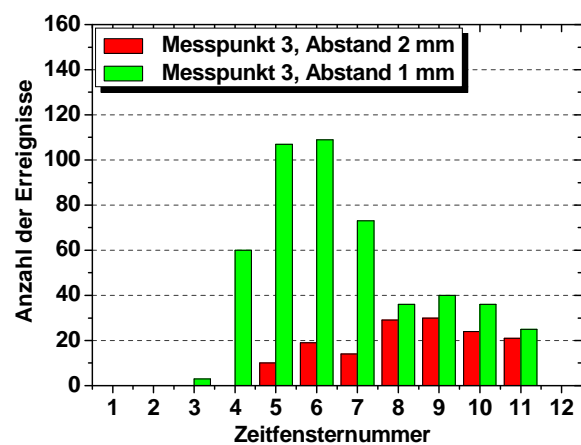
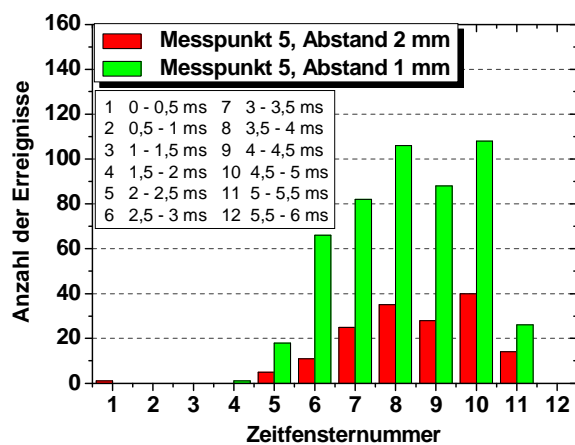
Bei Erhöhung des Einspritzdrucks von 90 auf 110 bar lassen sich bei sonst gleichen Betriebsparametern und Versuchsanordnungen (Düsenstellwinkel und Abstand Blech/Düse) keine wesentlichen Änderungen der registrierten primären Tropfencharakteristiken feststellen, siehe Anhang A. Der Unterschied von 20 bar reicht demnach nicht aus, um Effekte zu beobachten, die in [115] beschrieben sind. Dort wird mit einer Einspritzdruckerhöhung von 400 bar auf 800 bar eine verbesserte Zerstäubung des Einspritzstrahls mit dem Resultat kleinerer mittlerer Tropfendurchmesser erreicht. Allerdings lässt sich aus den 110 bar - Spraycharakteristiken auf eine gute Reproduzierbarkeit der Messergebnisse schließen. Hinsichtlich der Charakteristiken der sekundären Geschwindigkeit ist oberhalb des Leidenfrostpunktes festzustellen, dass beim Düsenabstand 35 mm vergleichsweise (16,9 mm) höhere Geschwindigkeitswerte der sekundären Tropfen festgestellt werden, was u.a. auf das dünnere Spray zurückzuführen ist.

Das gleiche Phänomen wird bei **n-Oktan** nachgewiesen, siehe Anhang A. Wie auch beim Ottokraftstoff ergeben sich oberhalb des Leidenfrostpunktes größere Geschwindigkeitswerte der sekundären Tropfen bei dem vergleichsweise größeren Blechabstand.

Ebenso lässt sich auch durch die n-Oktan-Versuche beim Einspritzdruck von 90 bar und Düsenabstand von 16,9 mm, Anhang A (Diagramme 8.1.6 und 8.1.7), die Aussage bestätigen, dass die sekundären Tropfen höhere Durchmesserwerte oberhalb der Leidenfrosttemperatur aufweisen.

Die bisherigen Versuche sowohl mit Ottokraftstoff als auch mit n-Okтан fanden in Messpunkten statt, die 1 mm von der Blechoberfläche entfernt sind. Um den Einfluss dieses Abstandes zu untersuchen, wurden Messungen bei Variation des Messabstandes vorgenommen. Allerdings konnte der Abstand nicht verringert werden³. Es wurden Experimente beim Messabstand 2 mm durchgeführt. Ergebnisse dieser Messungen sind im Vergleich mit dem Messabstand 1 mm im **Diagramm 5.2.2.5** dargestellt.

a)



b)

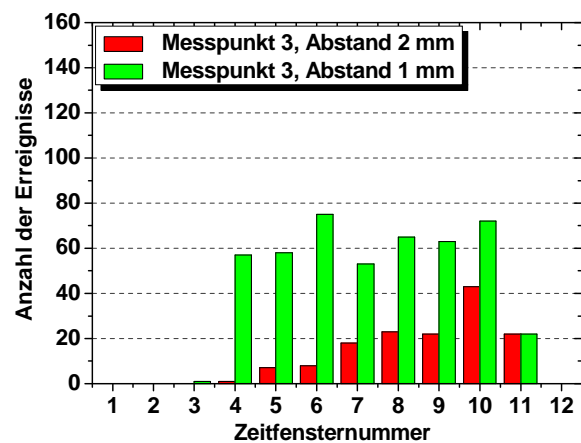
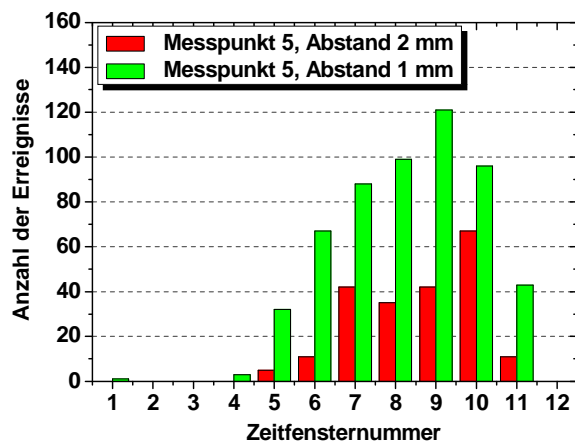


Diagramme 5.2.2.5 Vergleich der Zahl der sekundären PDA-Ereignisse bei unterschiedlichen Messabständen von der Blechoberfläche, n-Okтан, unterhalb des Leidenfrostpunktes (a) und oberhalb des Leidenfrostpunktes (b), $\alpha_D=20^\circ$, $p_R=110$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm.

Es wird deutlich, dass die Zunahme des Messabstandes eine wesentliche Reduzierung der Anzahl der detektierten sekundären Tropfen zur Folge hat. Dieses Ergebnis ist in allen

³Die Messstrahlen des PDA - Systems (grün und blau) kreuzen sich im Messvolumen unter einem Winkel von 4° . Um einerseits die Messzeiten auf einen hinnehmbaren Wert zu beschränken und andererseits die Kollision des Strahles mit dem Blechrand und somit ein verfälschendes Streulicht im Messvolumen zu vermeiden, wäre ein sehr schmales Blech bei geringerem Messabstand zu realisieren, dessen Staupunktwirkung nicht mehr vergleichbar mit technischen Anwendungen ist.

Zeitfenster sowohl unterhalb als auch oberhalb der Leidenfrostgrenze in allen Messpunkten zu beobachten. Diese drastische Abnahme der detektierten sekundären Tropfen trägt wesentlich zur Anhebung der Messzeit bzw. zur Erhöhung des Messfehlers in den untersuchten Zeitfenstern bei. Aus diesem Grund fanden die weiteren PDA - Untersuchungen der Sprühstrahl- Wand- Wechselwirkung ausschließlich bei einem Messabstand von 1 mm statt.

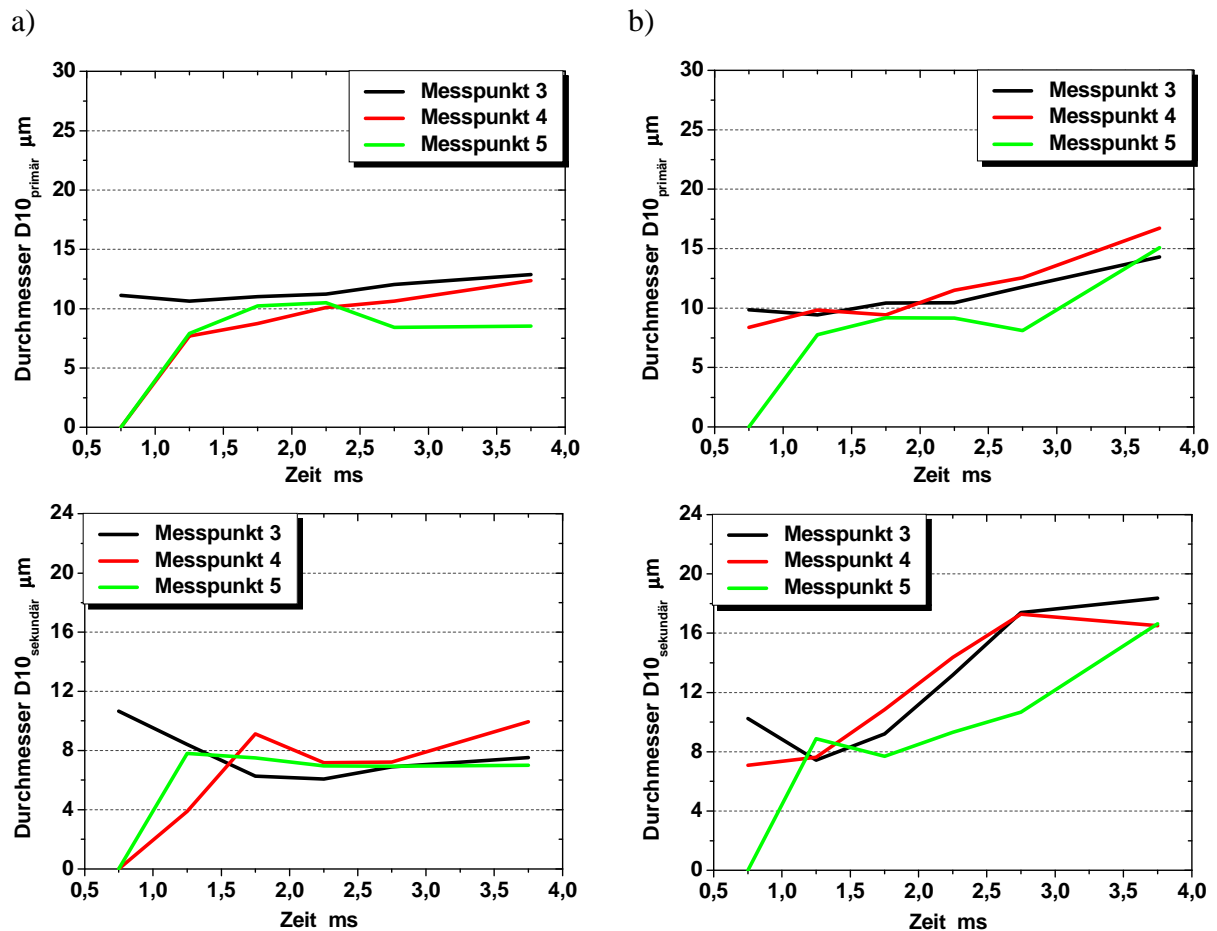


Diagramm 5.2.2.6 Durchmessercharakteristiken der primären und sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm.

Die folgenden Diagramme untersuchen den Einfluss der Änderung des Düse-Wand-Winkels (Anstellwinkel der Düse) auf die Sprayentwicklung und die Charakteristiken der sekundären Tropfen. Dieser Winkel wird von 20° auf 70° geändert, sodass die Strahlachse senkrecht auf der Blechoberfläche steht. Nach Transformation der Messpunkte werden zunächst Experimente mit dem Ottokraftstoff bei 90 bar Einspritzdruck und einem Abstand Blech/Düse von 16,9 mm durchgeführt. Im **Diagramm 5.2.2.6** sind die Durchmessercharakteristiken von

primären und sekundären Tropfen unter den neuen Messbedingungen dargestellt. Wie auch beim Anstellwinkel 20° stimmen die Durchmesser der primären Ereignisse unterhalb und oberhalb der Leidenfrostgrenze qualitativ und quantitativ praktisch überein. Dem gegenüber weisen die Durchmesser der sekundären Ereignisse bei dem Anstellwinkel 70° ausgeprägte qualitative und quantitative Unterschiede bezüglich der Leidenfrostgrenze auf. Werden unterhalb der Leidenfrostgrenze ab ca. 1,5 ms praktisch gleiche Durchmesser registriert (ca. $8 \mu\text{m}$), so verdoppeln sich die Durchmesserwerte oberhalb der Leidenfrostgrenze in den späteren Zeitfenstern (2,5 bis 4,5 ms), bezogen auf die registrierten Werte bei 1 ms.

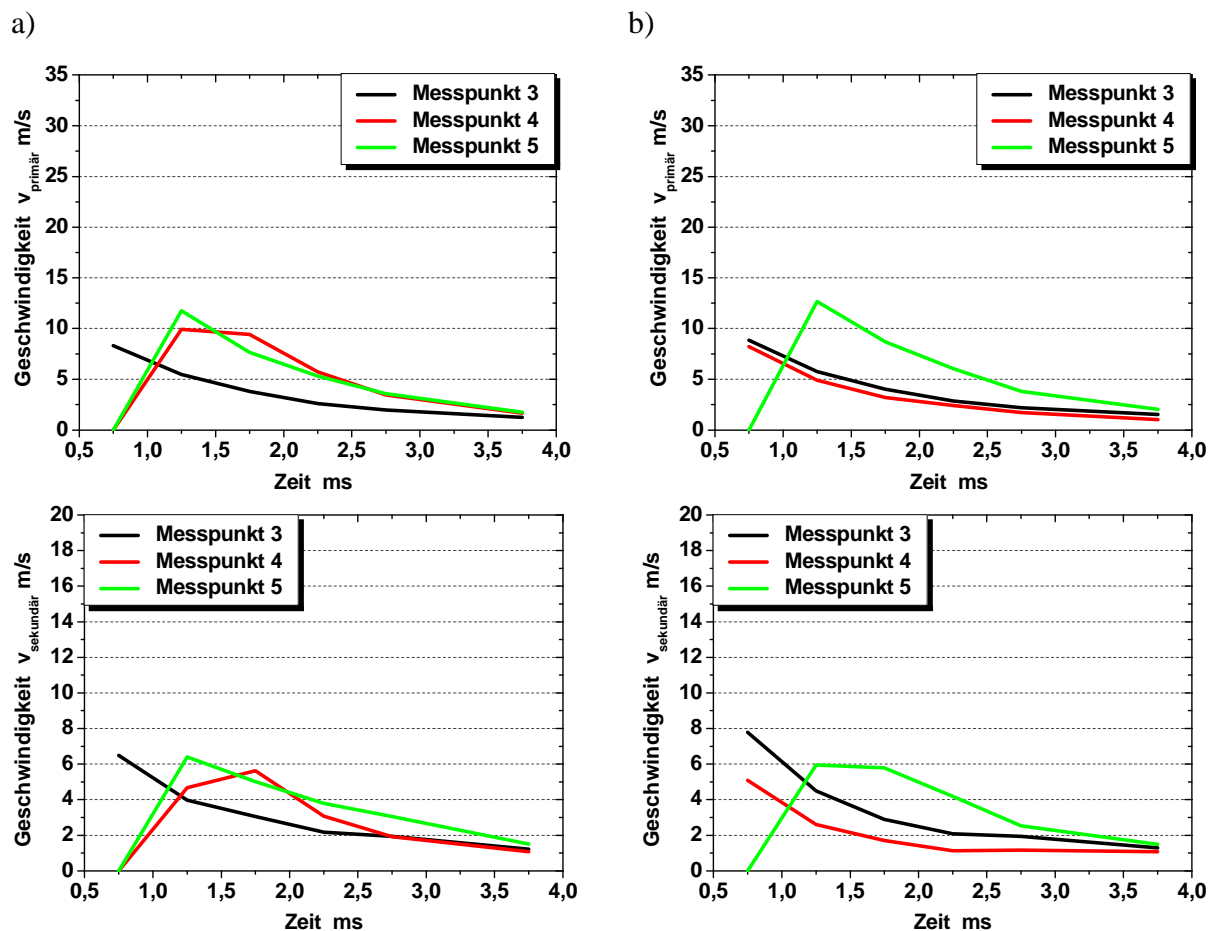


Diagramm 5.2.2.7 Geschwindigkeitscharakteristiken der primären und sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm.

Die Analyse der Geschwindigkeitsmesswerte, die im **Diagramm 5.2.2.7** dargestellt sind, führt in der Gegenüberstellung mit der vorangegangenen Durchmesseranalyse zu folgenden Feststellungen.

Während sich die Variation des Düsenanstellwinkels auf die Durchmesser der primären Ereignisse, Diagramme 5.2.2.1 und 5.2.2.6, praktisch nicht oder nur wenig auswirkt, differenzieren sich die Ergebnisse hinsichtlich der Geschwindigkeiten. Es ergeben sich, siehe die Diagramme 5.2.2.2 und 5.2.2.7, relativ unabhängig von der Wandtemperatur, bei der höheren Beaufschlagungsdichte, Düsenanstellwinkel 70° , merklich kleinere Geschwindigkeiten der primären Ereignisse, was mit den häufigeren Kollisionsprozessen zu erklären ist.

Des Weiteren führt der Vergleich der Durchmesser der sekundären Tropfen bei der geringeren Beaufschlagungsdichte, Düsenanstellwinkel 20° , Diagramm 5.2.2.1, unabhängig von der Wandtemperatur zu näherungsweise gleichen Durchmessercharakteristiken. Demgegenüber differenzieren sich diese Charakteristiken bei der höheren Beaufschlagungsdichte; Diagramm 5.2.2.6, Düsenanstellwinkel 70° , wie oben festgestellt. Diese Tendenz lässt sich nicht bei den Geschwindigkeitscharakteristiken der sekundären Ereignisse feststellen, Diagramme 5.2.2.2 und 5.2.2.7, die nahezu übereinstimmen.

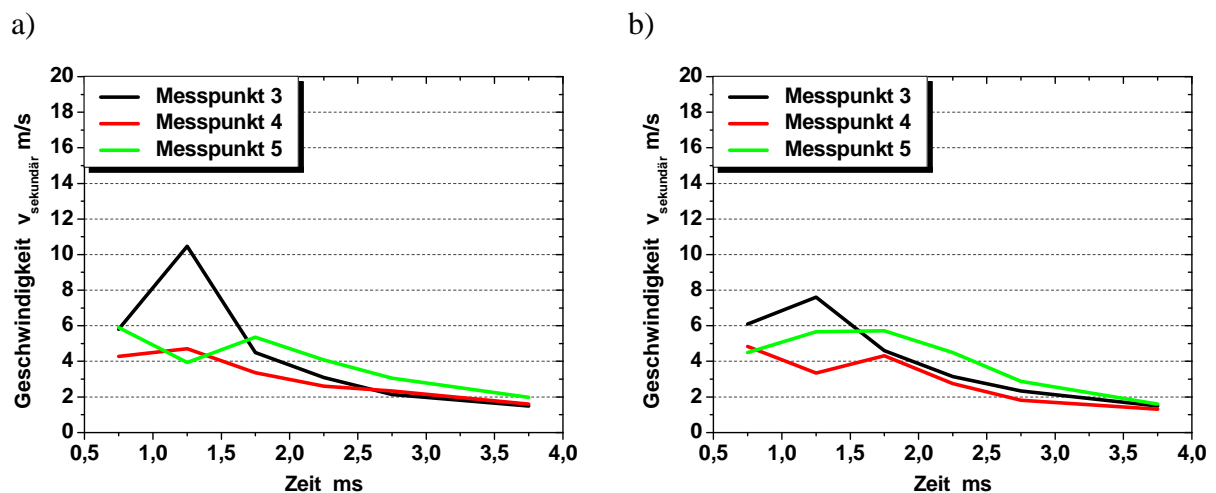


Diagramm 5.2.2.8 Geschwindigkeitscharakteristiken der sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur Ottokraftstoff, $\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=35$ mm.

Der Vergleich der Geschwindigkeitscharakteristiken der sekundären Tropfen bei Variation des Düse/Blech-Abstandes lässt sich mittels der Diagramme 5.2.2.7 und 5.2.2.8 vornehmen. Wie beim Vergleich zwischen den Geschwindigkeitscharakteristiken bei Variation des Anstellwinkels ist auch hier keine merkliche Abhängigkeit dieser Charakteristiken vom Düse/Blech-Abstand festzustellen. Demgegenüber sind Unterschiede bei den Durchmessercharakteristiken der sekundären Ereignisse in Abhängigkeit vom Düse/Blech-

Abstand festzustellen. Die Abhängigkeit der Durchmesser der sekundären Tropfen von der Wandtemperatur, Diagramm 5.2.2.6, ist in dieser ausgeprägten Weise bei Anhebung des Düsen/Blech-Abstandes auf 35 mm, **Diagramm 5.2.2.9**, nicht festzustellen. Relativ unabhängig von der Wandtemperatur überstreichen die Durchmesser der sekundären Tropfen einen Bereich von ca. 8 bis 18 μm . Bemerkenswert ist die Zeitabhängigkeit dieser Durchmesser oberhalb der Leidenfrostgrenze. Bei allen Messpunkten ergeben sich hier minimale Durchmesser bei etwa 1,5 bis 2 ms. In Übereinstimmung mit der beim Anstellwinkel 20° festgestellten Tendenz werden höhere Durchmesser der sekundären Tropfen oberhalb der Leidenfrosttemperatur in späteren Zeitfenstern detektiert.

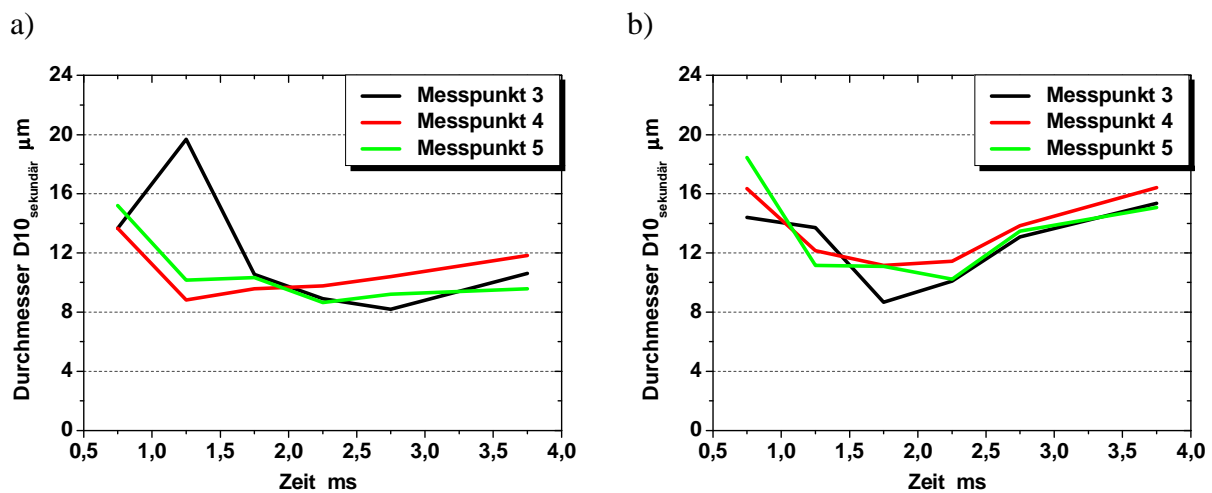


Diagramm 5.2.2.9 Durchmessercharakteristiken der sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=35$ mm).

Eine Erhöhung des Einspritzdrucks auf 110 bar hat bei den hier untersuchten Betriebsbedingungen, insbesondere Anstellwinkel 70° , keine gravierenden Unterschiede hinsichtlich der hier analysierten Spraycharakteristiken zur Folge.

Der Wechsel der Testflüssigkeit hin zu n-Oktan lässt hinsichtlich des Vergleichs der Geschwindigkeiten der sekundären Tropfen bei Variation des Düse/Blech-Abstandes im Vergleich zum Ottokraftstoff keine ausgeprägten Unterschiede erkennen, siehe Anhang A. Insofern ist eine Vergleichbarkeit zwischen dem Ottokraftstoff und n-Oktan festzustellen und somit ließe sich diesbezüglich der reine Kohlenwasserstoff n-Oktan als Benzinersatzstoff verwenden.

Erwähnenswert ist die beim Ottokraftstoff sich bereits andeutende Homogenisierung der Geschwindigkeitsprofile über der Zeit, Diagramm 5.2.2.8, die sich beim Abstand 35 mm bei dem reinen Kohlewasserstoff weiter ausprägt, siehe Anhang A.

Wie beim Vergleich der Geschwindigkeitscharakteristiken sekundärer Ereignisse von Ottokraftstoff und n-Oktan zeigen sich auch bei der Gegenüberstellung der Durchmesser der sekundären Tropfen vergleichbare Tendenzen und Werte, siehe Anhang A. Dies trifft für die Abhängigkeit von der Wandtemperatur wie auch für jene vom Düsenabstand zu. Die Variation des Stoffes scheint demnach keinen bedeutsamen Einfluss auf die Bildung und die Dynamik der sekundären Tropfen zu haben.

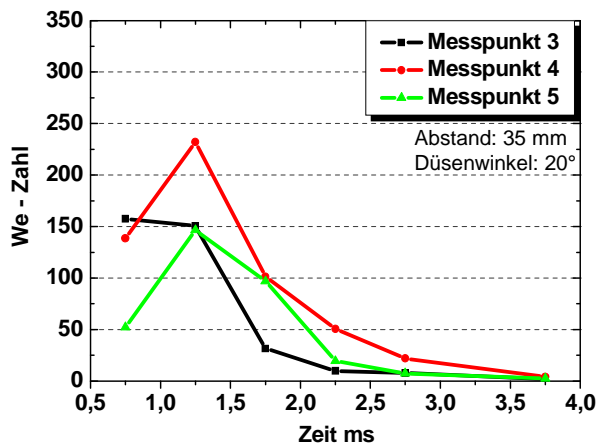
Bestätigt wird darüber hinaus, dass die Tropfen-Wand-Interaktion des reinen Kohlenwasserstoffes oberhalb der Leidenfrosttemperatur in den späteren Zeitfenstern zu höheren Durchmessern der sekundären Tropfen führt. In diesen Zeitfenstern kann man eine Ortsabhängigkeit des Durchmessers vernachlässigen.

5.2.3 Analyse der Weber-Zahlen und der bezogenen Massenströme

Die We-Zahl wird im allgemeinen als Kenngröße zur Charakterisierung von Tropfen- bzw. Tropfenketten-Wand-Interaktionen verwendet. Bei der Formulierung/Definition und Unterscheidung entsprechender Interaktionsprozesse in Abhängigkeit von der Größe der Weber-Zahl geht man davon aus, dass die Wand nicht benetzt ist. Physikalische Deutungen der Interaktionen von Tropfen mit benetzten Wänden unter Nutzung der We-Zahl findet man in der Literatur nahezu nicht, weil die resultierenden Prozesse beim Tropfenaufprall auf den Flüssigkeitsfilm äußerst komplex sind. Dennoch wird im Folgenden eine Analyse der Weber-Zahl auch unterhalb der Leidenfrostgrenze (benetzte Wand) vorgenommen. Ziel dieser Analyse kann insofern nicht sein, definierte Aussagen über die Interaktionsmechanismen zu gewinnen. Viel mehr soll durch die Analyse der We-Zahl die Auswirkung der Wand, im speziellen der benetzten Wand, auf die Sprayentwicklungsprozesse und auf das Verhältnis von kinetischer Energie des Tropfens zu seiner Oberflächenenergie in unmittelbarer Wandnähe ermittelt werden.

Die Ermittlung der We-Zahl erfolgt gemäß Gleichung 2.1 mit dem repräsentativen Tropfendurchmesser D_{10} und der wandnormalen Geschwindigkeit v_z der primären Tropfen, Abbildung 4.4.3.1.

a)



b)

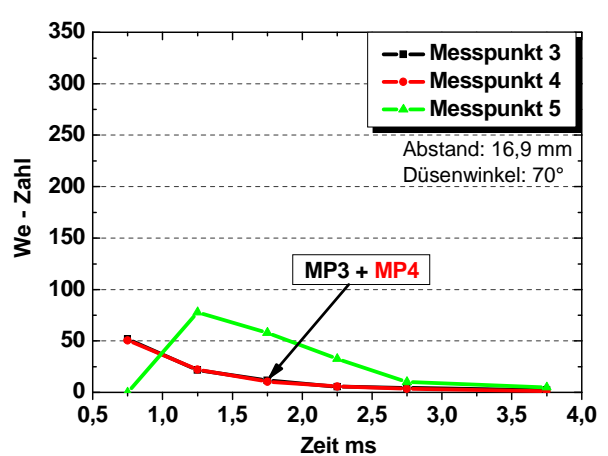
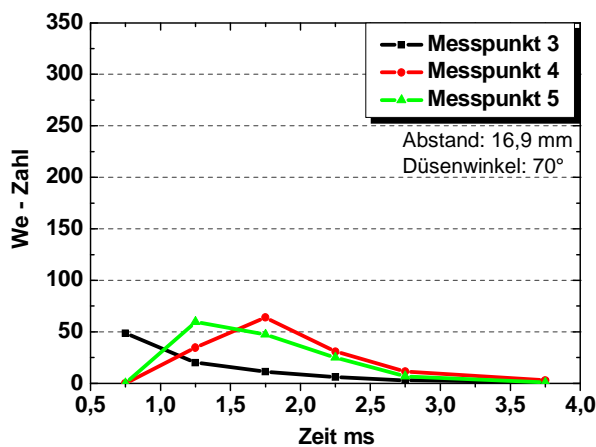
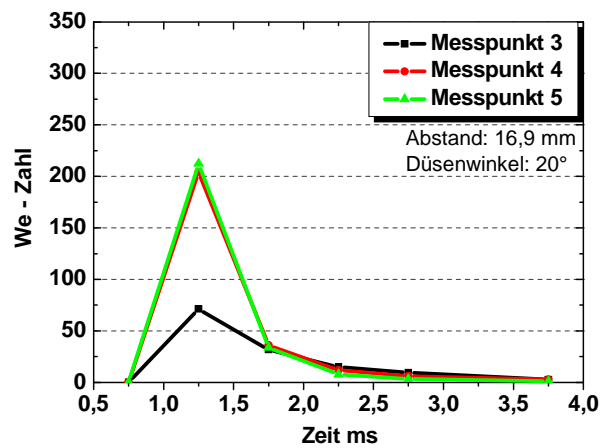
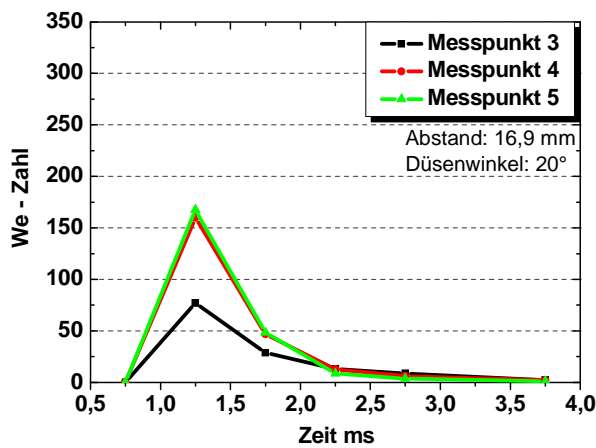
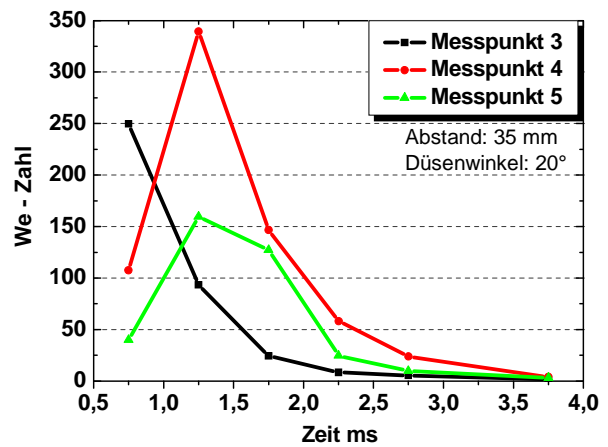


Diagramm 5.2.3.1 Darstellung der We -Zahl-Charakteristiken unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, in Abhängigkeit vom Abstand Blech/Düse $A_{B/D}$ und vom Düsenwinkel α_D .

Im **Diagramm 5.2.3.1** ist die Zeitfensteranalyse der Weber-Zahl der primären Ereignisse in Abhängigkeit vom Blech/Düse-Abstand und vom Düsenanstellwinkel dargestellt. Mit der Variation des Blech/Düse-Abstandes und des Düsenanstellwinkels wird letztlich auch eine

Variation der Beaufschlagungsdichte vorgenommen. Insofern entspricht die Kombination 16,9 mm/70° der relativ höchsten und die Kombination 35 mm/20° der relativ kleinsten Beaufschlagungsdichte.

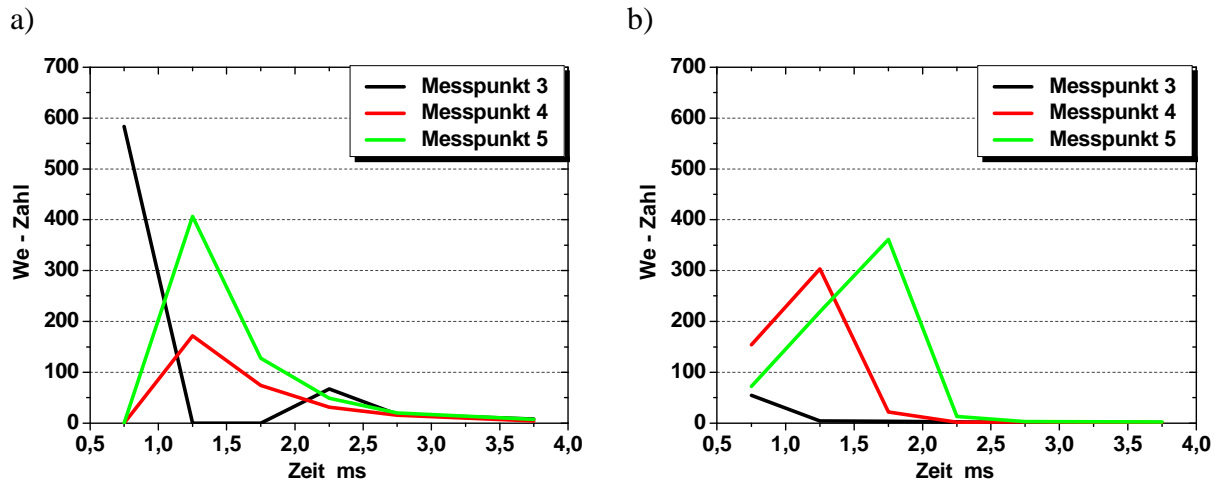


Diagramm 5.2.3.2 Darstellung der We -Zahl-Charakteristiken im Freistrah, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=20^\circ$, $A_{B/D}=16,9$ mm(a) und, $A_{B/D}=35$ mm(b).

Vergleicht man zunächst diese Messergebnisse mit solchen, die bei vergleichbaren Parametern, Stoff, Einspritzdruck, Abstand und Düsenwinkel, im Freistrah ermittelt worden sind, **Diagramm 5.2.3.2**, dann sind zum einen ausgeprägte qualitative Unterschiede zu erkennen. So zeigt sich dass von einer Wand völlig unbeeinflusste Hohlkegelprofil des Freistrahls insbesondere durch das Ergebnis des Messpunktes 3 im Zentrum des Strahls im Vergleich mit den beiden anderen Messorten. Beim Freistrah sinken die Weber-Zahlen an diesem Messort mit zunehmender Zeit relativ schnell auf Null ab. Demgegenüber weisen die zeitlichen Profile der We -Zahl, in den beiden anderen Messpositionen ein relatives Extremum bei etwa 1,25 ms auf.

Zum anderen werden auch erhebliche quantitative Unterschiede in den We -Zahlen festgestellt. Bis auf den Messpunkt 3, in dem die We -Zahlen im Freistrah von hohen Werten herkommend mit zunehmender Zeit auf Null absinken, ergeben sich im allgemeinen niedrigere We -Zahlen bei der Strahl-Wand-Interaktion, Diagramm 5.2.3.1.

In Bezug auf die Ergebnisse dieses Diagramms, die sich durch die Variation der Einflussparameter differenzieren, ist zu erwähnen, dass die We -Zahl stark von der Beaufschlagungsdichte abhängt. Bisherige Analysen der We -Zahl resultieren im allgemeinen aus Sprayexperimenten, die nicht in der Wandnähe stattfanden. Dabei gelangte man zu der Schlussfolgerung, dass eine Steigerung der Beaufschlagungsdichte prinzipiell Zunahmen der

We -Zahl zur Folge hat, was auf höhere Werte von Tropfendurchmesser und -geschwindigkeit zurückgeführt wurde.

Die PDA-Analyse hinsichtlich der We -Zahl bei der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung in der unmittelbaren Wandnähe zeigt allerdings einen im Vergleich mit der Literatur völlig anderen Charakter.

Die Ergebnisse der We -Zahl weisen im Diagramm 5.2.3.1 eine ausgeprägte Abnahme der Weber-Zahl mit steigender Beaufschlagungsdichte, 35 mm, $20^\circ \rightarrow 16,9$ mm, 70° , auf. Dabei sinken die Werte, relativ unabhängig von der Wandtemperatur (unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur) von Werten zwischen $We=200$ bis 300 auf Werte von ca. $We=50$. Dieser Wandeinfluss auf die We -Zahl kann zum Beispiel bei Spraykühlungen und den begleitenden Wärmeübergangsprozessen insbesondere deshalb nicht vernachlässigt werden, weil die Tendenz sinkender We -Zahl mit zunehmender Beaufschlagungsdichte, bedingt durch größere Sekundärtropfenanzahl und höhere Kollisionswahrscheinlichkeiten, den bisherigen Annahmen entgegensteht.

Wie angedeutet, ist der Einfluss der Wandtemperatur auf die Messergebnisse im Diagramm 5.2.3.1 nur schwach ausgeprägt. Das bedeutet u.a auch, dass das Benetzungsregime der Wand nahezu keinen Einfluss auf die We -Zahl hat. Dies muss u.a auf die in die We -Zahl eingehenden Charakteristiken der primären Tropfen zurückgeführt werden, die, wie oben dargestellt, nur wenig von der Wandtemperatur abhängen.

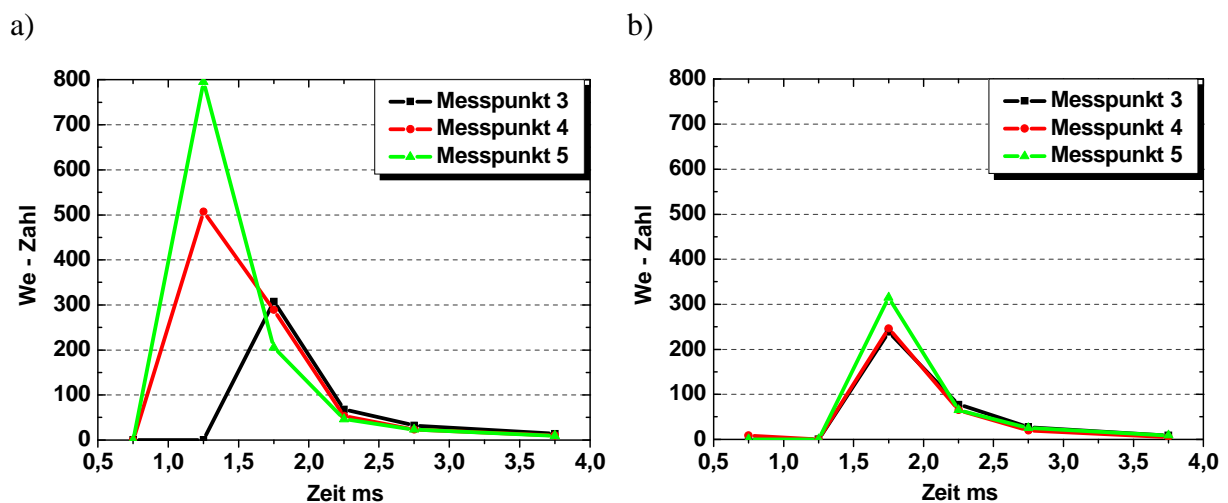


Diagramm 5.2.3.3 Darstellung der We -Zahl-Charakteristiken bei Abständen der Messlinie 10 mm (a) und 5 mm (b) von der Wand, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $A_{B/D}=35$ mm, $\alpha_D=70^\circ$.

Demgegenüber stellt man eine merkliche Abhängigkeit der *We*-Zahl vom Wandabstand des Messvolumens fest. Im **Diagramm 5.2.3.3** sind die zeitlichen Änderungen der *We*-Zahlen in den ausgewählten Messpunkten bei den Düse-Messvolumen-Abständen 25 und 30 mm dargestellt, wobei der Düse/Wand-Abstand 35 mm beträgt, d.h. die Messvolumina sind praktisch im freien Sprühstrahl angeordnet .

Der Vergleich dieser „Freistrah“-Messergebnisse bei der Variation des Düse/Messvolumen-Abstandes zeigt, dass die Wand praktisch keinen Einfluss auf die Weberzahl ausübt. Diese sinkt merklich mit zunehmendem Düse/Messvolumen-Abstand, was in Übereinstimmung mit bisher bekannten Erkenntnissen steht und die Folge der Abbremsung und gleichzeitigen Verdampfung der Tropfen (Durchmesserabnahme) ist.

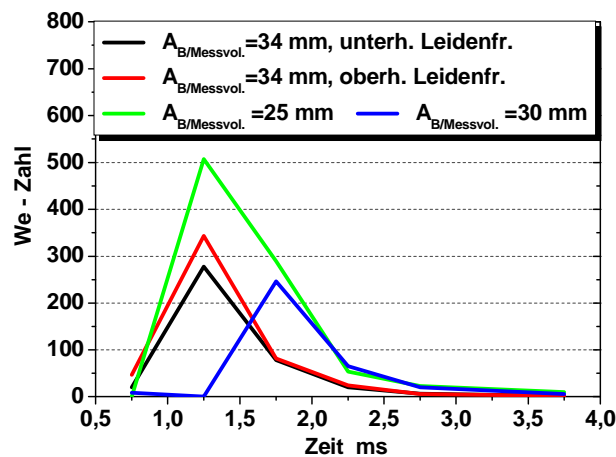


Diagramm 5.2.3.4 Darstellung der *We*-Zahl-Charakteristiken im Messpunkt 4, Ottokraftstoff, $p_R = 90$ bar, $\alpha_D = 70^\circ$, $A_{B/D} = 35$ mm.

Positioniert man jetzt das Messvolumen in unmittelbarer Wandnähe bei $A_{B/Messvol.} = 34$ mm, **Diagramm 5.2.3.4**, dann wird dieser Trend gestoppt. Die *We*-Zahlen ändern sich trotz größerem Düse/Messvolumen Abstand gegenüber den Werten beim Düse-Messvolumen-Abstand 30 mm kaum und weisen sogar eine kleine Steigerung auf. Wie oben erwähnt, muss diese Tendenz bei entsprechenden Analysen von Strahl-Wand-Wechselwirkungen berücksichtigt werden, um zu physikalisch fundierten Aussagen über die resultierenden Prozesse zum Beispiel bei der Gemischbildung im Brennraum eines Motors zu kommen.

Kehrt man noch einmal zu der im Diagramm 5.2.3.1 dargestellten Abhängigkeit der *We*-Zahl von der Beaufschlagungsdichte zurück, so werden die gleichen Tendenzen ebenfalls bei den Experimenten mit dem reinen Kohlenwasserstoff n-Oktan festgestellt, siehe Anhang A. Bemerkenswert ist hier insbesondere auch die quantitative Vergleichbarkeit der gewonnenen

Ergebnisse, die sich nahezu in derselben Größenordnung befinden, verglichen mit den Ottokraftstoff-Ergebnissen.

Wie oben erwähnt, ist die Überprüfung der Eignung des PDA-Messsystems auf die Bestimmung der Leidenfrostgrenze zu untersuchen. Im **Diagramm 5.2.3.5** werden die zeitlichen Änderungen der We-Zahlen bei Variation der Wandtemperatur in 20 K-Schritten dargestellt. Die Blechtemperatur 170°C liegt merklich unterhalb und die Temperatur 230°C merklich oberhalb der Leidenfrostgrenze. Mit der Kombination 16,9 mm/70° wird die relativ größte Beaufschlagungsdichte realisiert. Die Leidenfrosttemperatur liegt in diesem Fall bei ca. 190°C. Wie bereits im Diagramm 5.2.3.1 festgestellt, ist die We-Zahl unmittelbar an der Wand nur relativ schwach abhängig von der Wandtemperatur, wobei sich die vergleichsweise kleinsten Zahlenwerte bei der niedrigsten Wandtemperatur ergeben, die sich insbesondere im Zeitfenster von 1-1,5ms mit zunehmender Wandtemperatur anheben und dann praktisch konstant bleiben.

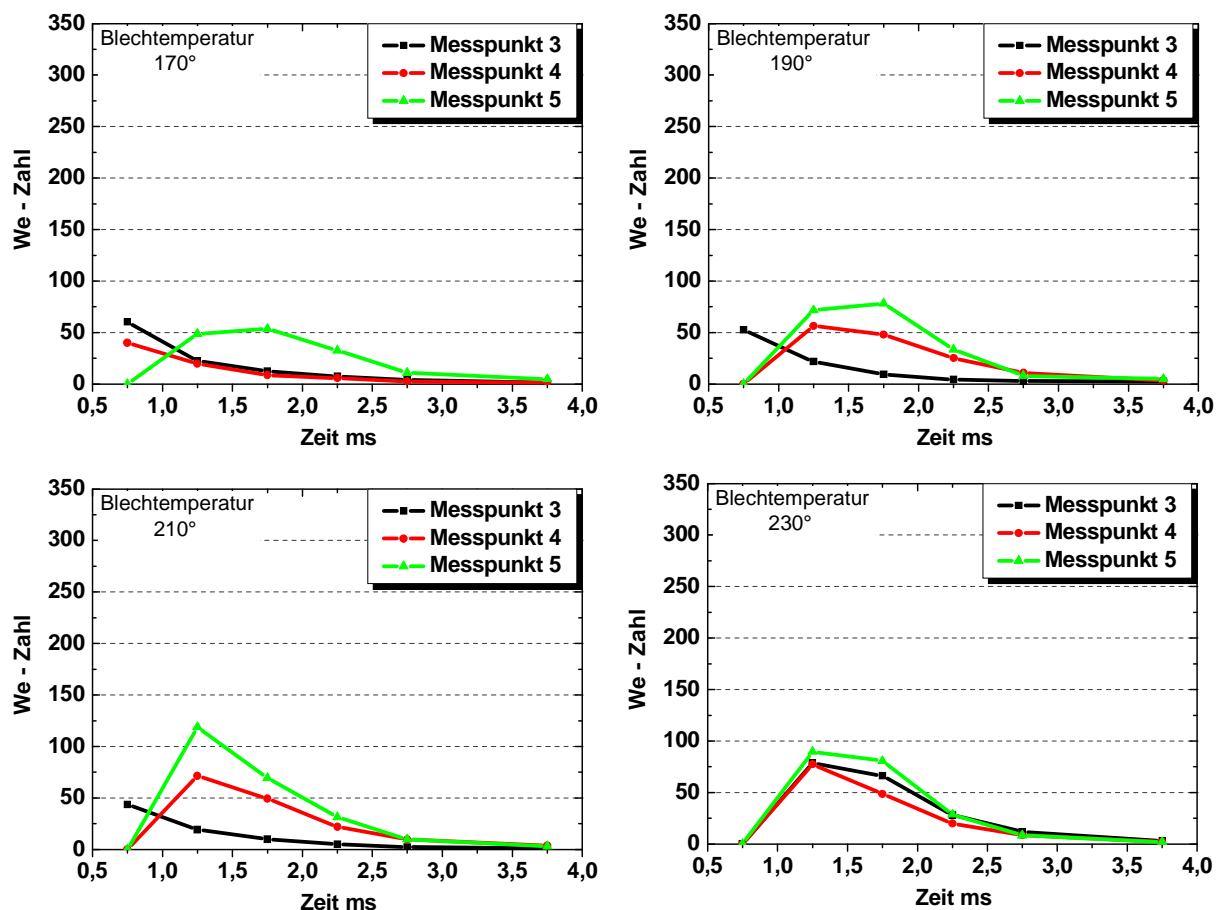


Diagramm 5.2.3.5 Darstellung der We-Zahl-Charakteristiken in Abhängigkeit von der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar, $A_{B/D}=16,9$ mm.

Die Spraycharakteristik ist nicht nur durch Tropfendurchmesser und –geschwindigkeit gekennzeichnet, sondern auch durch die lokale Tropfendichte. Diese lässt sich mit dem PDA-System real nicht bestimmen. Als gewisses Maß für die Tropfendichte ist daher die Gleichung 5.1.1.1 eingeführt worden, mit der sich eine bezogene Massenstromdichte der primären Tropfen bestimmen lässt. Im **Diagramm 5.2.3.6** ist die zeitliche Änderung dieser Kenngröße in den ausgewählten Messpunkten dargestellt. Im Vergleich mit den im Diagramm 5.2.3.5 dargestellten We-Zahl-Charakteristiken weisen die bezogenen Massenstromdichten eine etwas stärkere Abhängigkeit von der Wandtemperatur auf. So werden im Messpunkt 5 bei benetzter Wand (Blechteperaturen 170°C und 190°C) im Zeitfenster 2-2,5 ms maximale bezogene Massenströme ermittelt. Bei zunehmender Blechteperatur (210°C und 230°C) sinken diese Werte bis ca. 25 % ab. Auch stellt man eine Abnahme der Differenziertheit der Werte in Abhängigkeit vom Messort oberhalb der Leidenfrosttemperatur (230°C) fest.

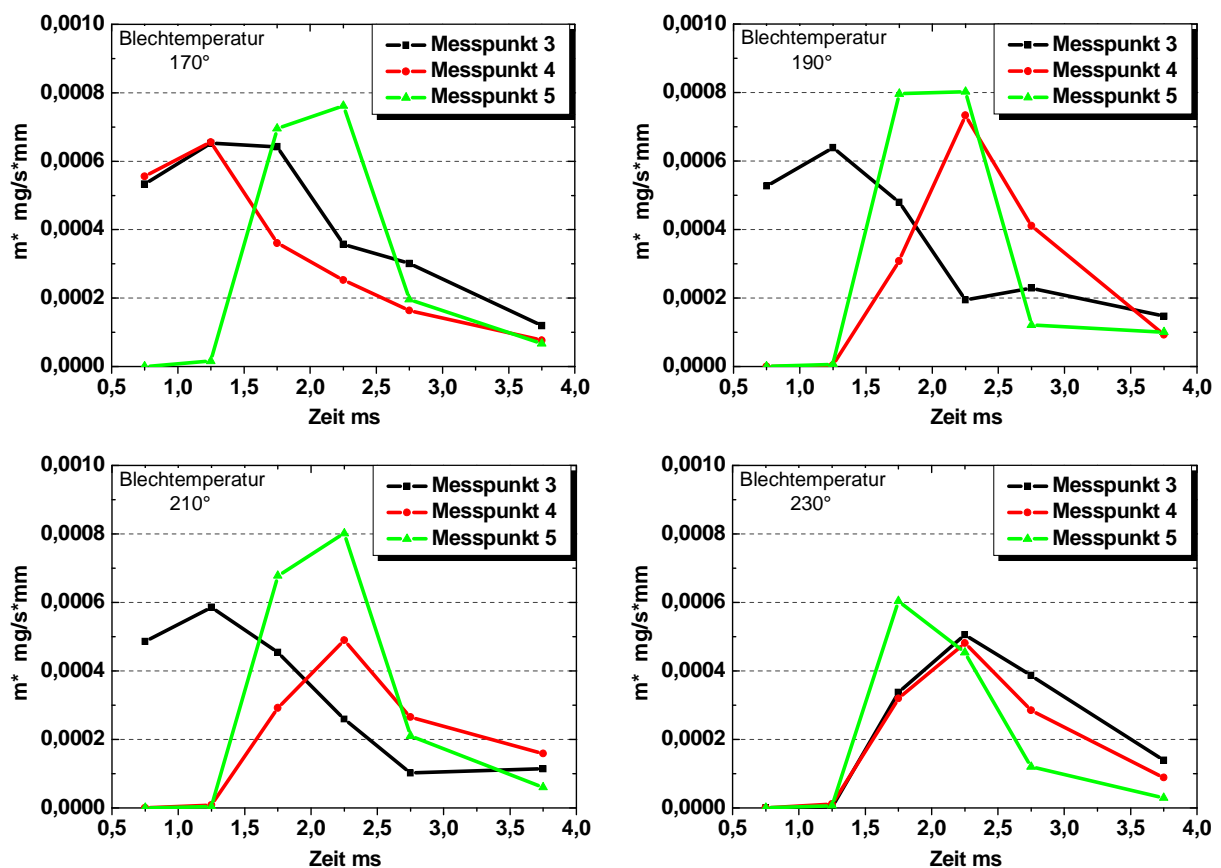


Diagramm 5.2.3.6 Bezogener Tropfenmassenstrom in Abhängigkeit von der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar, $A_{B/D}=16,9$ mm.

Resümiert man die PDA-Ergebnisse, dann stellt man neben dem wesentlichen Ergebnis sinkender We-Zahlen in Wandnähe bei steigender Beaufschlagungsdichte fest, dass sich das

PDA-Messverfahren nicht besonders gut zur Detektion des Leidenfrostphänomens eignet. Wohl registriert man bei der Blechtemperatur 230°C eine deutliche Kompression der We-Zahl- und \dot{m}^* -Verläufe. Jedoch ist die Leidenfrostgrenze, die, wie erwähnt, unter den vorliegenden Versuchs- und Parameterbedingungen bei 190°C liegt, mit den PDA-Messwerten nicht ausreichend zu detektieren.

Dieses Phänomen lässt sich sehr viel präziser durch die eingesetzte Visualisierungstechnik und mit den Mitteln der Infrarotthermografie bestimmen, siehe Kapitel 5.1

Im Folgenden werden mit diesen beiden experimentellen Methoden weitere detaillierte experimentelle Untersuchungen vorgenommen, die auf die Benetzungs- und Verdampfungsprozesse der Interaktion mit dem Ziel fokussiert sind, einen Beitrag zum Verständnis der Gemischbildung im Verbrennungsmotor zu leisten.

5.3 Dynamik von Wandbenetzung und Wandtemperatur

5.3.1 Visualisierung der Benetzungsdynamik

Die Visualisierungsergebnisse des Kapitels 5.1.1 lassen die Austrocknung des Wandfilms deutlich erkennen. Die ausgeprägte Dynamik dieses Austrocknungsvorgangs beeinflusst den Wärmeübergang auf der spraybeaufschlagten Oberfläche in besonderer Weise, weil die Kühlung der vollständig und partiell benetzten Wand sehr viel intensiver erfolgt als die sog. „trockene“ Kühlung durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung..

Ziel der Messungen ist daher die Ermittlung der sich instationär ändernden Benetzungsflächen, um den Wärmeübergang analysieren und quantifizieren zu können, Kapitel 6.1. Dazu werden, wie bereits im Kapitel 5.1.1, mikroskopische Spray-Visualisierungen unter den gleichen Messbedingungen und mit denselben Testflüssigkeiten vorgenommen. Die der Auswertung zu Grunde liegenden Aufnahmen ordnen sich ausschließlich dem Messort 2 zu, Kapitel 4.4.1.

Zur zeitlichen Auflösung der hohen Dynamik der Interaktion muss eine Aufnahme Frequenz von mindestens 50 kHz realisiert werden. Bei dieser Frequenz lässt sich mit der Kamera die reale Prozesszeit von 2 ms aufnehmen. Da der instationäre Prozess über mindestens 4 ms registriert werden soll, ist es notwendig, bei sonst gleichen Versuchsbedingungen mit einer jeweilig ersten Aufnahmeserie die erste Prozessphase zu registrieren und mit der darauf folgenden zweiten Serie die zweite Phase. Trotz präziser zeitlicher Triggerung der Kamera

und mehrfacher Wiederholung der Serien führt eine solche notwendige Aufnahmesplittung zu objektiven Messfehlern, die durch die Statistik der Spraycharakteristiken sowie der Wandbenetzungen verursacht werden. Diese Messfehler müssen, bedingt durch diese Messmethode und -technik, hingenommen werden.

Die **Abbildung 5.3.1.1** veranschaulicht eine mikroskopische Visualisierung der Spray-Wand-Interaktion bei der Verwendung von Ottokraftstoff. Für diese Flüssigkeit ist im Kapitel 5.1.1 die Leidenfrosttemperatur bei ca. 190°C beobachtet worden. Daher werden in der Abbildung 5.3.1.1 Austrocknungsvorgänge bei Inconel-Blechtemperaturen, $s=100\ \mu\text{m}$, von 170°C , 5.3.1.1(a), und 180°C , 5.3.1.1(b), dargestellt, also für Benetzungsregime unterhalb der Leidenfrostgrenze.

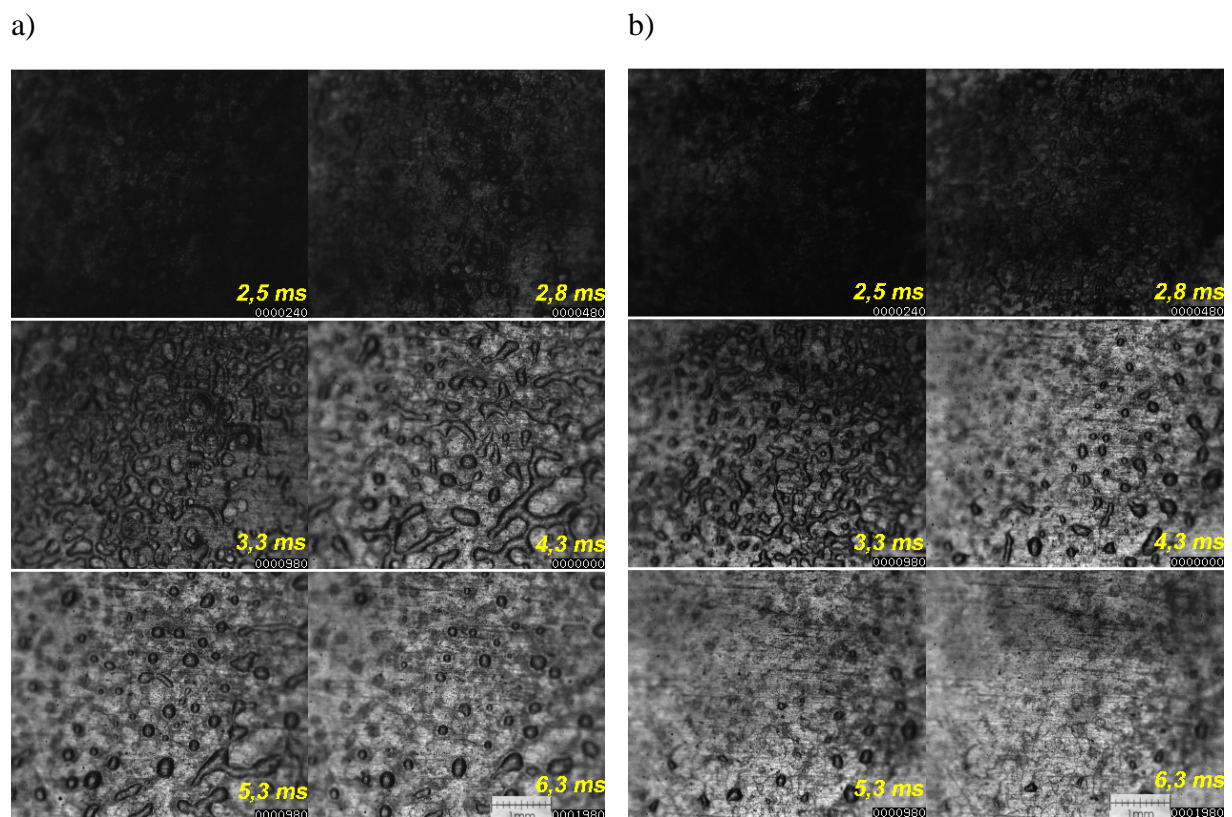


Abbildung 5.3.1.1 Benetzungsregime für Ottokraftstoff bei den anfänglichen Wandtemperaturen von 170°C (a) und 180°C (b).

Bei der Blechtemperatur 170°C liegt zum Zeitpunkt 2,5ms vollständige Benetzung vor. Im weiteren zeitlichen Verlauf verdampfen die niedriger siedenden Bestandteile, worauf der Benetzungsgrad zurückgeht. Ein Teil der höher siedenden Komponenten verbleibt jedoch auf der Blechoberfläche, so dass nach $t=6\text{ms}$ immer noch eine Teilbenetzung festgestellt wird.

Bei der Anhebung der Wandtemperatur auf 180 °C ist die Wand zu Beginn der Aufnahme ebenfalls voll benetzt. Obwohl der Benetzungsgrad vergleichsweise stärker abnimmt, ist bei 6ms ebenfalls noch eine Restbenetzung zu beobachten. Die graue Verfärbung der Blechoberfläche in beiden Experimenten ist auf die Siederückstände der hoch siedenden Benzinkomponenten zurückzuführen, und in ihnen könnte die Ursache für die Bildung von Rußschichten auf technischen Kolbenoberflächen liegen.

Um quantitativ aussagefähige Informationen aus Visualisierungen der Austrocknungsvorgänge zu erhalten, wurde mit Hilfe der Bildauswertungs-Software OPTIMAS[®], Kapitel 4.4.1, die zeitliche Änderung des Benetzungsgrades $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$

bestimmt. Für Ottokraftstoff ist das Ergebnis der Bildauswertung im **Diagramm 5.3.1.1** dargestellt. Parameter ist die Blechanfangstemperatur. Alle Verläufe haben jeweils den Charakter einer Verteilungsfunktion mit zunächst zunehmenden relativen Wandaustrocknungen, deren Geschwindigkeiten mit zunehmender Messzeit gegen Null streben. Abweichend von den Funktionen bei 160°C und 180°C stellt sich die Wandaustrocknung bei 170°C dar. Die relativ große Wandaustrocknungs-Geschwindigkeit zu Beginn des instationären Prozesses schwächt sich bei 3,5 ms merklich ab und bleibt dann bis etwa 6 ms konstant. Im Ergebnis dieses veränderten Verlaufes $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$ werden am Ende der Messzeit immer noch 18% der Wandfläche benetzt, während bei der Blechanfangstemperatur 180°C zu dieser Zeit nur noch weniger als 5% benetzt sind.

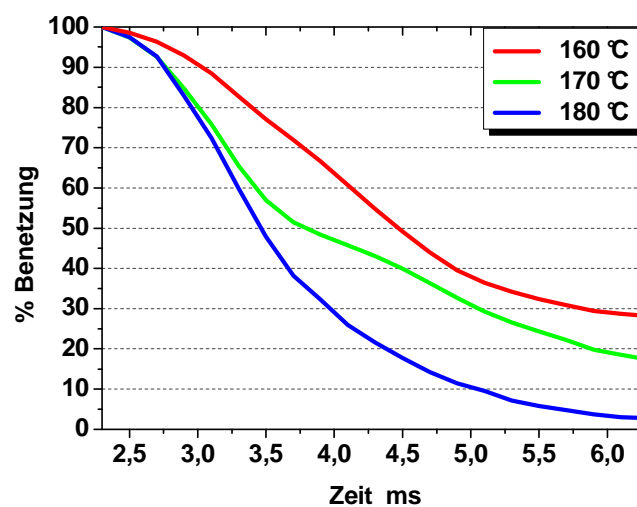


Diagramm 5.3.1.1 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$, Ottokraftstoff.

Neben dem Benzin wurden hinsichtlich der Benetzungsdynamik alle jene Flüssigkeitssysteme untersucht, die auch im Kapitel 5.1.1. analysiert worden sind.

In den Abbildungen 5.3.1.2 bis 5.3.1.7 und in den Diagrammen 5.3.1.2 bis 5.3.1.7 sind die Visualisierungen und die mit der OPTIMAS-Software ermittelten Benetzungsgrade für die reinen Kohlenwasserstoffe n-Hexan, n-Oktan und 1,2,4-Trimethylbenzol sowie für die binären (n-Hexan + n-Oktan, n-Hexan+1,2,4-Trimethylbenzol) und ternären Systeme (n-Hexan+n-Oktan+1,2,4-Trimethylbenzol) jeweils bei Blechanfangstemperaturen dargestellt, die unterhalb der Leidenfrosttemperatur liegen. Wie auch beim Multikomponentensystem Benzin werden diese Auswertungen bei zwei Wandanfangstemperaturen im Zeitbereich von 2,3 bis 6,3 ms durchgeführt.

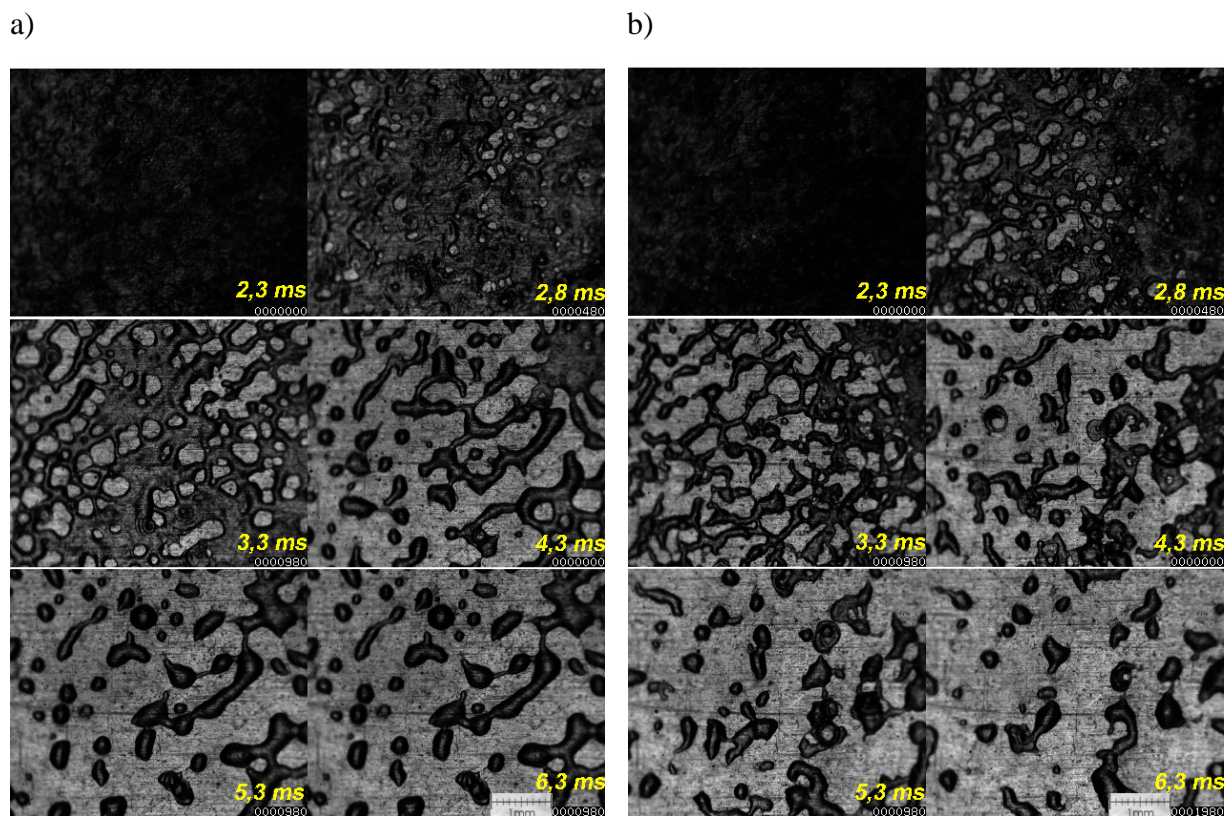


Abbildung 5.3.1.2 Benetzungsregime für n-Oktan bei den anfänglichen Wandtemperaturen von 160°C (a) und 170°C (b)

Im Vergleich mit dem Ottokraftstoff lassen sich bei der subjektiven Analyse der Visualisierungen bei n-Oktan, **Abbildung 5.3.1.2**, und n-Hexan, **Abbildung 5.3.1.3**, wenn überhaupt, lediglich qualitative Benetzungsunterschiede registrieren. So zeigen die Visualisierungen der beiden reinen Kohlenwasserstoffe untereinander bemerkenswerte Unterschiede. Auf Grund größerer Verdampfungsgeschwindigkeit reißt der Wandfilm bei n-

Hexan sehr viel zeitiger auf und im weiteren zeitlichen Verlauf bilden sich inselförmige Benetzungsstrukturen, während diese Strukturen bei n-Oktan eher gestreckt und walzenförmig sind. Nach Austrocknung des Wandfilms lässt sich eine Verfärbung der Oberfläche, wie sie bei Benzin beobachtet wird, nicht nachweisen.

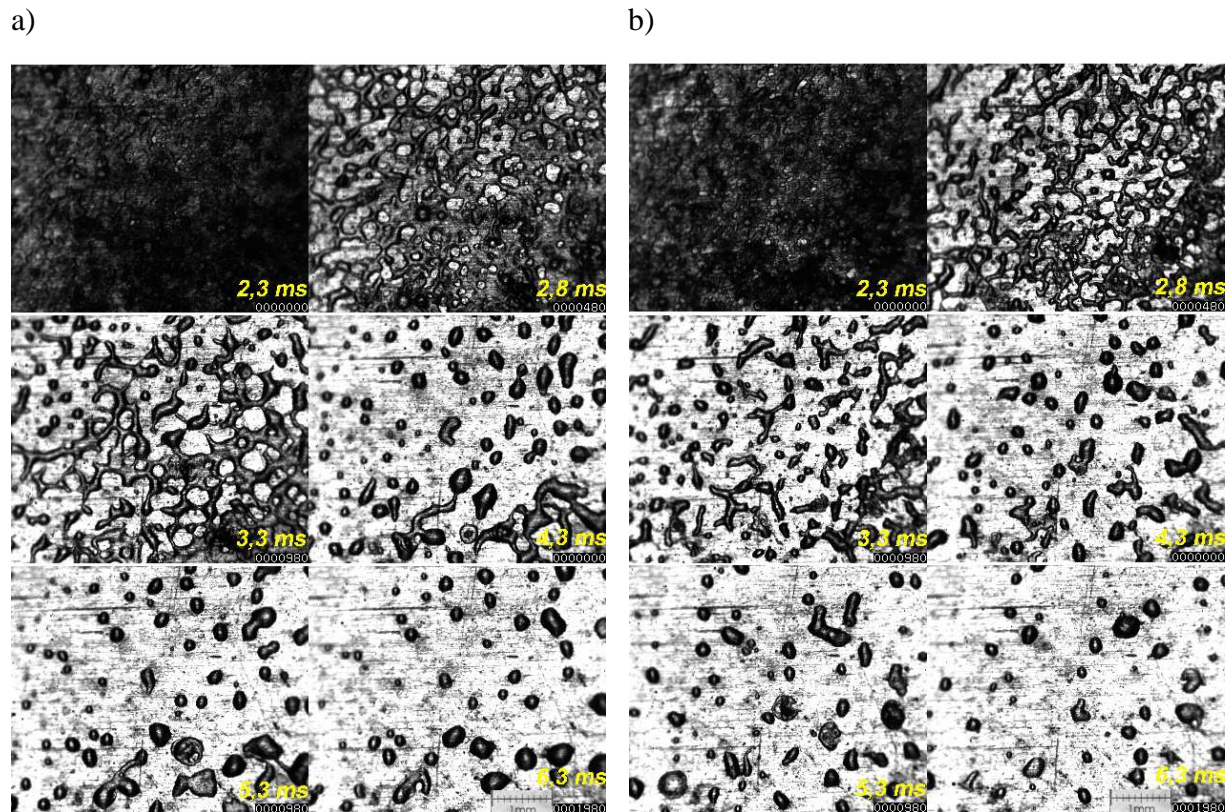


Abbildung 5.3.1.3 Benetzungsregime für n-Hexan bei den anfänglichen Wandtemperaturen 150°C (a) und 160°C (b)

Die OPTIMAS-Auswertung der Hochgeschwindigkeitsvisualisierungen von n-Oktan ist im **Diagramm 5.3.1.2.** dargestellt, wobei die 180°C Temperaturmarke bereits in der Nähe der Leidenfrostgrenze liegt. Im Vergleich zu Ottokraftstoff ist beim n-Oktan am Ende der Messzeit kurz vor der Leidenfrosttemperatur noch ein Benetzungsgrad von mehr als 30% festzustellen, der nach dem Erreichen dieser Grenztemperatur nur relativ schwach abnimmt. Demgegenüber beträgt der Benetzungsgrad bei n-Hexan, **Diagramm 5.3.1.3,** unmittelbar vor der Leidenfrostgrenze, 170°C, nur noch weniger als 5% und auch bei 160°C wird nach 6 ms ein relativ kleiner Benetzungsgrad, 15%, ermittelt.

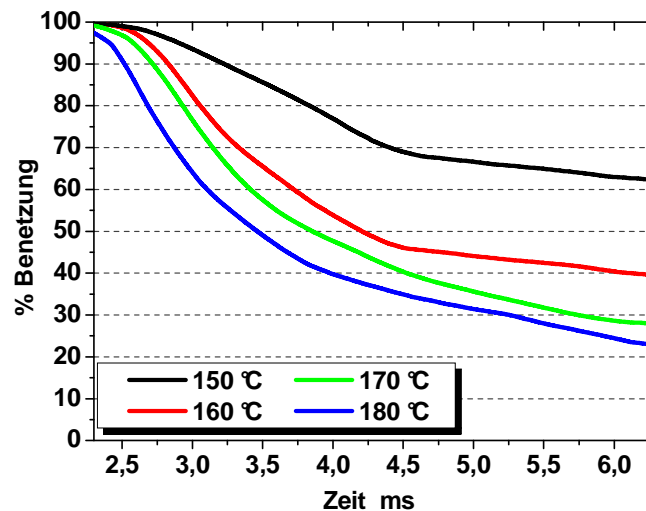


Diagramm 5.3.1.2 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$, n-Oktan.

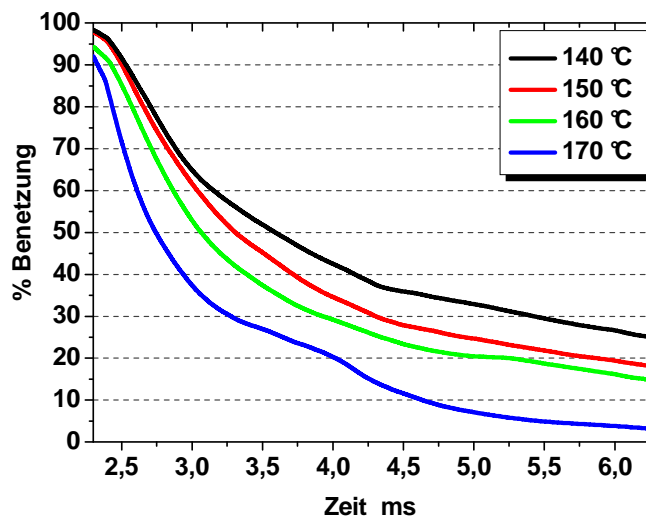


Diagramm 5.3.1.3 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$, n-Hexan.

Die mikroskopische Visualisierung der Wandbenetzung des Aromaten 1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.3.1.4**, in der Messposition 2 bei den Blechtemperaturen 190 °C und 200 °C zeigt vergleichsweise kleine Benetzungsgrade. Die Flüssigkeit bildet nur zu Beginn der Aufnahme einen geschlossenen Wandfilm. Im weiteren Zeitverlauf wird der Einfluss der Verdampfung deutlich, da die benetzten Flächen sofort aufreißen und sich, bedingt durch die Oberflächenspannung des Fluids, Tabelle 5.1, tropfenähnliche Strukturen bilden. Bemerkenswert ist der nahezu identische Benetzungsgrad bis zu einer Zeit von 3 ms, unabhängig von der Wandtemperatur, was sich auch im **Diagramm 5.3.1.4** bestätigt. Besonders starke Unterschiede zu anderen Stoffen lassen sich im gesamten untersuchten Temperaturbereich und auch insbesondere unmittelbar vor der Leidenfrostgrenze insofern

beobachten, dass durch hohe Verdampfungsgeschwindigkeiten starke Abnahmen des Benetzungsgrades ermittelt werden.

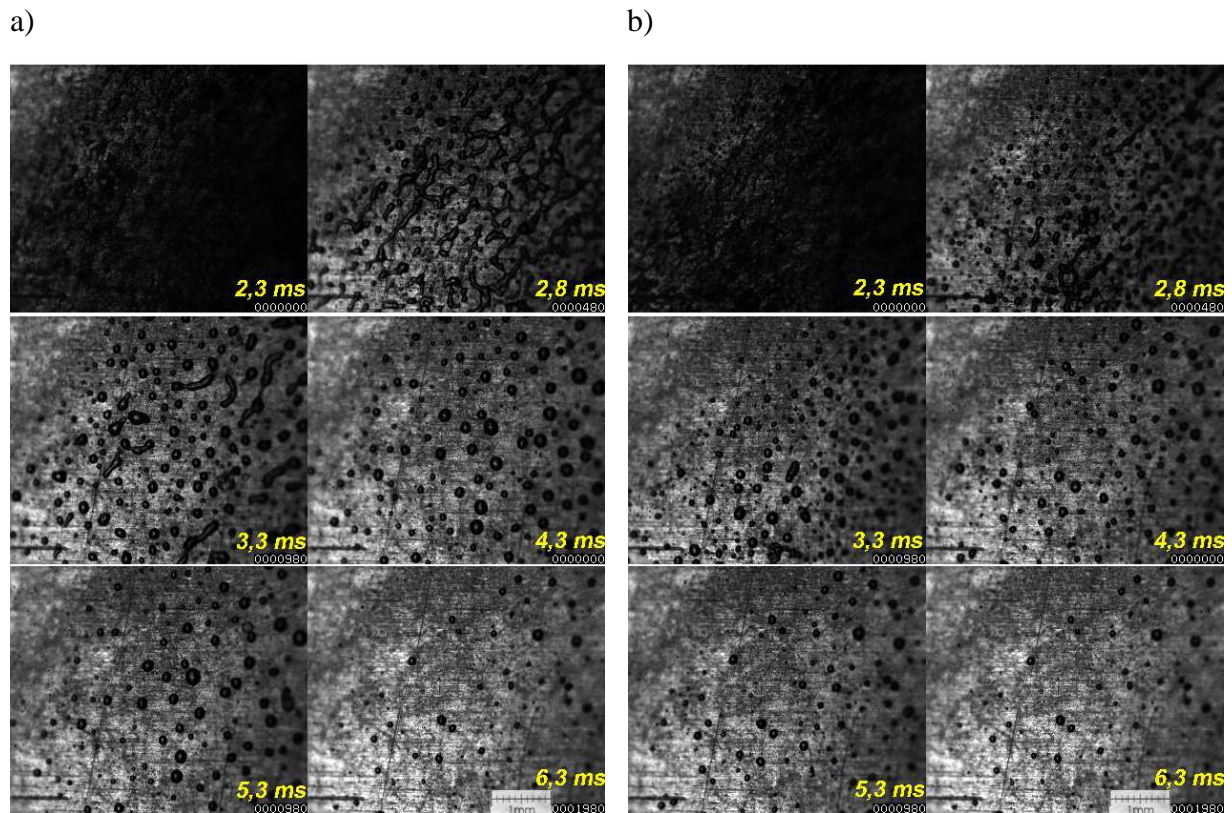


Abbildung 5.3.1.4 Benetzungsregime für 1,2,4-Trimethylbenzol bei den anfänglichen Wandtemperaturen 190°C (a) und 200°C (b).

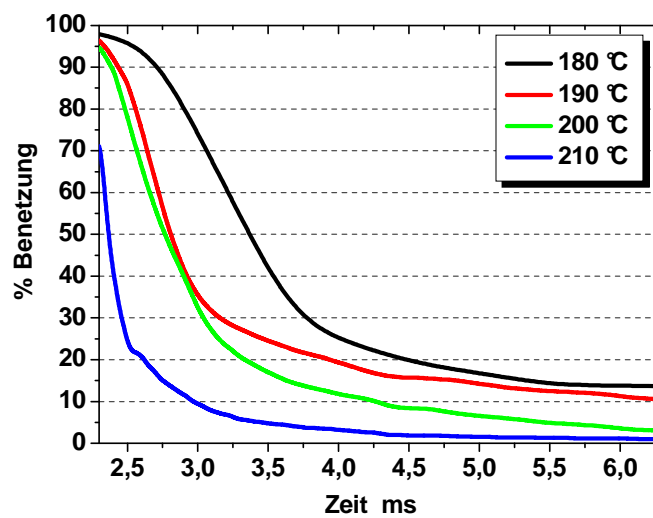


Diagramm 5.3.1.4 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}(t)}{A_{\text{gesamt}}}$, 1,2,4-Trimethylbenzol.

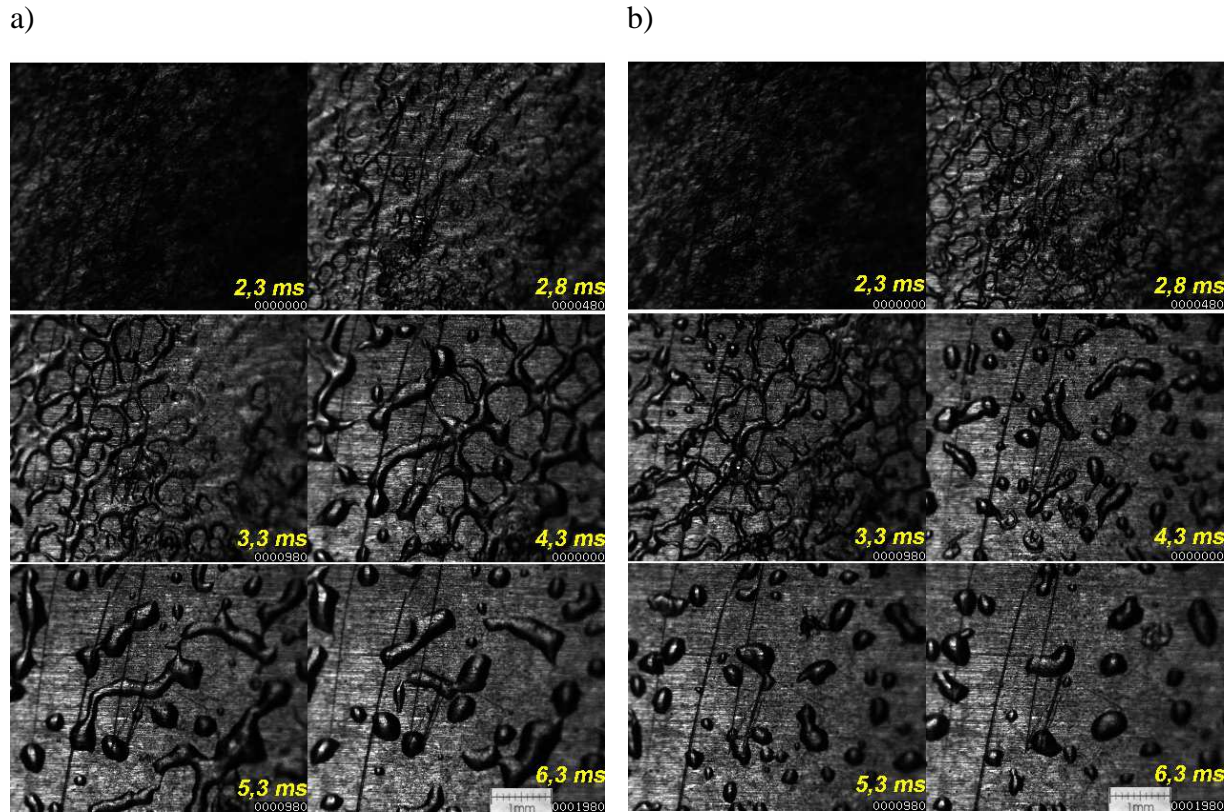


Abbildung 5.3.1.5 Benetzungsregime für ein binäres System, n-Oktan + n-Hexan bei den anfänglichen Wandtemperaturen 150°C (a) und 160°C (b).

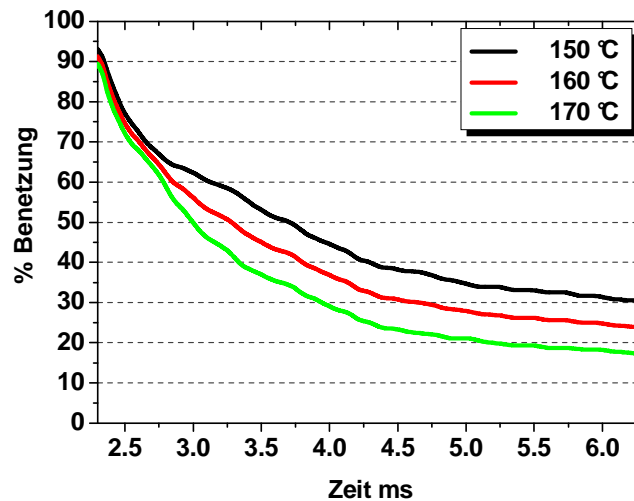


Diagramm 5.3.1.5 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$, Binäres System:
n-Oktan + n-Hexan

Die Benetzungsbilder der Gemische lassen sich nicht unabhängig von den Benetzungscharakteristiken der Einzelsysteme sehen. So bestehen Ähnlichkeiten dieser

Charakteristiken beim Gemisch n-Oktan +n-Hexan, **Abbildung 5.3.1.5**, mit jenen des reinen Stoffes n-Oktan. Es bilden sich während der Wandaustrocknung walzen- bzw. netzförmige Strukturen, wie sie sich auch in der Abbildung 5.3.1.2 zeigen. Bemerkenswert ist bei dem binären Gemisch reiner Paraffine, dass die Variation der Blechanfangstemperatur eine vergleichsweise kleinere Differenzierung der Verläufe des Benetzungsgrades nach sich zieht, **Diagramm 5.3.1.5**.

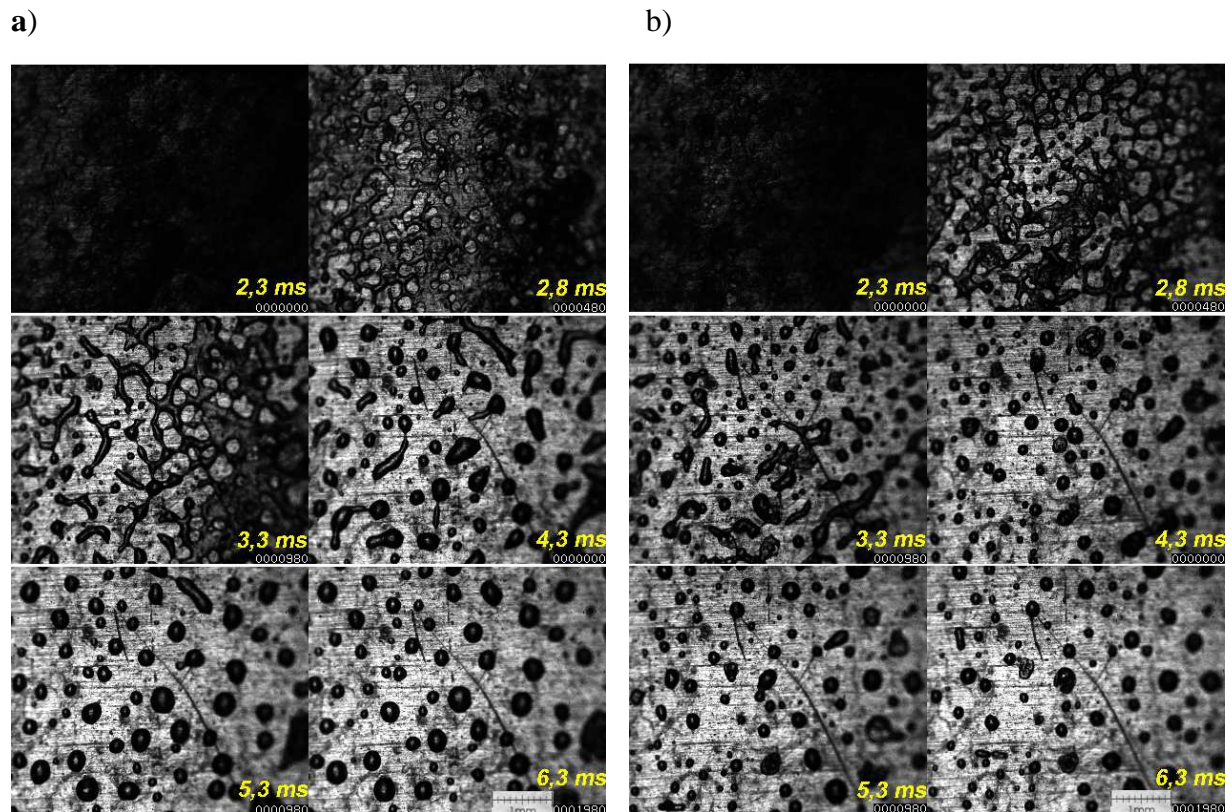


Abbildung 5.3.1.6 Benetzungsregime für das binäre System, n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol bei den anfänglichen Wandtemperaturen 170°C (a) und 180°C (b).

Die Benetzungscharakteristiken der Einzelsysteme n-Hexan und 1,2,4-Trimethylbenzol zeichnen sich durch inselförmige Strukturen aus. Dies wirkt sich auf die entsprechenden Charakteristiken beim binären System n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.3.1.6**, und auch beim ternären System n-Oktan + n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol, **Abbildung 5.3.1.7** aus, die zumindest bei späteren Zeiten solche inselförmige Benetzungen dominant zeigen.

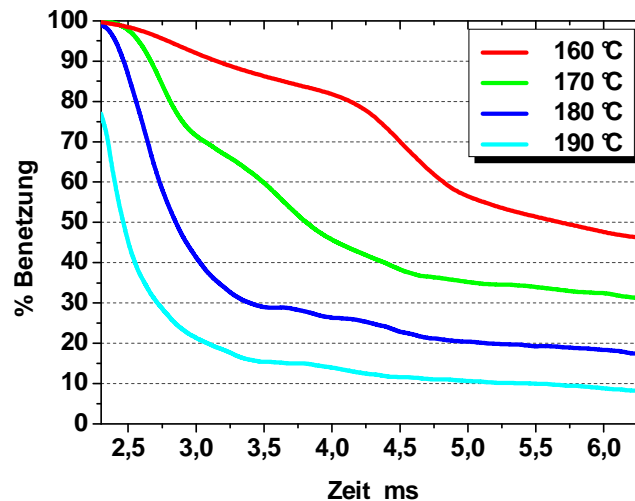


Diagramm 5.3.1.6 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$, Binäres System:

n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol.

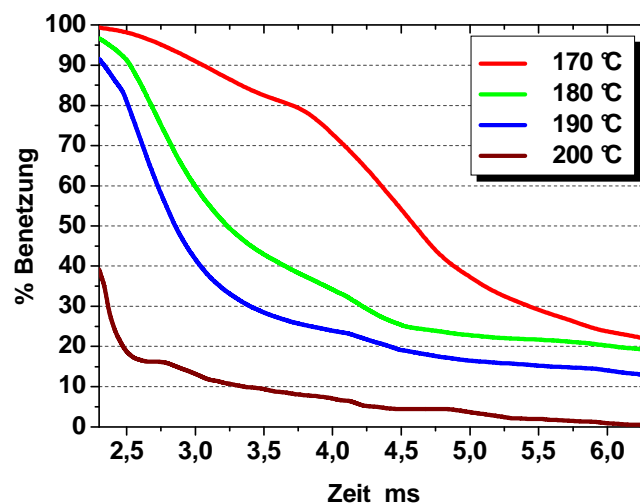


Diagramm 5.3.1.7 Zeitliche Abnahme der benetzten Oberfläche $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}(t)$, Ternäres System,

n-Hexan + n-Oktan + 1,2,4-Trimethylbenzol.

Im Unterschied zum Paraffingemisch differenzieren sich die Benetzungsverläufe beim binären System n-Hexan+1,2,4-Trimethylbenzol, **Diagramm 5.3.1.6**, und beim ternären System n-Hexan+n-Oktan+1,2,4-Trimethylbenzol, **Diagramm 5.3.1.7**, in Abhängigkeit von der Blechanfangstemperatur. Insbesondere deuten sich in diesen beiden Abbildungen markant die Leidenfrostphänomene mit dem Ergebnis an, dass, wie auch bei dem Aromaten 1,2,4-Trimethylbenzol, Diagramm 5.3.1.4, der Benetzungsgrad an der Leidenfrostgrenze bereits bei

Beginn der Messung Werte von nur noch 70% bis 40% aufweist und im weiteren Verlauf stark durch die Kombination von Gleiten und Verdunstung der Flüssigkeit abnimmt.

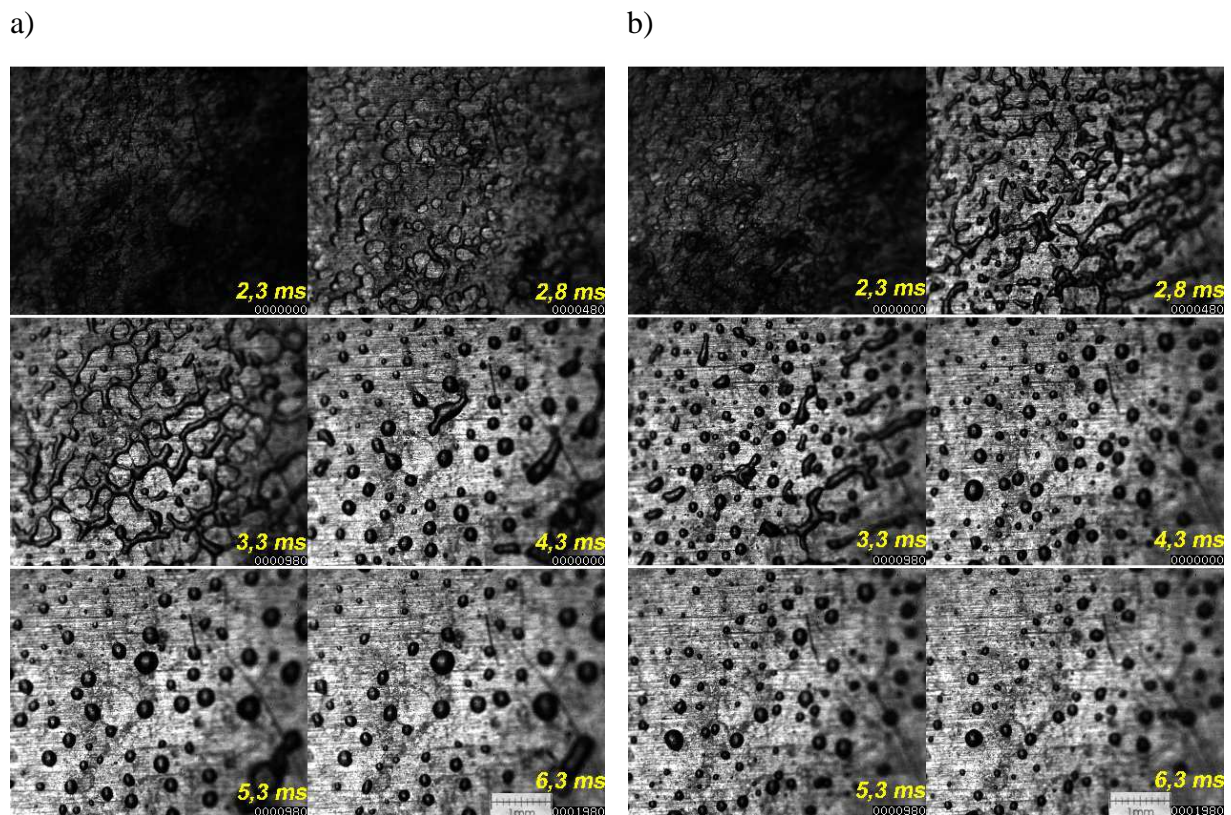


Abbildung 5.3.1.7 Benetzungsregime für das ternäre System, n-Oktan + n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol bei den anfänglichen Wandtemperaturen 180°C (a) und 190°C (b).

Die starke Abhängigkeit der Verläufe des Benetzungsgrades bei Stoffvariation, Diagramme 5.3.1.1 bis 5.3.1.7, kann nicht auf Effekte des Blasensiedens zurückgeführt werden. Die Visualisierungen der Abbildungen 5.3.1.1 bis 5.3.1.7 lassen solche Effekte nicht erkennen. Die dünnen Wandfilme, zunächst geschlossen und dann partiell benetzend, sind in der Lage, die Wärme durch Leitung, Kapitel 6.3, ohne eine solche Wandüberhitzung abzutransportieren, dass eine Dampfblasenbildung erfolgen könnte. Das heißt, die Verdampfung/Verdunstung erfolgt an der Phasengrenze Flüssigkeit/Luft und wird einerseits durch die Oberflächenspannung der jeweiligen Flüssigkeit beeinflusst, die spezielle Benetzungsstrukturen hervorruft. Andererseits wird die Verdampfungsgeschwindigkeit sehr stark durch die Oberflächentemperatur des flüssigen Wandfilms beeinflusst, die wiederum von der Wandtemperatur und der Flüssigkeitsschichtdicke bestimmt ist. Mit Annäherung der

Oberflächentemperatur des Wandfilms an die Siedetemperatur wachsen die Sättigungsdampfdrücke und die Verdampfungsgeschwindigkeiten steigen, Kapitel 6,3.

So lassen sich gegebenenfalls die steilen Benetzungsgradabnahmen in den Diagrammen 5.3.1.6 und 7 erklären, die durch die hohe n-Hexan-Ausdampfung zu Beginn des instationären Prozesses verursacht sein könnte.

Zusammenfassend ist als wichtiges Ergebnis der Aufnahmen bzw. Auswertung sowohl von Einzelstoffen als auch von binären und ternären Systemen zu nennen, dass visuell weder eine Dampfblasenbildung, noch ein eruptives Sieden nachgewiesen werden konnte. Somit kann geschlussfolgert werden, dass die Verdampfung ausschließlich durch konvektives Sieden mit den damit einhergehenden speziellen Wärmeübergangsintensitäten erfolgt.

Der Nachweis des stillen Siedens steht in scheinbarem Gegensatz zu den in [107] visualisierten Einspritzprozessen. Als Erklärung hierfür können die unterschiedlichen Versuchsanordnungen dienen, da es in [107] durch die Verwendung einer waagrecht positionierten Kraftstoffmulde zur Flüssigkeitsansammlung im unteren Teil der Mulde kommt. Der Transportwiderstand in der relativ dicken Fluidschicht verursacht eine solche Wandüberhitzung, die zum Blasensieden in der Flüssigkeit führt.

Außerdem ist eine starke Abnahme des Benetzungsgrades bei Annäherung an die Leidenfrostgrenze nahezu in allen Experimenten festzustellen. Durch die sich unter der Flüssigkeit bildenden Dampfpolster verlassen die gleitenden Tropfen relativ schnell das optische Untersuchungsgebiet, womit die rapide Abnahme des Benetzungsgrades erklärbar ist.

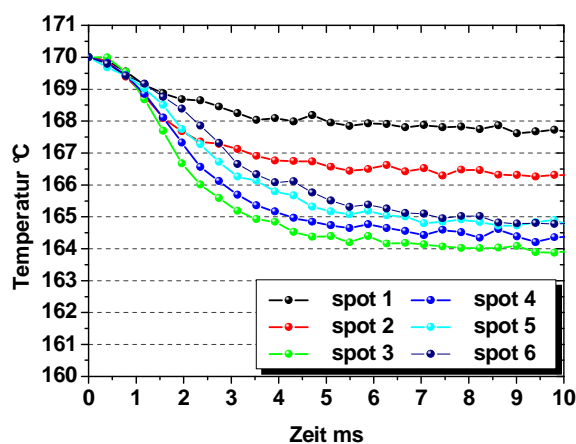
5.3.2 Instationäre Wandtemperaturverläufe

Die Analyse des sprayseitigen Wärmeübergangs bedarf neben der Kenntnis über den Benetzungsgrad auch Informationen über die instationären Wandtemperaturverläufe. Ihre experimentelle Ermittlung lässt sich thermografisch auf der sprayabgewandten Blechseite, der sog. „trockenen“ Wand, vornehmen und als Randbedingung für das instationäre Wärmeleitproblem im Blech zur Modellierung der Wärmestromdichten an der partiell benetzten Oberfläche verwenden, Kapitel 6.1.

In folgenden wird die Dynamik der Blechabkühlung bei der Spray-Wand-Interaktion für die untersuchten Stoffe im Linescan-Modus der thermografischen Kamera, Kapitel 4.1.2, analysiert. Analog zum vorherigen Kapitel 5.3.1 werden die stark instationären Abkühlprozesse und deren Temperaturgradienten unterhalb des Leidenfrostpunkts unter denselben Messbedingungen registriert. Abweichend von der Visualisierung der Benetzungsprozesse auf der „nassen“ Blechseite, die erst nach dem Verlassen der Spraywolke aus dem Bildbereich begonnen werden konnte, erstreckt sich die thermographische Aufnahmezeit auf die gesamte Dauer der Spray-Wand-Interaktion.

In den Diagrammen 5.3.2.1 bis 5.3.2.8 werden die thermografisch registrierten instationären „trockenen“ Wandtemperaturverläufe (a) und die momentanen zeitlichen Temperaturgradienten (b) an den Messorten (Spots) 1 bis 6, Kapitel 4.4.2 s.40, dargestellt.

a)



b)

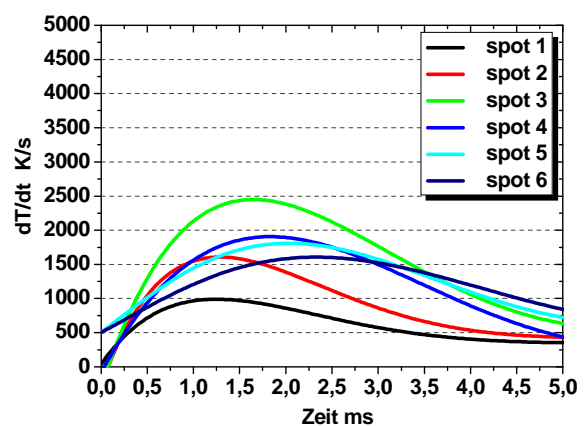


Diagramm 5.3.2.1. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, Ottokraftstoff, Blechanfangstemperatur 170°C

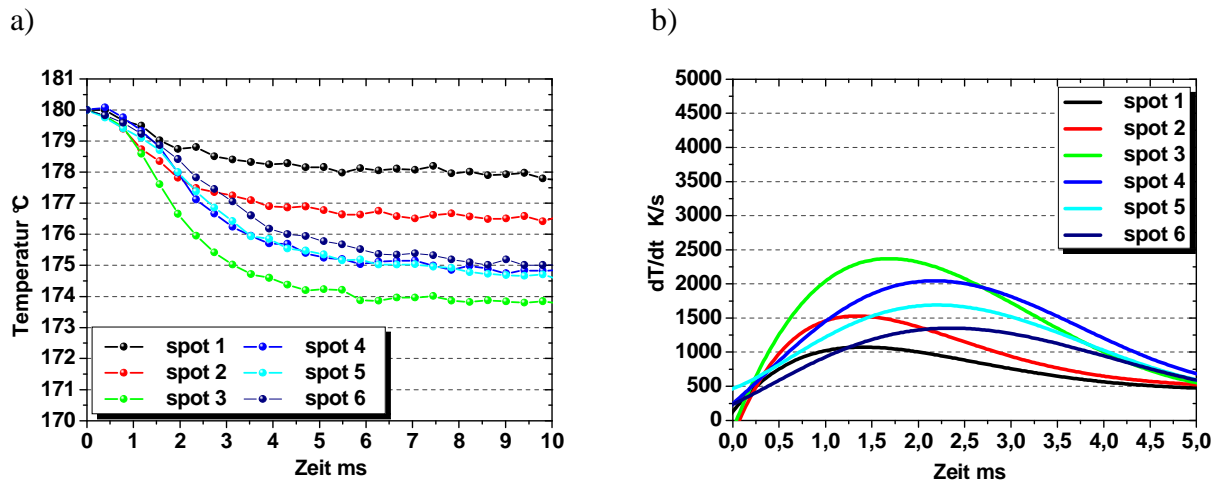


Diagramm 5.3.2.2. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, Ottokraftstoff, Blechanfangstemperatur 180°C.

Die **Diagramme 5.3.2.1** und **5.3.2.2** zeigen die Abkühlcharakteristiken für Ottokraftstoff bei Blechanfangstemperaturen von 170°C und 180°C. Im relativ am stärksten gekühlten Messort wird eine maximale Blechabkühlung von etwa 6K registriert. Diese Blechtemperaturabsenkung wird nach ca. 5 ms erreicht, wobei der Koordinatenursprung der Zeitachse nicht durch den Triggerzeitpunkt der Düse gegeben ist sondern durch jenen Zeitpunkt, bei dem die erste Blechabkühlung vermessen wird⁴. Auf die Problematik des Nullpunktes der Zeitachse wird bei der Verwendung der Messergebnisse im Kapitel 6.1 eingegangen. Bis zur maximalen Blechtemperaturabkühlung durchlaufen die zeitlichen Temperaturgradienten ein Maximum. Im zeitlichen Verlauf steigen diese Gradienten bis ca. 1,5 ms relativ steil an und sinken nach Durchlaufen des Maximums allmählich ab. Beim Ottokraftstoff werden relativ unabhängig von der Blechanfangstemperatur Maximalwerte von ca. 2500 K/s erreicht. Somit weist die Blechabkühlung eine sehr hohe Dynamik auf.

Prinzipiell werden diese Abkühlcharakteristiken auch bei den übrigen untersuchten Stoffen registriert. In den **Diagrammen 5.3.2.3** und **5.3.2.4** sind die entsprechenden Mess- und Auswertergebnisse für n-Oktan, in den **Diagrammen 5.3.2.5** und **5.3.2.6** für 1,2,4-Trimethylbenzol und im **Diagramm 5.3.2.7** für das binäre System n-Oktan + n-Hexan dargestellt. Während sich die Charakteristiken auch quantitativ im Vergleich von n-Oktan und Benzin sowie n-Oktan + n-Hexan und Benzin nur wenig ändern, die maximalen Blechabkühlungen erreichen bei n-Oktan, sowie beim binären Gemisch etwa 9K und die maximalen zeitlichen Temperaturgradienten erreichen Werte von ca. 3000 K/s, ergeben sich deutlichere quantitative Unterschiede zwischen dem reinen Aromaten und dem Benzin. Die

⁴Aus versuchstechnischen Gründen ließ sich eine simultane Triggerung der Düse und der Thermokamera im Line-Scan-Modus nicht vornehmen.

Spray-Wand-Interaktion des Aromaten verursacht maximale Blechabkühlungen bis nahezu 20K und es werden maximale zeitliche Temperaturgradienten von mehr als 5000 K/s ermittelt.

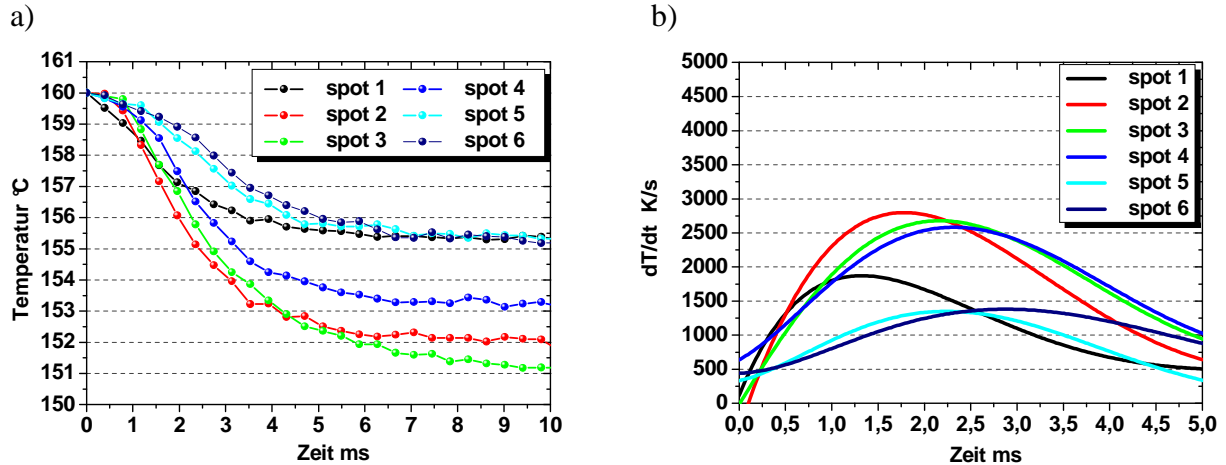


Diagramm 5.3.2.3. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, n-Okтан, Blechanfangstemperatur 160°C.

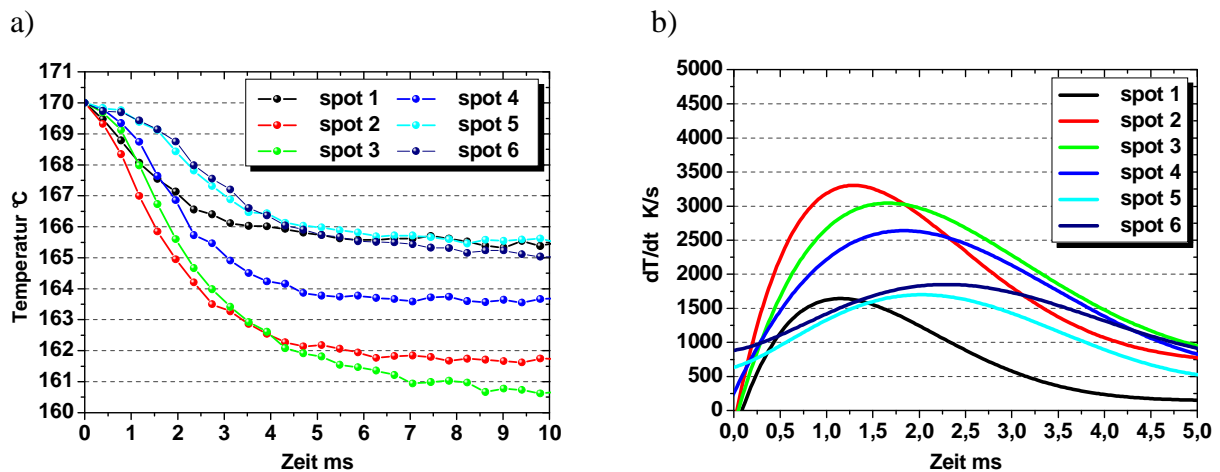


Diagramm 5.3.2.4. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, n-Okтан, Blechanfangstemperatur 170°C.

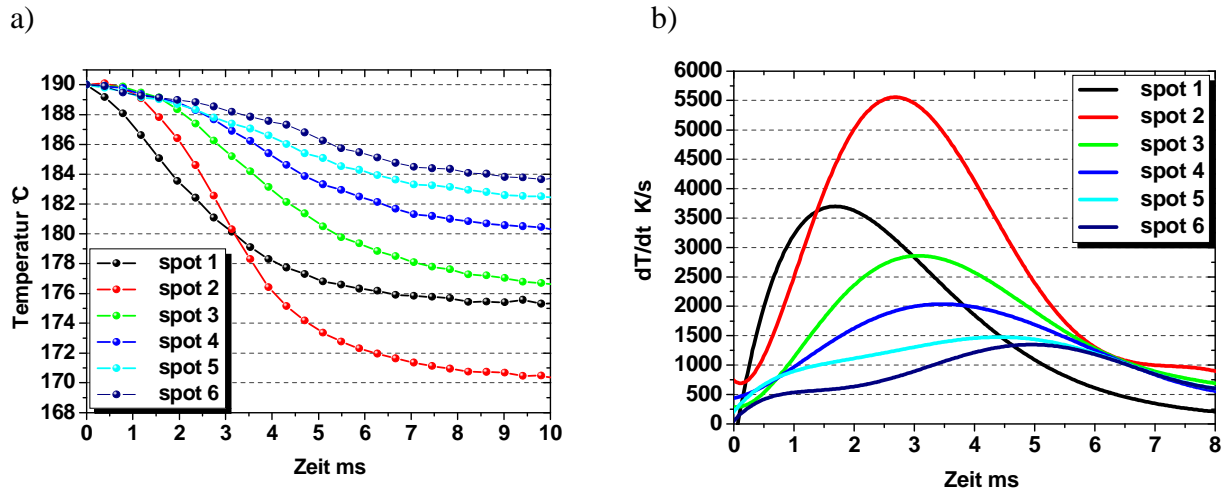


Diagramm 5.3.2.5. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, 1,2,4-Trimethylbenzol, Blechanfangstemperatur 190°C.

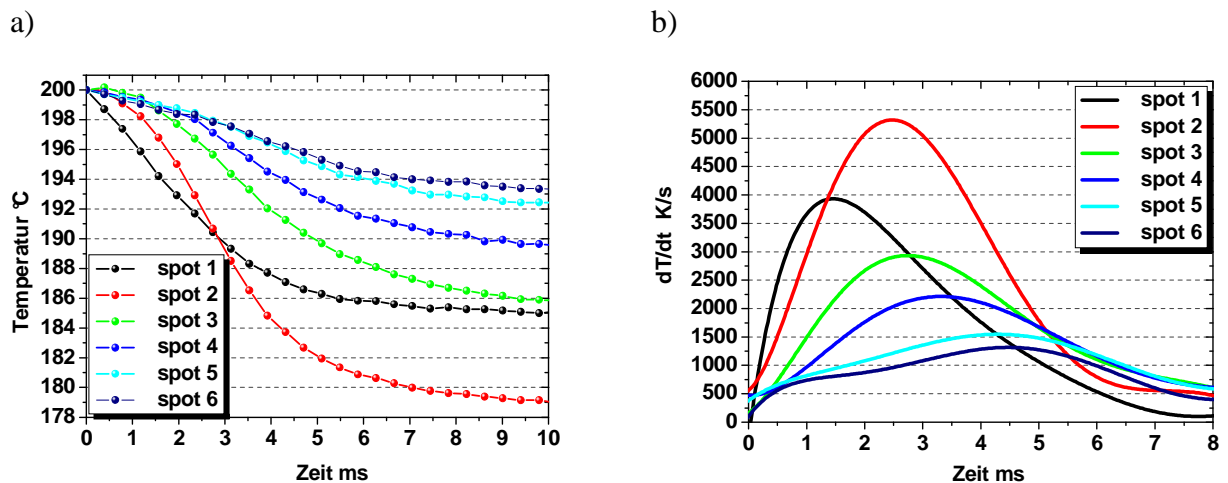


Diagramm 5.3.2.6. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, 1,2,4-Trimethylbenzol, Blechanfangstemperatur 200°C.

Diese Differenzen können auf die unterschiedlichen Flüssigkeitsdichten der untersuchten Kohlenwasserstoffe zurückgeführt werden.

Der in diesen Messungen eingesetzte Ottokraftstoff weist vergleichsweise die niedrigste Dichte von allen anderen Stoffen auf ($< 700 \text{ kg/m}^3$). Die verwendete Benzineinspritzdüse ist auf diese Benzindichte abgestimmt und sprüht bei einem Einspritzdruck von 90 bar eine Benzinmasse von 9 mg ab. Dem gegenüber weist der reine Aromat, 1,2,4-Trimethylbenzol, bei Raumtemperatur eine Dichte von nahezu 900 kg/m^3 auf, womit die eingesetzte

Benzineinspritzdüse eine Masse von fast 12 mg absprüht, wenn man vergleichbare Strömungsbedingungen in der Düse voraussetzt. Im Ergebnis weist der 1,2,4-Trimethylbenzol-Wandfilm eine höhere Masse auf und es steigen die Blechabkühlung und die zeitlichen Temperaturgradienten.

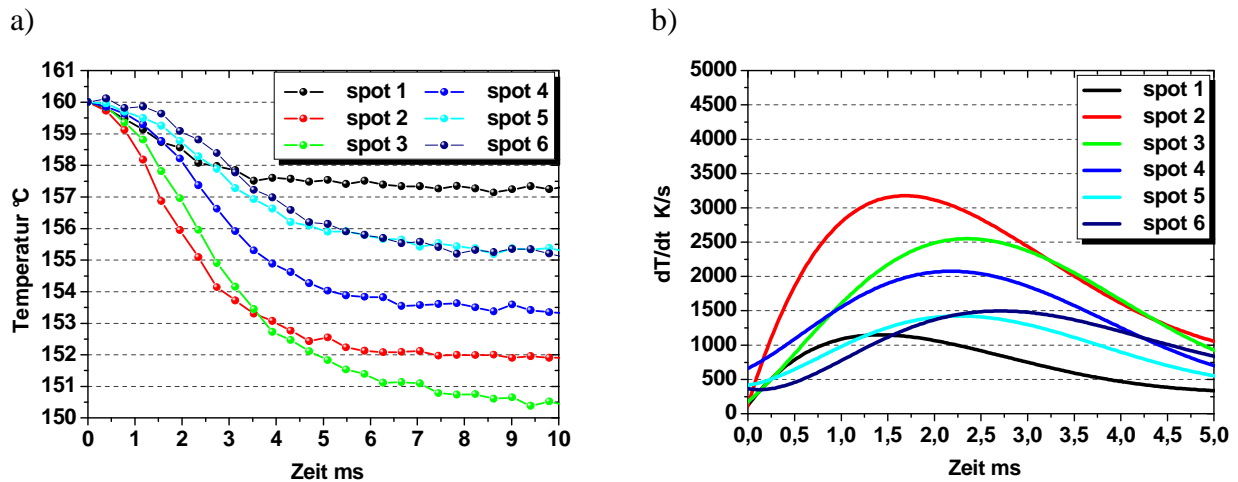


Diagramm 5.3.2.7. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten, Binäres Gemisch: n-Okтан + n-Hexan, Blechanfangstemperatur 160°C.

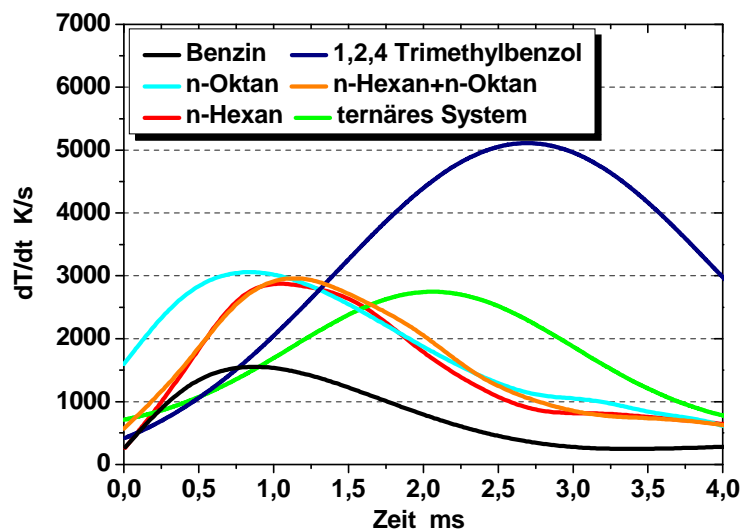


Diagramm 5.3.2.8. Verlauf der zeitlichen Temperaturgradienten aller untersuchter Stoffe, Blechanfangstemperatur 170°C.

Die Dichten der anderen untersuchten Stoffe weichen nur relativ wenig von einander ab, und damit beobachtet man nur relativ kleine Abweichungen hinsichtlich der Abkühlcharakteristiken, die auch durch die Messfehler verursacht werden, siehe **Diagramm**

5.3.2.8. In diesem Diagramm erfolgt bei der einheitlichen Blechtemperatur von 170°C eine Gegenüberstellung der zeitlichen Temperaturgradienten.

Bei künftigen experimentellen Analysen von Abkühlcharakteristiken wird man das geschilderte Problem der unterschiedlichen abgesprühten Flüssigkeitsmassen, verursacht durch die variierenden Flüssigkeitsdichten, kaum lösen können, weil die am Markt erhältlichen Einspritzdüsen praktisch allein auf Otto- und Dieselkraftstoffe abgestimmt sind.

Weitere Messergebnisse zur Blechabkühlung bei der Spray-Wand-Interaktion sind bezüglich der Medien n-Hexan, sowie des ternären Gemisches n-Hexan + n-Oktan + 1,2,4-Trimethylbenzol im **Anhang C** angegeben.

Mit den Mess- und Analyseergebnissen der Kapitel 5.3.1 und 5.3.2 stehen Informationen über die Benetzungsflächen (spraybeaufschlagte Wandoberflächen) und über die instationären Wandtemperaturverläufe der trockenen Wandoberfläche zur Verfügung. Diese Randbedingungen erlauben jetzt die Behandlung des inversen Wärmeleitproblems in der Wand mit dem Ziel, die Wärmestromdichten bei der Spray-Wand-Interaktion zu bestimmen. Im Folgenden wird das dafür verwendete Modell aufgestellt.

6. Wärmeübergang Wand- Flüssigkeit

Die Analyse des Wärmeübergangs bei der Interaktion des benetzenden Sprays mit der Wand läuft auf die Bestimmung der Wärmestromdichten bzw. der Wärmeübergangskoeffizienten an der teilbenetzten Wand hinaus. Die Kenntnis dieser Größen ist für Gemischbildungsmodelle von Bedeutung. Ziel dieses Kapitels ist daher die Erzielung von grundsätzlichen⁵ Aussagen und Erkenntnissen zum zweiphasigen Wärmeübergang an der benetzten Wand.

Diese Aufgabe stellt ein schwieriges und thermodynamisch hochinteressantes Problem dar. Die zeitlichen und räumlichen Änderungen der Zustandsgrößen bei der Sprayausbreitung und anschließend während der Tropfeninteraktion mit der festen Wand verursachen einen hohen Anspruch an die Lösung des Problems. Darüber hinaus erschwert die Stochastik der Prozesse die Modellierung sowie den Vergleich mit den in der Literatur vorhandenen Modellen. Aus diesen Gründen findet man in der Literatur Modellierungsansätze, die sich mit relativ definierten Einzel-Tropfen-Wand-Interaktionen beschäftigen. Neben Modellen, die im Kapitel 2 erwähnt wurden, ist in diesem Zusammenhang insbesondere das Kontakttemperaturmodell, [125], zu nennen. Dieses Modell basiert auf der Annahme, dass es zu Beginn des Tropfenaufpralls auf eine Oberfläche mit $T_w \gg T_s$ zu einer Siedeverzugsphase mit einhergehender starker Überhitzung des Fluids kommt. Während dieser Phase stellte der Autor mittels eines Dünnschichtthermoelements innerhalb eines Zeitraums $<0,1\text{ms}$ sehr hohe Temperaturgradienten von ca. 10^5 K/s fest. Auf der Grundlage der Beobachtung des Temperatursprunges der Wandoberfläche beim Auftreffen der Flüssigkeit wurde eine Gleichung für die Kontakttemperatur präsentiert, die von der Annahme zweier halbunendlicher Körper ausgeht. Es gelten hierbei die Annahmen, dass es innerhalb einer dünnen Fluidschicht weder wandparallele noch wandnormale Geschwindigkeitsvektoren gibt, die Flüssigkeit zum Zeitpunkt t_0 isotherm ist, sowie die thermischen Eigenschaften der Flüssigkeit in den metastabilen Zustandsbereich hinein extrapoliert werden können. Für die Lösung des Wärmeleitproblems in den beiden Körpern gilt die FOURIERSche Differentialgleichung.

Auf Grund der in [125] gewonnenen Erkenntnisse zur Tropfen-Wand-Interaktion wurde in [126] für den Fall der Strahl-Wand-Interaktion ein Modell wärmeleitender Platten mit vernachlässigbaren Kontakt-Wärmeübergangs-Widerständen vorgeschlagen. Dieses Modell basiert auf der Lösung der FOURIERSchen DGL mittels der expliziten Differenzenmethode nach *Binder-Schmidt* [127], [128]. Es liefert eine eindimensionale instationäre Temperaturverteilung innerhalb der aus dem Inconel-Testblech, der Lackschicht auf der

⁵Die im Kapitel 6 vorgenommenen Modellierungen und Simulationen beruhen auf experimentellen Ergebnissen, die nicht unter motornahen Experimenten erzielt worden sind.

trockenen Blechseite sowie der Flüssigkeitsschicht definierter Dicke zusammengesetzten Platte. Für dieses Modell wird angenommen, dass die sprayseitig abgegebene Wärme allein für die einphasige Erwärmung der bereits zum Zeitpunkt $t=0$ auf der Blechoberfläche vorliegenden isothermen Fluidschicht dient. Ziel dieses Modells ist es, die numerisch ermittelten Temperaturverläufe auf der sog. trockenen Blechseite mit den von der Thermokamera detektierten zu vergleichen. Der Simulation liegen die Stoffwerte von n-Oktan bei 20°C zugrunde. Die Verläufe der Referenztemperatur wurden aus den Sprayversuchen mit n-Oktan gewonnen.

Diese Vorgehensweise liefert jedoch Ergebnisse, die auf Grund der getroffenen Voraussetzungen fehlerbehaftet sind. Die Visualisierungsergebnisse zeigen nämlich, dass bereits nach relativ kleiner Zeit nach der letzten Tropfen-Wand-Interaktion einzelne Flüssigkeitsinseln zu beobachten sind, obwohl die OPTIMAS-Auswertungen zu Beginn eine nahezu 100%-ige Flüssigkeitsbenetzung ergeben. Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass die Dicke der Flüssigkeitsschicht während der Spray-Wand-Interaktion zunächst ständig zunimmt, und nicht, wie im Modell, [126], konstant angenommen wird. Mit dem Plattenmodell erhält der Verfasser, [126], keine ausgeprägte Abhängigkeit der Wärmestromdichte von der anfänglichen Filmdicke.

In [126] wird auf der Basis der Lösung der FOURIERSchen DGL ein weiteres Modell vorgeschlagen, welches von einer Gaußschen Normalverteilung der sprühstrahlseitigen Wärmestromdichte, **Gleichung (6.1.1)**, ausgeht.

$$\dot{q}(t) = \frac{V}{\sigma\sqrt{2\Pi}} \cdot e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.1)$$

Die freien Parameter V , σ , und μ charakterisieren den Flächeninhalt und die Amplitude der Funktion (V), die Lage der Wendepunkte und somit die zeitliche Länge des Kühlimpulses (σ) und die Lage des Maximums der Verteilungsfunktion (μ). Die auf diese Weise ermittelte Verteilungsfunktion und die daraus resultierende zeitliche Temperaturverteilung auf der trockenen Blechseite wird mit den experimentell ermittelten Temperaturen verglichen. Die Anpassung der Parameter erfolgt mittels der SIMPLEX- Optimierungsmethode [129], [130], siehe **Anhang D**. Die Parameter werden systematisch variiert, bis der Unterschied zwischen den experimentellen und den berechneten Temperaturwerten auf der trockenen Seite des Bleches ein Minimum erreicht. Dieses Optimierungsverfahren ist sehr sensibel von verfahrensinternen Anpassungsparametern abhängig und führt oft auf lokale Minima, bei denen die Berechnungsroutinen unterbrochen werden, obwohl erhebliche Unstimmigkeiten zwischen den beiden Temperaturverläufen, dem experimentell ermittelten und dem die

berechneten erkennbar sind. Darüber hinaus sollte die Annahme der Gaußschen Normalverteilung für $\dot{q}(t)$ eher zutreffen für den Fall der Einzeltropfen-Interaktion, bei der die ganze Flüssigkeit schlagartig die Oberfläche benetzt. Demgegenüber erfolgt bei der Spray-Wand-Interaktion das Auftreffen der Flüssigkeit auf der Oberfläche in einem Zeitraum von etwa 1 ms, weswegen die Wärmestromdichte zum zeitlichen Beginn des Prozesses nicht ihr Maximum aufweisen wird.

6.1 Wärmestromdichten an der teilbenetzten Oberfläche

Die bei den oben genannten Modellen, [126], gewonnenen Erkenntnisse und Erfahrungen veranlassten mit dem Ziel der Verbesserung der Prozessbeschreibung die Entwicklung eines eigenen Modells, das auf der Lösung des 2-dimensionalen Wärmeleitproblems im Blech basiert. Die experimentellen Informationen über die zeitliche Änderung der Flüssigkeitsbenetzung sowie über die zeitliche Temperaturänderung der trockenen Oberfläche des Bleches sind die wesentlichen Eingangsgrößen für das inverse Modell zur Bestimmung der sprayseitigen Wärmestromdichten. Dabei erfolgt die Modellierung für Blechtemperaturen unterhalb der Leidenfrosttemperatur unter der Voraussetzung des direkten Kontaktes zwischen Flüssigkeit und Wand. Nicht behandelt wird die Spray-Wand-Interaktion für Blechtemperaturen oberhalb der Leidenfrostschwelle, bei der die thermische Wirkung der Dampfschicht an der Heizfläche zu berücksichtigen wäre.

Dem Modell zu Grunde liegt die numerische Lösung des 2-dimensionalen instationären Wärmeleitproblems im Testblech. Diese Lösung erfolgt insofern invers, als die unbekanntes Randbedingung zweiter Art auf der spraybeaufschlagten Oberfläche systematisch im Rahmen eines Sekantenverfahrens (Regula Falsi), Seite 123, Gleichung 6.1.9, variiert wird, bis die Fehlerquadratsumme aus dem experimentellen und dem theoretischen instationären Temperaturverlauf auf der trockenen Oberfläche ein Minimum ergibt:

$$S = \sum_m (T_{\text{trocken,exp,m}} - T_{\text{trocken,num,m}})^2 \Rightarrow \text{Min} \quad (6.1.1)$$

Die Stabilität dieses Verfahrens wird insbesondere dadurch gesichert, dass sich beim zeitlichen Voranschreiten des Prozesses eine ausreichende Zahl von Gitterpunkten m überlappt.

Im Folgenden wird zunächst der Differenzen-Algorithmus des numerischen Verfahrens präsentiert.

Die Lösung des zweidimensionalen Wärmeleitproblems im Blech erfolgt mit der Finite-Volumenmethode bei Vernachlässigung des Quellterms⁶, **Gleichung 6.1.2.**

$$\sum_j \dot{Q}_{ik} + \dot{Q}_{Fi} = V_i \cdot \rho_i \cdot c_{pi} \cdot \frac{dT_i}{d\tau}. \quad (6.1.2)$$

Mit den Wärmeströmen im Körper, **Gleichung 6.1.3,**

$$\dot{Q}_{ki} = \frac{T_k - T_i}{R_{ik}}, \quad (6.1.3)$$

und am Rand, **Gleichung 6.1.4,** siehe **Abbildung 6.1.1,**

$$\dot{Q}_{Fi} = F_{\alpha i} \cdot \dot{q}_{Fi}, \quad (6.1.4)$$

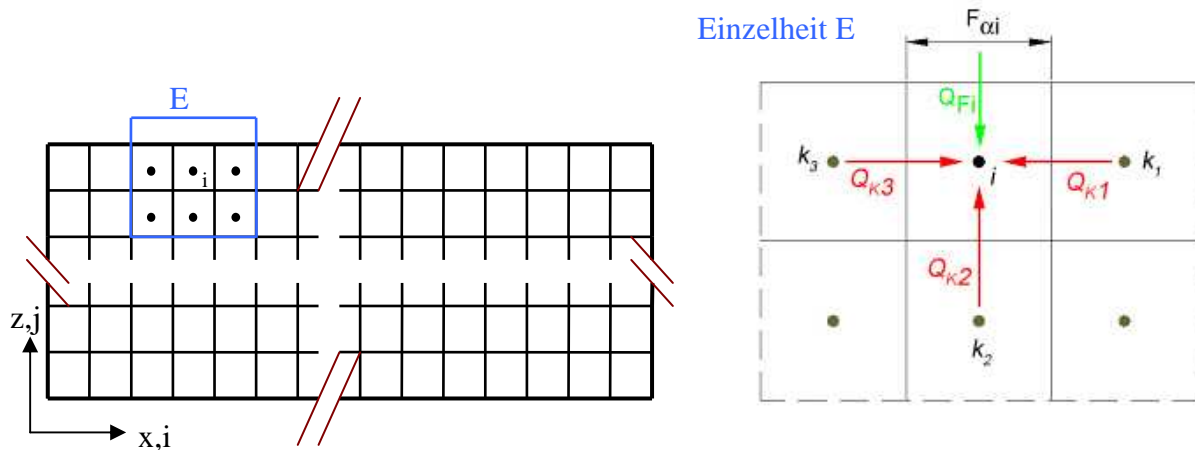


Abbildung 6.1.1 Vernetzung des numerisch behandelten Gebietes und Schema des elementaren Volumens.

ergibt sich die **Gleichung 6.1.5**

$$\sum \frac{1}{R_{ik}} \cdot T_k + \frac{1}{R_{iF}} \cdot T_{Fi} - \left(\frac{1}{R_{iF}} + \sum \frac{1}{R_{ik}} \cdot T_i \right) + F_{\alpha i} \cdot \dot{q}_{Fi} = V_i \cdot \rho_i \cdot c_{pi} \cdot \frac{dT_i}{d\tau} \quad (6.1.5)$$

Für die numerische Lösung der Gleichung 6.1.5 wird die Methode der vorderen Differenzen (explizite Lösung) genutzt, **Gleichung 6.1.6,**

$$\frac{dT_i}{dt} \cong \frac{T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}}{\Delta t}, \quad (6.1.6)$$

und es ergibt sich die **Gleichung 6.1.7.**

⁶In der Phase der sehr dynamischen Abkühlung des Bleches durch die Spray-Wand-Interaktion, die im Fokus dieser Arbeit steht, ist der durch die umgesetzte elektrische Energie bestimmte Quellterm vernachlässigbar klein im Vergleich zur abgeführten Wärme bzw. zur Speicheränderung des Bleches.

$$T_{i,t+\Delta t} = T_{i,t} \cdot \left[1 - \frac{\Delta t}{V_i \cdot \rho_i \cdot c_{pi}} \cdot \left(\frac{1}{R_{iF}} + \sum \frac{1}{R_{ik}} \right) \right] + \frac{\Delta t}{V_i \cdot \rho_i \cdot c_{pi}} \left(\sum \frac{T_{k,t}}{R_{ik}} + \frac{T_{Fi,t}}{R_{iF}} \right) + \frac{\Delta t}{\rho_i \cdot c_{pi}} \left(\frac{F_{\dot{q}_{Fi,t}}}{V_i} \cdot q_{Fi,t} \right) \quad (6.1.7)$$

Bei der direkten Lösung der instationären Wärmeleitaufgabe soll in jedem Zeitschritt die Stabilitätsbedingung erfüllt werden, **Gleichung 6.1.8**

$$\Delta t \leq \text{Min} \left(\frac{V_i \cdot \rho_i \cdot c_{pi}}{\frac{1}{R_{iF}} + \sum_j R_{ik}} \right) \quad (6.1.8)$$

Es muss das Minimum, bezogen auf alle Elemente, für die Bestimmung des Zeitschrittes zu Grunde gelegt werden, weil die Elemente im Allgemeinen verschiedene R_{iF} - und R_{ik} -Werte aufweisen.

Die Überprüfung der mit diesem Modell ermittelten instationären Temperaturfelder erfolgte mit dem kommerziellen Rechenprogramm ANSYS, das die Methode der *Finiten Elemente* nutzt.

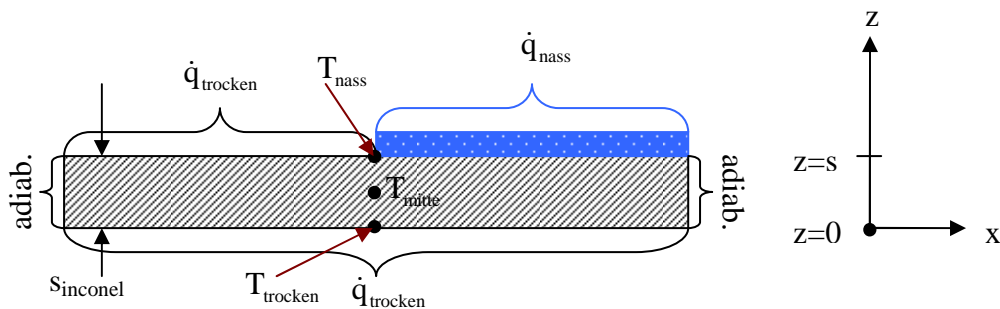


Abbildung 6.1.2. Schematische Darstellung der Randbedingungen für die gegenüberstellenden Testrechnungen mit dem eigenen Modell und dem kommerziellen Rechenprogramm ANSYS.

Als Testfall werden Randbedingungen zweiter Art bei $z=0$ (trockene Blechseite) und bei $z=s$ (nasse Blechseite) angenommen, **Abbildung 6.1.2**, die sich qualitativ aus den Kühlintensitäten der trockenen und der nassen Blechseite des 0,1 mm dicken Inconelbleches⁷ ableiten. Dabei wird in der Blechmitte der nassen Oberfläche ein Sprung der Wärmestromdichte zum Zeitpunkt $t=0$ aufgeprägt, d.h. es wird der Spezialfall nicht bewegter (ruhender) Benetzungsfrent angenommen:

$$\text{RB:} \quad t > 0, \quad z = 0, \quad \dot{q}_{\text{trocken}} = 3 \text{ kW/m}^2$$

⁷Die benötigten Stoffwerte des Blechmaterials Inconel-625 betragen $\lambda=15 \text{ W/(m K)}$, $c_p=460 \text{ J/(kg K)}$, $\rho=8450 \text{ kg/m}^3$.

$$t > 0, \quad z = s,$$

$$\dot{q}_{\text{nass}} = 1500 \text{ kW/m}^2 / \dot{q}_{\text{trocken}} = 3 \text{ kW/m}^2$$

Die jeweiligen Stirnseiten werden im Rahmen der zweidimensionalen Rechnung adiabat behandelt. Zu Beginn (Anfangsbedingung) wird im Blech eine örtlich homogene Temperatur von 170°C angenommen.

Die Vernetzung des numerisch behandelten Gebietes erfolgt äquidistant in der jeweiligen Koordinatenrichtung. Bei einer Blechbreite von 200 µm und der erwähnten Dicke von 100 µm betragen die Schrittweiten $\Delta x = 5 \text{ µm}$ sowie $\Delta z = 2,5 \text{ µm}$. Die stationäre Sprungstelle für die Wärmestromdichte befindet sich am Ort des in der Abbildung 6.1.2 eingezeichneten Knotens. Das Ergebnis des Vergleiches ist in dem **Diagramm 6.1.1** graphisch dargestellt. Die präsentierten Temperaturabsenkungen gelten sowohl für die nasse und die trockene Blechseite als auch für die Blechmitte am z-Ort des Sprungs der Wärmestromdichte. Im überstrichenen Zeitabschnitt von 5 ms lässt sich eine befriedigende Übereinstimmung feststellen. An der Sprungstelle der Randbedingung sind bis 3 ms kleine quantitative Abweichungen der Temperatur T_{nass} zu registrieren, die aber 0,3 K nicht überschreiten.

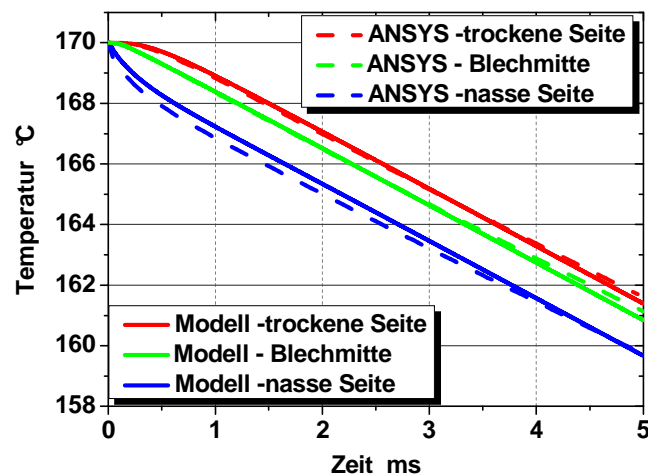


Diagramm 6.1.1. Vergleich der eigenen Lösung für den Testfall mit der Lösung durch das kommerzielle Rechenprogramm ANSYS.

Diesen Testrechnungen liegt, wie erwähnt, eine ruhende Grenze für die unterschiedlichen Kühlintensitäten im benetzten und im unbenetzten Bereich der sprayseitigen Blechoberfläche zu Grunde. Tatsächlich aber zeigt die Analyse der Bilder der mikroskopischen Visualisierungen, dass die Benetzungsprozesse stark instationär sind. Die völlige Benetzung des betrachteten Blechabschnittes geht in relativ kurzer Zeit hoch dynamisch in Teilbenetzungen über. In der **Abbildung 6.1.3** erkennt man eine spezielle Art von

langgestreckten Benetzungsstrukturen, die während des Verdampfungsprozesses sehr schnell an Breite verlieren.

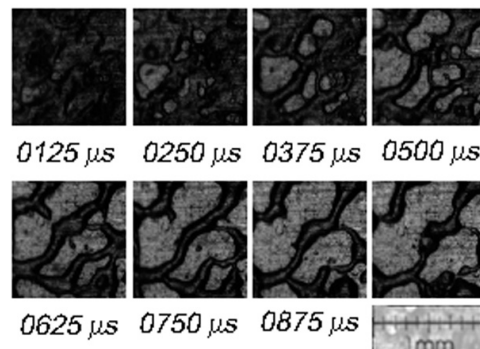


Abbildung 6.1.3. Darstellung des Austrocknungsprozesses auf der benetzten Blechoberfläche innerhalb von 1 ms, n-Oktan, $T_B=170^\circ\text{C}$.

Zeiten	Benetzung der Knoten auf der nassen Blechseite
0	Triggerzeitpunkt der Düse
0 – 1,4 ms	Öffnungszeit der Düse, einschließlich Signalverzögerung
1,4 ⁸ – 2,3 ms	Erster Kontakt der Flüssigkeit mit der nassen Blechseite, es findet ein Spray-Wand-Interaktionsprozess statt. Anfangszeitpunkt (1,4 ms) der numerischen Berechnung, alle Knoten auf der nassen Seite werden als benetzt betrachtet.
2,3 – 6,3 ms	Beginn der Wanderung der Randbedingungen (2,3 ms) auf der teilbenetzten nassen Oberfläche. Es folgt eine kontinuierliche Abnahme der Anzahl der Knoten im benetzten Bereich

Tabelle 6.1.1. Zeitregime des Wärmeleitproblems mit wandernden Randbedingungen

Die Auswirkung der Teilbenetzungen auf die Kühlintensitäten wird bei der Formulierung des eigenen Modells berücksichtigt. Es wird eine Benetzungsfunktion in das Modell implementiert, die ein Verhältnis zwischen der benetzten und der unbenetzten Fläche und somit die Geschwindigkeit der Benetzungsfront beschreibt. Es wird angenommen, dass vom Trigger-Signal der Düse bis zum Zeitpunkt 2,3 ms der beobachtete Blechoberflächenabschnitt voll benetzt bleibt. Erst nach dieser Zeit, nach der aussagefähige Aufnahmen der Blechoberfläche aus Visualisierungsversuchen registriert werden können, kann das

⁸Der Auftreffzeitpunkt der ersten Tropfen auf das Blech hängt vom Blechabstand und von der Tropfengeschwindigkeit ab. Unter den eigenen Messbedingungen liegt dieser Zeitpunkt für Düse/Blech-Abstände zwischen 16,9 mm und 35mm zwischen 1,4 ms bis 1,6 ms, siehe [65] sowie exemplarisch im Diagramm 4.4.3.1.

Verhältnis $\frac{A_{\text{benetzt}}}{A}(t)$, die sog. Benetzungsfunktion, innerhalb der nächsten 4 ms mit Hilfe der entsprechenden Software OPTIMAS bestimmt werden. Bei Berücksichtigung dieser Funktion ergibt sich jetzt ein zweidimensionales instationäres Wärmeleitproblem mit wandernden Randbedingungen, dessen Zeitregime in der **Tabelle 6.1.1** angegeben ist.

Demnach bleibt von 1,4 ms bis 2,3 ms die Oberfläche voll benetzt. In allen Knoten wird auf der nassen Seite die Randbedingung zweiter Art $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ aufgeprägt. Nach Überschreitung der Zeitgrenze 2,3 ms wandert die Flüssigkeitsfront und gibt jene Oberflächenknoten frei, die mit der Randbedingung $\dot{q}_{\text{trocken}} = \text{const}$ beaufschlagt sind. Im benetzten Gebiet erfolgt die Rechnung weiter mit $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$, wobei die örtliche Abhängigkeit der Randbedingung vernachlässigt wird. Insofern wird von einer ungekrümmten Benetzungsfrent ausgegangen, anlehnend an die in der Abb. 6.1.3 dargestellten langgestreckten walzenförmigen Benetzungsstrukturen, was die zweidimensionale Behandlung des eigentlich dreidimensionalen Wärmeleitproblems im Blech ermöglicht.

Die Aufprägung der Randbedingungen hinsichtlich der Wanderung der Flüssigkeitsfront wird durch die Benetzungsfunktion $f\left(\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}\right)$ gesteuert. D.h., im Laufe der Zeit werden immer mehr Randknoten mit der Bedingung \dot{q}_{trocken} in die Rechnung einbezogen, weil der Austrocknungsprozess fortschreitet. Dieser Mechanismus wird in der **Abbildung 6.1.4** veranschaulicht.

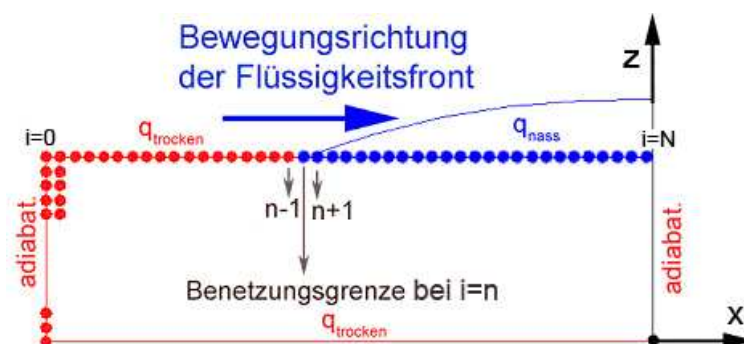


Abbildung 6.1.4. Verteilung der \dot{q}_{nass} - und \dot{q}_{trocken} -Knoten auf der nassen Seite des Bleches bei der Wanderung der Flüssigkeitsfront.

Der repräsentative Blechabschnitt entspricht in seiner Breite x jener der langgestreckten Benetzungsstruktur, die in der Abbildung 6.1.3 zu sehen ist. Dieser Ausschnitt, der praktisch

nicht breiter als 0,2 mm ist, dient als Basis für die Modellierung des Temperaturfeldes und für die Bestimmung der Wärmestromdichten am 0,1 mm dicken Inconelblech, auf dessen Oberfläche eine Wanderung der Randbedingungen zweiter Art stattfindet.

Diese Wanderung, gesteuert, wie erwähnt, durch die Benetzungsfunktion $f\left(\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}}\right)^9$, siehe

Kapitel 5.3.1, vollzieht sich zu allen Zeiten mit solchen Geschwindigkeiten, dass auf Grund der feinen Vernetzung der Oberfläche stets mehr als ein Stützpunkt pro Zeitschritt von der Benetzungsfrent überschritten wird. Daher ist im numerischen Algorithmus die Benetzungsfrent stets einem Stützpunkt zugeordnet, d.h. sie liegt definitionsgemäß nie zwischen zwei Stützpunkten, siehe Abbildung 6.1.4. Numerische Instabilitäten, wie sie bei einer solchen Vorgehensweise bei Phasenwechselprozessen auftreten können, sind im vorliegenden Fall nicht zu erwarten.

Die Überprüfung der numerischen Ergebnisse bei der vorliegenden wandernden Randbedingung erfolgte durch eine Netzunabhängigkeitsanalyse. Dabei ist der sensible Bereich für eine solche Überprüfung der Übergang zwischen den benetzten und unbenetzten Flächen.

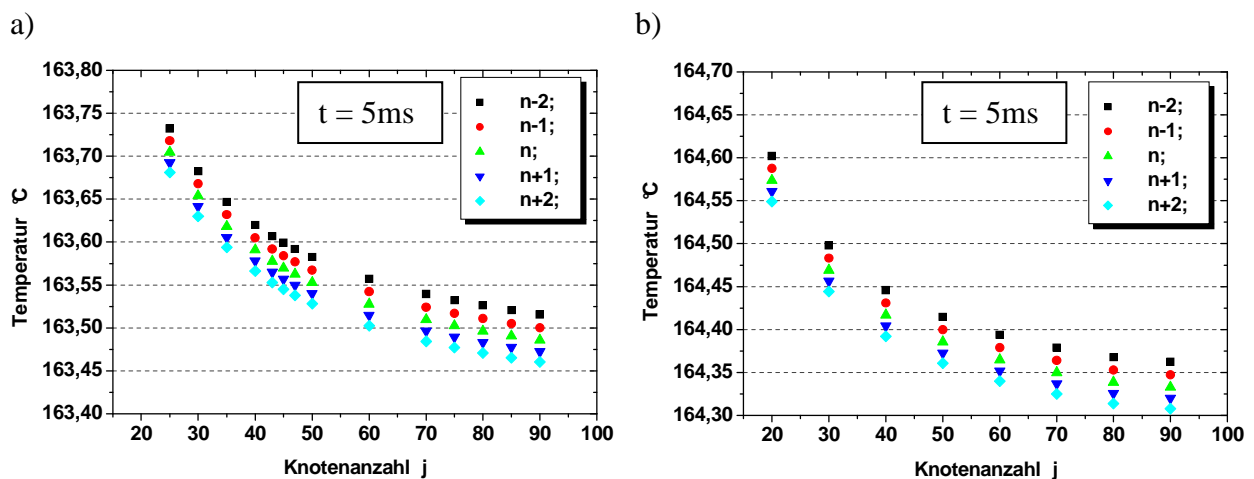


Diagramm 6.1.2. Analyse der Netzunabhängigkeit des Modells mit den trockenen Blechtemperaturen bei den Wanderungsgeschwindigkeiten von Benzin (a), und n-Hexan (b), $T_B=170^\circ$.

Die Testrechnungen wurden mit $\dot{q}_{nass} = \text{const.}$ durchgeführt und die Temperaturen auf der trockenen Blechseite bei $z=\Delta z/2$ am x-Ort der Sprungstelle der Randbedingung bei zwei unterschiedlichen experimentell registrierten Wanderungsgeschwindigkeiten, eingestellt

⁹Die experimentell nach Visualisierung und entsprechender Auswertung ermittelten Funktionswerte sind durch Polynome maximal fünfter Ordnung approximiert worden.

durch die Stoffwahl von Ottokraftstoff und n-Hexan, innerhalb von 5 ms registriert. Nach dieser Zeit wird die Temperatur sowohl der 2 Knoten, die im letzten Zeitschritt nicht mehr benetzt sind, als auch jener 3 Knoten, die benetzt geblieben sind, Abbildung 6.1.5, verglichen. In entsprechenden Berechnungen hat sich ergeben, dass eine Netzabhängigkeit der numerischen Ergebnisse bei Variation der Knotenanzahl in i – Richtung ($N > 20$) praktisch nicht beobachtet werden kann. Allerdings stellt man eine solche Abhängigkeit von der Knotenanzahl in j – Richtung fest, siehe **Diagramm 6.1.2**. Im Ergebnis der Testrechnungen ist eine Knotenzahl von 70 in j -Richtung für die weiteren Simulationsrechnungen festgelegt worden.

Wie oben bereits erwähnt, erfolgt die Lösung des inversen Wärmeleitproblems im Blech unter Nutzung der instationären Temperaturverläufe der trockenen Oberfläche. Verwendet werden dabei experimentell bestimmte diskrete Wandtemperaturen, die sog. Spottemperaturen. Ihre Plausibilität wird im folgenden analysiert, in dem die Pixeltemperaturen zwischen den Spottemperaturen bei zwei verschiedenen exemplarischen Zeiten in der **Diagramm 6.1.3** untersucht werden. Es ist festzustellen, dass sich die Spottemperaturen physikalisch plausibel in den beiden Zeitebenen den örtlich dazwischen liegenden Pixeltemperaturen zuordnen, d.h. die Spottemperaturen, die in das numerische Modell einfließen, ordnen sich in den lokalen Temperaturverlauf logisch ein.

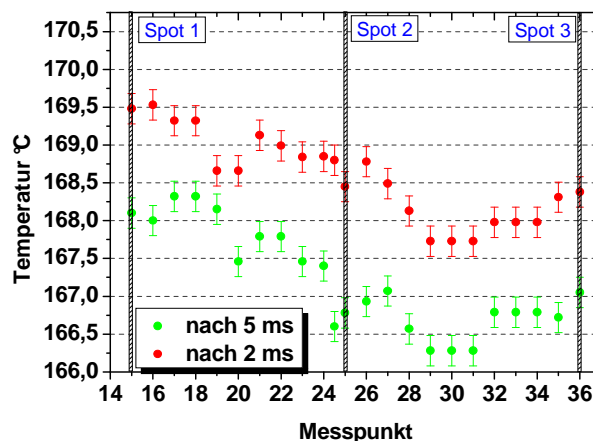


Diagramm 6.1.3. Überprüfung der repräsentativen Wiedergabe der lokalen Temperaturverteilung durch die Spot-Temperaturen.

Eingang in das numerische Modell findet allein die Temperaturinformation des Spots 2. An dieser lokalen Stelle stellt man im allgemeinen die maximalen Kühlintensitäten und damit Blechtemperaturabnahmen fest. Mit dieser Vorgehensweise dürften einerseits die maximalen Wärmestromdichten bei der Spray-Wand-Interaktion bestimmt werden. Andererseits

gewährleistet die spezielle Temperaturinformation des Spots 2 nicht die Ermittlung einer mittleren repräsentativen Kühlintensität, die hier nicht angestrebt wird.

Das Modell wird in FORTRAN 90, [131], [132], programmiert. Ihm liegt folgender Zeitablauf der beteiligten Prozesse und Verfahren zu Grunde.

In der **Abbildung 6.1.5** wird schematisch dieser Zeitablauf auf einer Zeitachse dargestellt, beginnend mit dem Triggersignal für Düse und Visualisierung, dem Zeitpunkt Null bezogen auf das Experiment.

Der erste Zeitbereich, etwa 1,4 ms, erstreckt sich vom Triggerungszeitpunkt bis zum Auftreffen der ersten Tropfen auf der Wandoberfläche (PDA - Untersuchungen Kapitel 4.4.3). Am Ende dieses ersten Bereichs beginnt die numerische Rechnung. Nach weiteren 0,9 ms, der sog. Durchdringzeit des Temperatursignals, beginnt die eigentliche inverse Lösung des Wärmeleitproblems, bei der iterativ das Minimum der Quadrate der Temperaturdifferenzen zwischen experimenteller und numerisch ermittelter trockener Wandoberflächentemperatur angestrebt wird, Gleichung 6.1.1. Dieser zeitliche Beginn der inversen Lösung des Wärmeleitproblems ist der zeitliche Nullpunkt im Bezug auf die infrarotthermografische Messung.

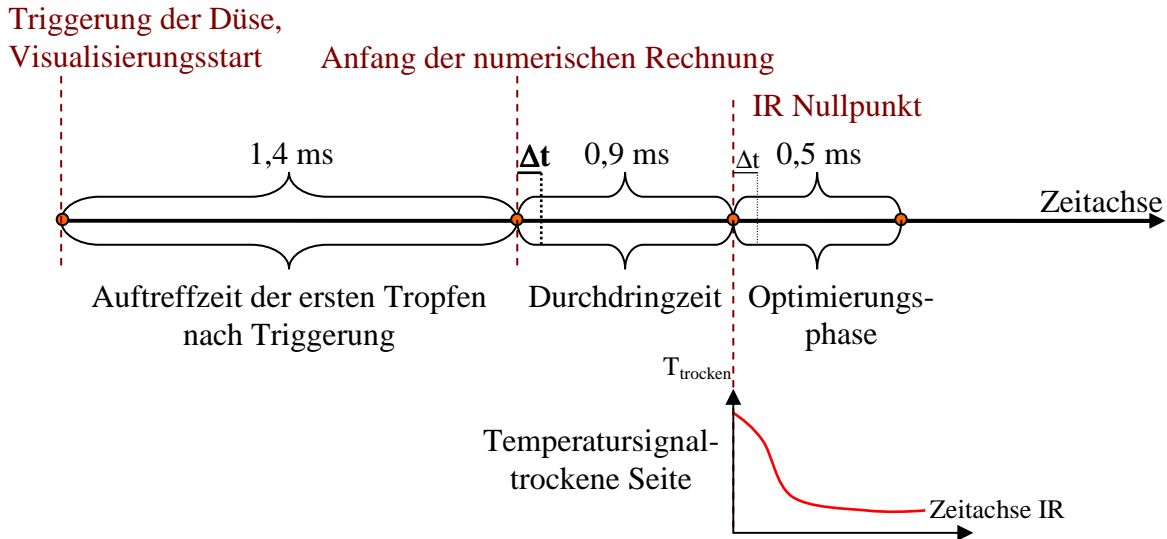


Abbildung 6.1.5. Zeitablauf hinsichtlich der beteiligten Prozesse und Verfahren.

Die Minimierung der Fehlerquadratsumme gemäß Gleichung 6.1.1 erfolgt mit der robusten Methode zur Nullpunktbestimmung, der Regula Falsi Methode, **Gleichung 6.1.9**, siehe **Anhang E**.

$$\dot{q}_{\text{nass},2} = \dot{q}_{\text{nass},0} - S_0 \cdot \frac{\dot{q}_{\text{nass},1} - \dot{q}_{\text{nass},0}}{S_1 - S_0} \quad (6.1.9)$$

Ziel der inversen Lösung ist die Bestimmung jener \dot{q}_{nass} -Werte, die zum Minimum der Fehlerquadratsumme führen. Dabei wird folgendermaßen vorgegangen:

Da die für die Ermittlung der Fehlerquadratsumme verwendeten trockenen Wandtemperaturen hinsichtlich des momentanen aufgeprägten \dot{q}_{nass} -Wertes in der „Zukunft“ liegen, wird zu Beginn der numerischen Rechnung in der Durchdringzeit zunächst ein konstanter \dot{q}_{nass} -Wert vorgegeben. Das instationäre Wärmeleitproblem im Blech wird jetzt zeitlich vorwärts 1,4 ms lang gerechnet, wobei das Minimum der Fehlerquadratsumme über die Zeit von 0,5 ms, beginnend mit dem Nullpunkt der infrarotthermografischen Messung, ermittelt wird.

Der so bestimmte erste \dot{q}_{nass} -Wert wird dem ersten Zeitintervall, bezogen auf den Nullpunkt der infrarotthermografischen Messung, zugeordnet. Dann wird in der Zeit ein Intervall Δt vorangeschritten und jener neue \dot{q}_{nass} -Wert ermittelt, der sich bei dem entsprechenden Minimum der Fehlerquadratsumme wiederum in dem gewählten Optimierungsintervall von 0,5 ms der numerisch insgesamt überstrichenen 1,4 ms ergibt. Dabei ist jetzt erstmalig die Wärmestromdichte des ersten Zeitintervalls der infrarotthermografischen Messung in das Optimierungsproblem einbezogen worden. In dieser Weise werden zeitlich fortschreitend die Wärmestromdichten der benetzten Oberfläche bestimmt, wobei die Wanderung der Benetzungsgrenze 2,3 ms nach Triggerung der Düse, also 0,9 ms nach dem Anfangszeitpunkt der numerischen Rechnung beginnt.

Die Optimierung über den Zeitbereich von 0,5 ms wirkt sich glättend auf die inverse Lösung des Wärmeleitproblems und damit auf das $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Profil aus. Dieser Zeitbereich von 0,5ms wurde im Resultat von Testrechnungen festgelegt. Er ist so groß, dass Oszillationen in der Lösung vermieden werden, und nicht so groß, dass es zu Verschmierungen im Ergebnis $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ kommt. Zu erwähnen ist in diesem Zusammenhang, dass die infrarotthermographisch ermittelten trockenen Wandtemperaturen durch einen geeigneten analytischen Zusammenhang (Polynom) approximiert worden sind.

Der wesentliche Vorteil dieser Modellierungsmethode besteht darin, dass sie keine Kenntnisse über die flüssigkeitsseitigen Transportprozesse benötigt. Dies ist von besonderer Bedeutung bei Kraftstoffen, deren Zusammensetzung je nach Herkunftsort und Raffinerieprozess schwankt. Allein mit der Kenntnis der trockenen Wandtemperatur und einer präzisen Auswertung von Visualisierungsexperimenten gelingt die Bestimmung der sprayseitigen Wärmestromdichten.

Die Überprüfung der inversen Methode zur Ermittlung der sprayseitigen Wärmestromdichten erfolgt durch die Gegenüberstellung der trockenen Temperaturverläufe nach direkter Lösung

des zweidimensionalen Wärmeleitproblems im Blech unter Verwendung des invers ermittelten $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ - Verlaufes. In dem **Diagramm 6.1.4** ist für Benzin bei einer Blechanfangstemperatur von 180 °C der experimentell ermittelte trockene Wandtemperaturverlauf dargestellt. Er dient im Rahmen der inversen Methode zur Ermittlung der sprayseitigen Wärmestromdichten, siehe Diagramm 6.1.7. Diese wiederum sind, wie erwähnt, gemeinsam mit den Wärmestromdichten der trockenen Wandoberfläche, als Randbedingungen bei der direkten Lösung des Wärmeleitproblems vorgegeben worden, sodass sich die trockenen Wandtemperaturen berechnen lassen (Simulation).

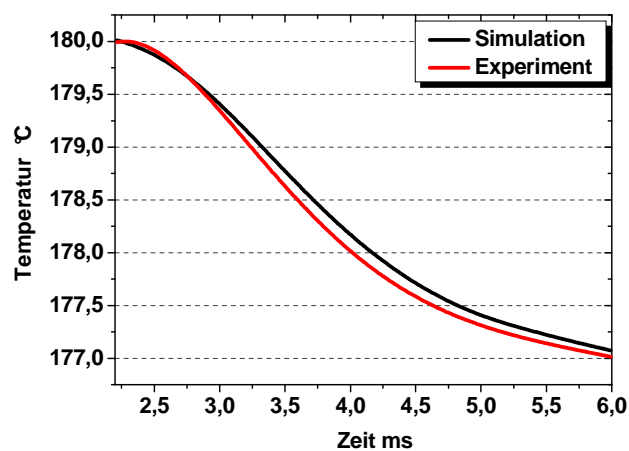


Diagramm 6.1.4. Überprüfung der Konvergenz des inversen numerischen Verfahrens durch Gegenüberstellung des experimentellen Wandtemperaturverlaufs mit jenem nach direkter Lösung des Wärmeleitproblems, Benzin, 180°C.

Man erkennt die relativ gute Übereinstimmung zwischen den beiden Wandtemperaturverläufen. Die quantitativen Unterschiede sind objektiv auf die Unschärfe des inversen Verfahrens zurückzuführen, die, wie oben erwähnt, durch Minimierung der Fehlerquadratsumme über den nach Testrechnungen ermittelten Zeitabschnitt für die Optimierung von 0,5 ms stark abgesenkt worden ist.

Bevor die Ergebnisse für die Wärmestromdichten präsentiert werden, wird die Dynamik des Temperaturfeldes bei wandernder Benetzungsgrenze im **Diagramm 6.1.5** in verschiedenen Zeitebenen und in verschiedenen Blechtiefen dargestellt.

Diese wandernde Benetzungsgrenze¹⁰, die eine Wanderung der Grenze der Randbedingung bewirkt, verursacht auf der nassen Wandoberfläche die vergleichsweise größte Dynamik des Temperaturfeldes. In der Zeitebene 2 ms, die Wand ist noch homogen benetzt, wird das Temperaturniveau gleichförmig abgesenkt. Bereits bei 3 ms differenziert sich der örtliche

¹⁰ Ihre örtliche x-Position wird durch die Lage der vollen Quadrate auf dem jeweiligen Temperaturverlauf im Diagramm 6.1.5 symbolisiert.

Temperaturverlauf sehr deutlich. Die Temperaturabsenkung ist im benetzten Gebiet deutlich größer als im unbenetzten Gebiet. Bemerkenswert ist die örtliche „Verschmierung“ des Temperaturverlaufs in der Umgebung der Benetzungsgrenze durch Wärmeleitung. Nach 4 ms registriert man die größte Temperaturabsenkung im Benetzungsbereich, die im weiteren Verlauf, 5 und 6 ms, durch axiale Wärmeleitung wieder abgebaut wird. Dieser Trend lässt sich noch ansatzweise in 25 μm –Blehtiefe erkennen, jedoch durch die Wirkung der Wärmeleitung nicht mehr in der größeren Blehtiefe und auf der trockenen Wandoberfläche. Die Berechnung des zweidimensionalen Temperaturfeldes im relativ dünnen Testblech zeigt damit auch, dass sich Benetzungsprozesse (partielle Wandbenetzung) und ihre resultierenden Kühlwirkungen, die sich quasi auf der Mikroebene hinsichtlich der Interaktionsfläche abspielen, durch die „verschmierende“ Wirkung der Wärmeleitung praktisch nicht thermographisch auf der trockenen Oberfläche des Bleches auflösen lassen.

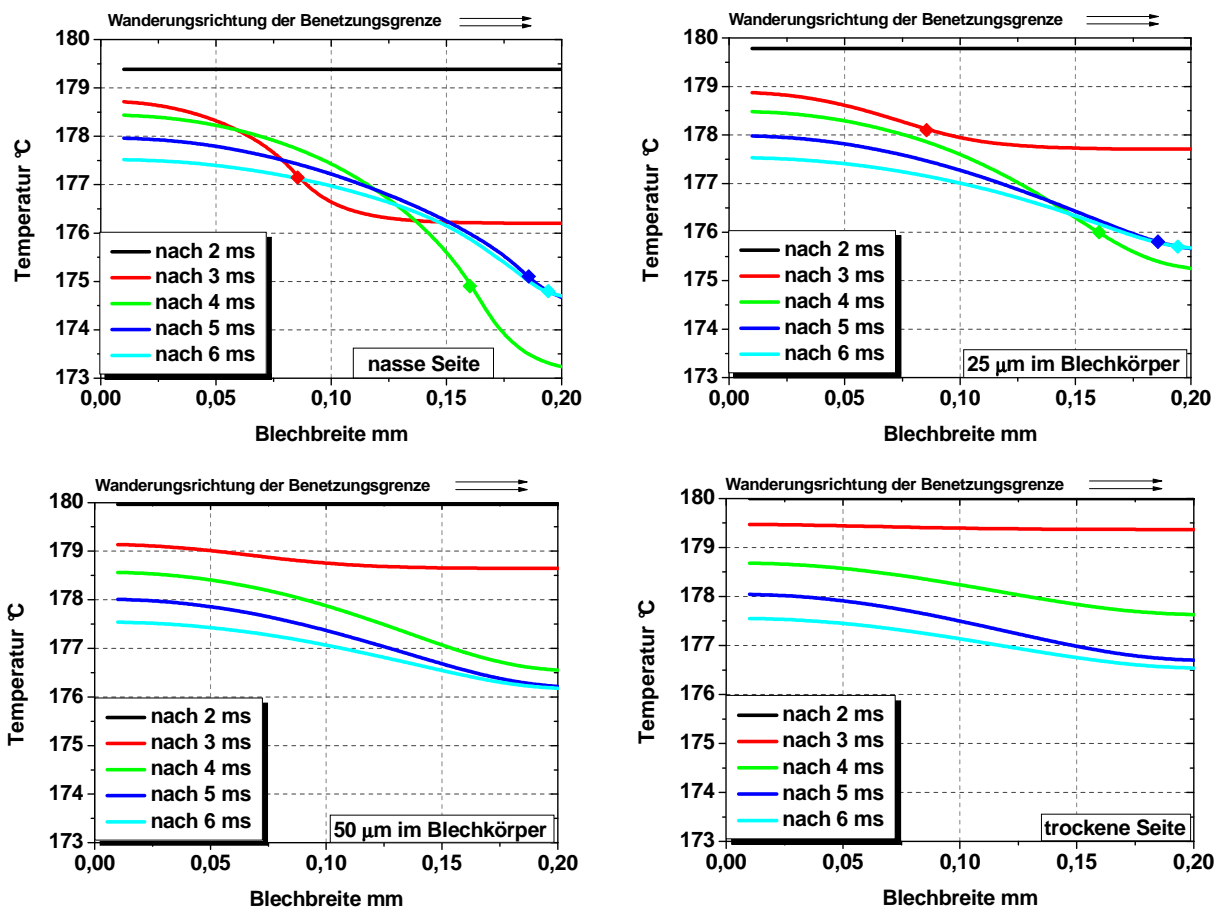


Diagramm 6.1.5. Dynamik des Temperaturfeldes im Blech ($s=100 \mu\text{m}$) bei wandernder Benetzungsgrenze an der nassen Oberfläche, und in verschiedenen Tiefen des Blechkörpers (ausgehend von der nassen Seite) sowie auf der trockenen Seite, Ottokraftstoff, $T_B=180^\circ\text{C}$.

Bevor die eigenen $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ - Ergebnisse präsentiert werden, wird im **Diagramm 6.1.6** ein entsprechender Verlauf nach Einzeltropfen-Wand-Interaktion dargestellt. Charakteristisch für diesen Verlauf sind die im Ergebnis des Direktkontaktes Tropfen-Wand zu Beginn auftretenden großen Wärmestromdichten im Benetzungsbereich, die im weiteren Verlauf mehr oder weniger einer Normalverteilung folgend, [126], absinken.

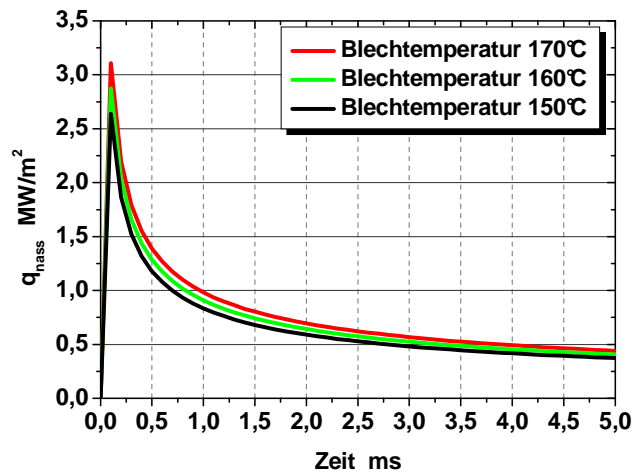


Diagramm 6.1.6. Verlauf der Wärmestromdichte während der Einzeltropfen-Wand-Interaktion innerhalb von 5 ms, [133].

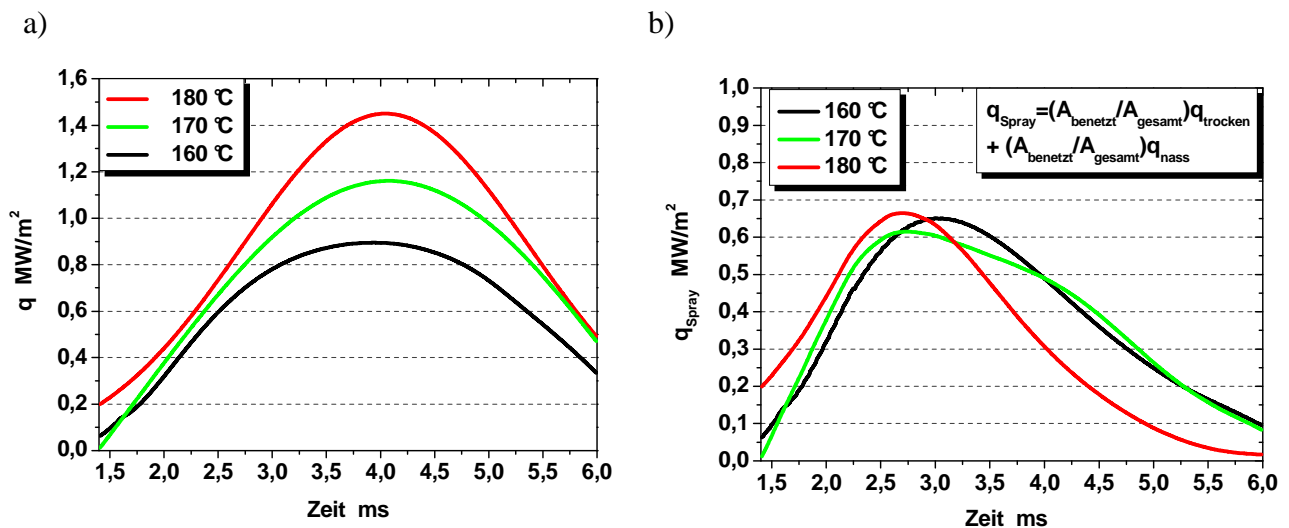


Diagramm 6.1.7. Verlauf der Wärmestromdichten auf der nassen Blechseite (a), sowie mittlere Wärmestromdichten q_{Spray} gemäß Gleichung 6.1.9 (b), Ottokraftstoff.

Demgegenüber ergeben die Auswertungen der eigenen Simulationsrechnungen für n-Octan, n-Hexan sowie für binäre, ternäre Systeme und Ottokraftstoff prinzipiell und qualitativ andere

Verläufe der sprayseitigen Wärmestromdichten nach Spray-Wand-Interaktion, Abbildungen 6.1.7 – bis 6.1.10.

Im **Diagramm 6.1.7** werden die sprayseitigen Wärmestromdichten für den Ottokraftstoff unterhalb der Leidenfrosttemperatur präsentiert. Bei etwa 1,4 ms treffen die ersten Tropfen auf der Wand auf und der Prozess der vollkommenen Wandbenetzung vollzieht sich gemäß Abbildung 6.1.5 in den nächsten 0,9 ms. In dieser zeitlichen Phase steigen die Wärmestromdichten an und erreichen nach weiteren 2 ms das Maximum, welches von der Wandtemperatur abhängt. Je größer diese ist, desto größere Wärmestromdichten ergeben sich. Nach Durchlaufen des Maximums sinken die Wärmestromdichten in der Phase der Austrocknung der Wand.

Diese Wärmestromdichten beschreiben, wie erwähnt lokal unabhängig, die Kühlung der Wand allein im teilbenetzten Bereich. Formuliert man eine mittlere Wärmestromdichte der nassen Blechoberfläche gemäß **Gleichung 6.1.10**,

$$\dot{q}_{\text{Spray}} = \dot{q}_{\text{nass}} \left(\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}} \right) + \dot{q}_{\text{trocken}} \left(1 - \left(\frac{A_{\text{benetzt}}}{A_{\text{gesamt}}} \right) \right), \quad (6.1.10)$$

dann lassen sich die Verläufe des Diagramms 6.1.7 (b) ermitteln. Im Unterschied zu den $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ Verläufen stellen sich die Maxima jetzt bei etwa 2,5 ms ein, jener Zeit, bei der die letzten Tropfen auf dem Blech aufgetroffen sind. Die Werte dieser Maxima sind vergleichsweise wesentlich kleiner und die Differenzierung der Verläufe, wie sie sich bei den $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werten ergibt, lässt sich nicht feststellen. Hervorhebenswert im Vergleich zu einer Einzeltropfen-Interaktion, in deren Resultat sich im wesentlichen fallende $q(t)$ -Verläufe ergeben, ist der spezielle Charakter der hier ermittelten $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Verläufe, die in der gesamten Phase der Auftreffens des Sprühstrahls steigende Tendenzen aufweisen.

Die weitere Analyse des Prozesses erfolgt nicht mit den $\dot{q}_{\text{Spray}}(t)$ -Werten, sondern, mit dem Ziel, die Austrocknung des Wandfilms zu modellieren, mit den $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werten. Die Größe der maximalen Wärmestromdichten \dot{q}_{nass} ist nicht nur abhängig von der Wandtemperatur, sondern auch vom Stoff. Betragen diese Werte bei Benzin etwa 1 bis 1,5 MW/m², so werden bei den Gemischen Werte zwischen 3,5 und 4,5 MW/m² erreicht, **Diagramm 6.1.10 (a)** und **(b)** sowie bei den reinen Stoffen 2,6 bis 5 MW/m², **Diagramme 6.1.8** und **6.1.9**.

Eine physikalisch fundierte Deutung der quantitativen Unterschiede der \dot{q}_{nass} -Verläufe der untersuchten Testmedien ist praktisch nicht möglich.

Zum einen wird der Austrocknungsprozess der Wand nicht durch Effekte des Blasensiedens beeinflusst, wie die Visualisierungen zeigen, Kapitel 5.1.1, sodass Unterschiede der Stoffwerte wie Dichteverhältnis ρ'/ρ'' und Zähigkeitsverhältnis η'/η'' einen wesentlichen Einfluss auf die Wärmestromdichte nicht ausüben.

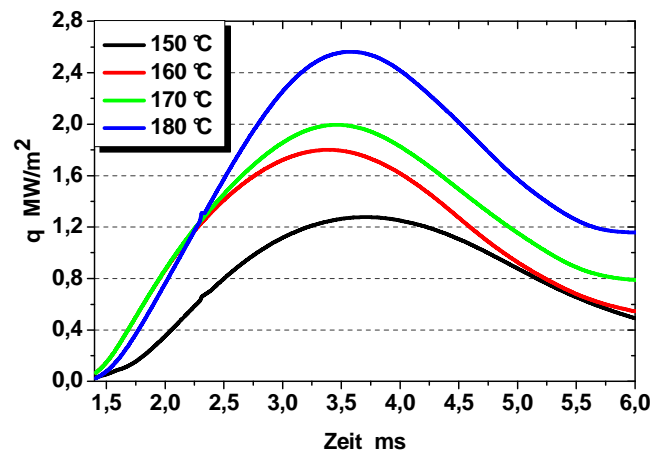


Diagramm 6.1.8. Verlauf der Wärmestromdichten auf der nassen Blechseite, n-Octan.

Eine andere Deutungsmöglichkeit ist in dem Unterschied der Temperaturdifferenz $T_L - T_S$ bei den einzelnen Testmedien zu suchen. Diese Differenz ist zum Beispiel bei n-Hexan größer als bei n-Oktan und tatsächlich ergeben sich deutlich größere maximale Wärmestromdichten bei dem niedriger siedenden Paraffin. Dieses Ergebnis ist insofern plausibel, als sich größere Temperaturgradienten im Flüssigkeitsfilm einstellen, wenn die Leidenfrostgrenze nach oben verschoben wird und man von einer konstanten Filmdicke ausgeht. Eine physikalische Deutung der Änderung der Temperaturdifferenz $T_L - T_S$ kann jedoch nicht gegeben werden.

Darüber hinaus ist der Einfluss der unterschiedlichen Dichten der Testmedien auf die abgesprühete Flüssigkeitsmasse und damit auf die Massenstromdichte an der Wand zu sehen. Dieser Einfluss ist, wie bereits oben erwähnt, objektiv nicht zu beseitigen, führt aber zu dem plausiblen Ergebnis, dass sich bei 1,2,4-Trimethylbenzol deutlich größere maximale Wärmestromdichten ergeben, als bei n-Oktan. Das Dichteverhältnis beträgt $\rho_{C_9H_{12}}/\rho_{C_8H_{18}} = 875/700 = 1.25$ und hat damit bei gleicher Düse einen erheblichen Einfluss auf die abgesprühete Flüssigkeitsmasse unter Voraussetzung sonst gleicher Durchströmung.

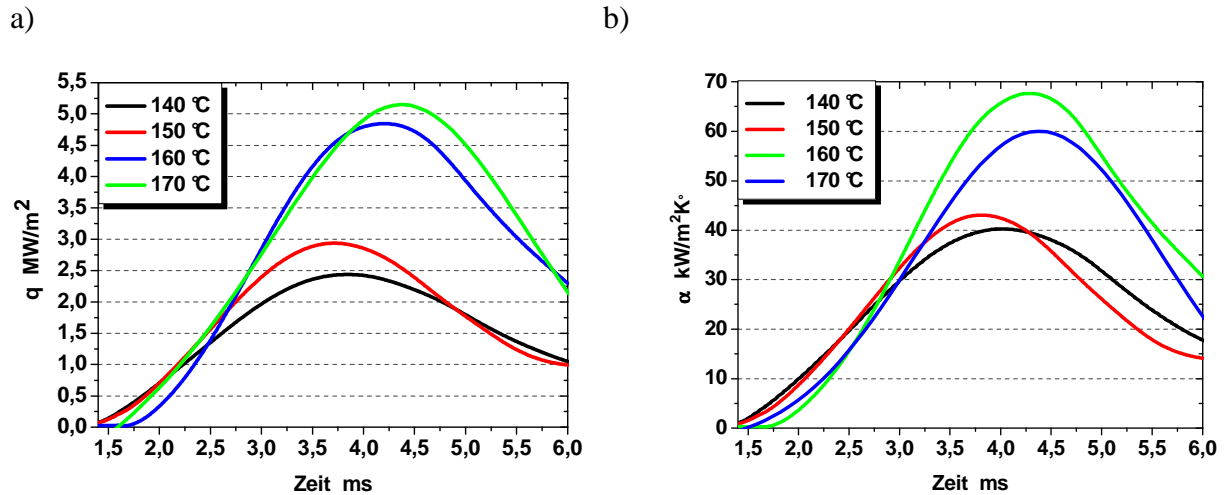


Diagramm 6.1.9. Verlauf der Wärmestromdichten (a) und Wärmeübergangskoeffizienten (b) auf der nassen Blechseite, n-Hexan.

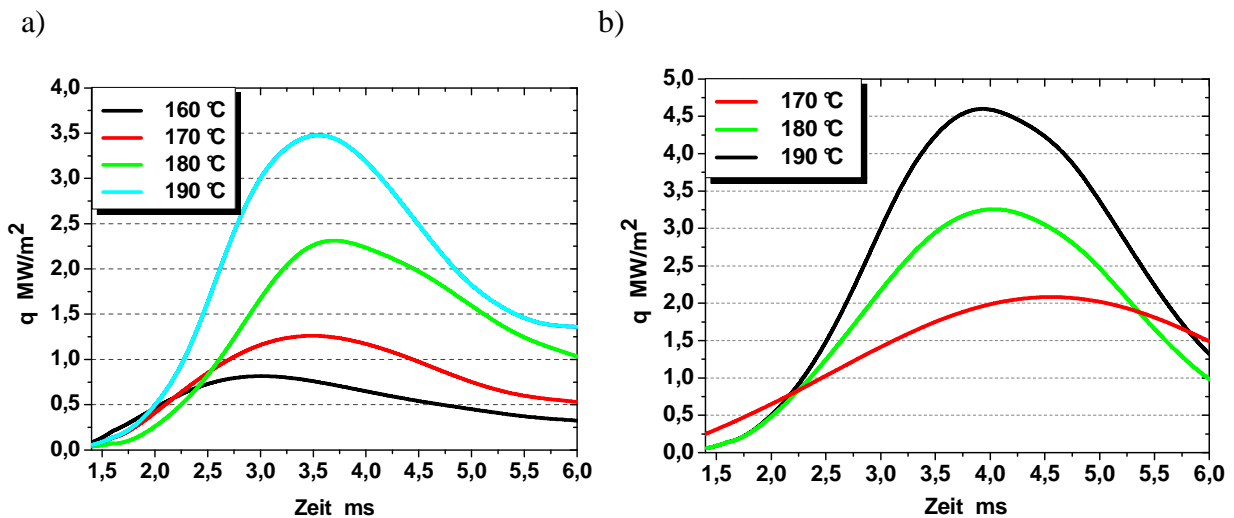


Diagramm 6.1.10. Verlauf der Wärmestromdichten auf der nassen Blechseite, Binäres System n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol (a), Ternäres System n-Octan + n-Hexan + 1,2,4-Trimethylbenzol (b)

Letztlich überlagert aber dieses Dichteproblem die anderen Effekte, wenn sie vorhanden sind, sodass eine fundierte Diskussion der quantitativen $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ - Werte nicht erfolgen kann.

Hinsichtlich der qualitativen Tendenz der $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Verläufe kann vergleichsweise auf die in [73] bestimmten Charakteristiken hingewiesen werden. Diese Ergebnisse von Meingast u.a. sind direkt durch sprayseitige Oberflächentemperaturmessung und durch Lösung der eindimensionalen instationären Energiegleichung mittels Laplace-Transformation ermittelt worden und stimmen qualitativ mit den eigenen Verläufen überein, Kapitel 2, Diagramm 2.2.

Im Diagramm 6.1.9 wird die auf $(T_{B,0} - T_S)$ bezogene Wärmestromdichte, also der Wärmeübergangskoeffizient dargestellt. Durch diesen Bezug bleibt der qualitative Funktionsverlauf völlig erhalten. Die quantitativen Unterschiede verändern sich durch den Temperaturbezug nicht.

Die Kenntnis der Wärmestromdichten im benetzten Bereich der Wand ermöglicht jetzt Aussagen über die Dynamik der Austrocknung des Wandfilms. Diese Dynamik wird u.a. wesentlich von der Filmdicke beeinflusst. Sie wird im Rahmen dieser Arbeit experimentell nicht bestimmt. Abschätzungen zur Dicke des Flüssigkeitsfilms müssen daher theoretischer Art sein. Im folgenden werden solche Abschätzungen unter Nutzung der Konturtheorie benetzender Flüssigkeit durchgeführt.

6.2 Tropfenkontur

Charakteristisch für den Verdampfungsprozess der benetzenden Flüssigkeit auf der heißen Oberfläche ist die relativ kleine Wanderungsgeschwindigkeit der Dreiphasenlinie Flüssigkeit-Wand-Gas. Daher wird der Unterschied zwischen dem Rückzugswinkel, [86], und dem statischen Kontaktwinkel α_k vernachlässigt. Dieser statische Kontaktwinkel wird als Eingangsgröße für die Berechnung der Form der freien Oberfläche der benetzenden Flüssigkeit verwendet. Eigene Messungen des Kontaktwinkels konnten nicht durchgeführt werden.

Die Festlegung eines konstanten statischen Kontaktwinkels von 26° für die Modellierung erfolgt in Bezug auf eine Messreihe in [134], die empirische Werte des Kontaktwinkels für n-Oktan auf metallischen Oberflächen präsentiert, siehe Kapitel 2.

Darüber hinaus wird davon ausgegangen, dass zum Beginn des Verdampfungsprozesses der repräsentative Wandausschnitt (5 mm x 5 mm) voll durch die Flüssigkeit benetzt ist und als Flüssigkeitsinsel angesehen wird, auch wenn die benetzte Wandfläche über die repräsentative Fläche hinausgeht. Letztere Voraussetzung ist erforderlich, weil sowohl der Kontaktwinkel als auch die Filmkontur bei geschlossenen großflächigen Flüssigkeitsfilmen anderen Gesetzen als jenen im folgenden angesetzten Modell folgen. Im Übrigen überschreiten die Flüssigkeitsgebiete, die nach ca. 3 ms auf Grund der großen Dynamik der partiellen Wandbenetzung auf der Blechoberfläche zu sehen sind, eine Breite von ca. 3 mm nicht,

sodass die Bestimmung der Filmdicke mit dem Tropfenkonturmodell physikalisch begründet vorgenommen werden kann.

Dieses **Tropfenkonturmodell** wird im folgenden beschrieben.

Die Benetzungskontur ist bei Voraussetzung statischer Benetzung durch die Schwerkraft und die Kohäsionskraft bestimmt. Da die freie Oberfläche an eine gasförmige Phase angrenzt, können die Adhäsionskräfte wegen der großen, mittleren Molekülabstände im Gas gegenüber den Kohäsionskräften vernachlässigt werden [135]. Der nach innen gerichtete Normaldruck im benetzenden Tropfen ist durch die Gauß-Laplacesche **Gleichung 6.2.1** bestimmt.

$$p_K = \sigma \cdot K \quad (6.2.1)$$

Der Kapillardruck p_K beschreibt den Einfluss der Oberflächenspannung σ auf die gekrümmte Phasengrenze durch den Drucksprung von der flüssigen p_L zur gasförmigen Phase p_V . Die örtliche, mittlere Krümmung K des Meniskus wird in der **Gleichung 6.2.2** durch die Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 beschrieben.

$$K = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{\sigma} (p_L - p_V) = \frac{P_K}{\sigma} \quad (6.2.2)$$

Gemäß der Bernoulli-Gleichung erhält man im Erdschwerefeld die gassetige Druckänderung, **Gleichung 6.2.3**.

$$\frac{dp_V}{dz} = -\rho_V \cdot g \quad (6.2.3)$$

und jene im Flüssigkeitsfilm, **Gleichung 6.2.4**.

$$\frac{dp_L}{dz} = -\rho_L \cdot g \quad (6.2.4)$$

Gemäß **Abbildung 6.2.1** steht z für die vertikale Längenkoordinate und ist somit ein Maß für die Flüssigkeitsdicke.

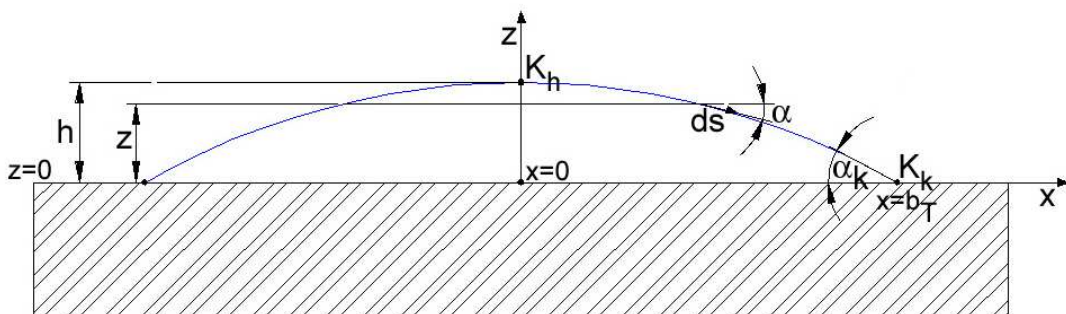


Abbildung 6.2.1. Schema der Tropfenkontur

Nach Subtraktion der beiden Gleichungen 6.2.3 und 6.2.4 und Integration erhält man die Beziehung **6.2.5**.

$$-(\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot (z - h) = (p_L - p_V)_z - (p_L - p_V)_{z=h} \quad (6.2.5)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichung 6.2.2 geht die Gleichung 6.2.5 in die **Gleichung 6.2.6** über.

$$K = K_h + \frac{\rho_L - \rho_V}{\sigma} g \cdot (h - z) = K_h + c \cdot (h - z) \quad (6.2.6)$$

Im folgenden wird von einer Unabhängigkeit der Kontur der Flüssigkeitsoberfläche von der y-Achse ausgegangen, d.h., die Kontur wird zweidimensional behandelt. Diese Annahme geht auf spezielle Benetzungsstrukturen zurück, siehe z.B. Abbildung 6.1.4., die durch langgestreckte walzenförmige Benetzungszungen charakterisiert sind.

Berücksichtigt man unter dieser Voraussetzung die Definition der Krümmung, **Gleichung 6.2.7**,

$$K = \frac{d\alpha}{ds}, \quad (6.2.7)$$

dann führt man den variablen Winkel α zwischen der Tangente zur Flüssigkeits – Luft-Phasengrenze und der Parallelen zur x-Achse ein, wobei s den Weg entlang der Flüssigkeitskontur symbolisiert, Abbildung 6.2.1. Der Winkel α lässt sich auch durch die Winkelfunktion, **Gleichung 6.2.8**,

$$\frac{dz}{ds} = -\sin \alpha, \quad (6.2.8)$$

ausdrücken. Er beschreibt die Variabilität des Anstiegs der Flüssigkeitskontur und geht am Benetzungsrand $x = b_T$ in den statischen Kontaktwinkel α_k über.

Führt man die Gleichungen 6.2.7 und 6.2.8 in die Kräftebilanz 6.2.6 ein, dann erhält man die **Differentialgleichung 6.2.9**,

$$[K_h + c \cdot (h - z)] \frac{dz}{d\alpha} = -\sin \alpha, \quad (6.2.9)$$

deren Integration die Bestimmungsgleichung für die z-Werte der Tropfenkontur $f(z,x)$ liefert, **Gleichung 6.2.10**,

$$z = \frac{K_k}{c} - \sqrt{\frac{2}{c}} \cdot \sqrt{\cos \alpha_k - \cos \alpha + \frac{1}{2c} K_k^2}. \quad (6.2.10)$$

Die Krümmung K_k der Kontur an der Stelle $z=0$ ergibt sich aus der **Gleichung 6.2.11**, in dem $z=h$, $\alpha=0$, in die Gleichung 6.2.10 eingesetzt wird.

$$h = \frac{K_k}{c} - \sqrt{\frac{2}{c}} \cdot \sqrt{\cos \alpha_k - 1 + \frac{1}{2c} K_k^2} \quad (6.2.11)$$

Die Konturbeschreibung bedarf neben der z-Koordinate auch jene für die x-Richtung. Sie folgt bei Verwendung der Winkelfunktion, **Gleichung 6.2.12**,

$$\frac{dx}{ds} = \cos \alpha, \quad (6.2.12)$$

sowie 6.2.7 in der Kräftebilanz 6.2.6 aus der **Differentialgleichung 6.2.13**,

$$\frac{dx}{d\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2c}} \cdot \frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos \alpha_k - \cos \alpha + \frac{1}{2c} K_k^2}}. \quad (6.2.13)$$

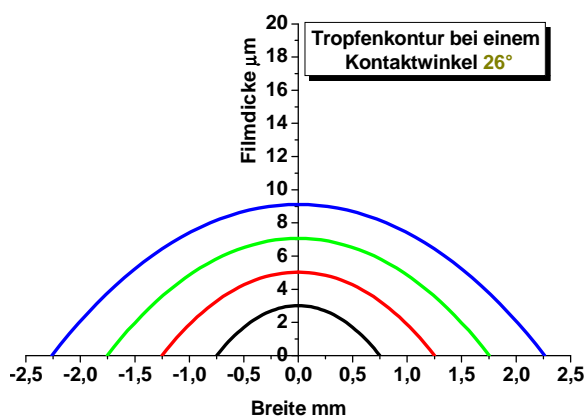
Ihre Integration führt auf die **Gleichung 6.2.14**,

$$x = \int_0^\alpha \frac{1}{\sqrt{2c}} \cdot \frac{\cos \alpha^*}{\sqrt{\cos \alpha_k - \cos \alpha^* + \frac{1}{2c} K_k^2}} d\alpha^*. \quad (6.2.14)$$

Die analytische Integration würde auf elliptische Integrale führen. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Integral 6.2.14 numerisch bestimmt.

Wie im Kapitel 2, Kenntnisstand, deutlich geworden ist, bereitet die Bestimmung des Kontaktwinkels Schwierigkeiten. Es wird daher, wie bereits angedeutet, im folgenden bei der Behandlung der instationären Flüssigkeitsfilm-Verdampfung, Kapitel 6.3, von der Konstanz des Kontaktwinkels während der Rechnung ausgegangen. Variationen des Kontaktwinkels werden von Rechnung zu Rechnung im Bereich von 15° bis 35° durchgeführt. Die Analyse der Filmverdampfung selbst wird, wie erwähnt, mit dem konstanten Kontaktwinkel 26° vorgenommen.

a)



b)

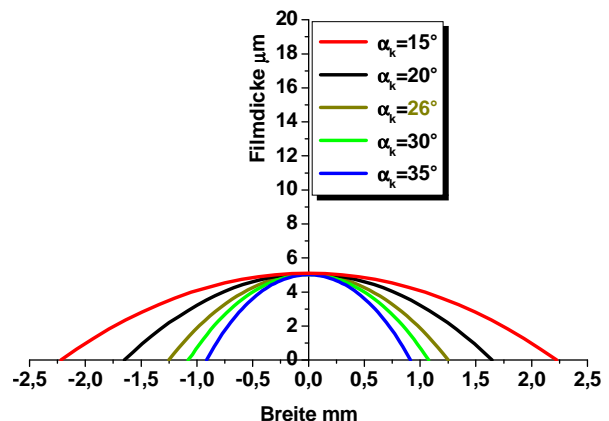


Diagramm 6.2.1. Einfluss von Benetzungsbreite auf die Filmdicke (a) sowie des Kontaktwinkels auf die Filmbreite (b)

Mit den Gleichungen 6.2.10, 6.2.11 und 6.2.14 werden Variantenrechnungen durchgeführt. Im **Diagramm 6.2.1** werden exemplarische Ergebnisse dargestellt, die gut mit den Ergebnissen eines Modells aus [136] übereinstimmen. Bei der Bewertung der im Diagramm 6.2.1 dargestellten Verläufe sind die unterschiedlichen Längeneinheiten in den beiden Koordinatenrichtungen zu berücksichtigen.

Der ausgewählte Variationsbereich des Kontaktwinkels, Diagramm 6.2.1 (b), zeigt, wie empfindlich die Breite der Tropfenkontur auf die Änderung des Randwinkels reagiert. Eine Verminderung des Kontaktwinkels von 26° auf 20° , bei gegebener Tropfenhöhe von $5\ \mu\text{m}$, verursacht eine Änderung der Konturbreite von 25%. Die sich dabei ergebende Konturbreite von $3,2\ \text{mm}$ hat seinerseits bei dem Winkel von 26° eine Filmdicke von $7\ \mu\text{m}$ zur Folge, Diagramm 6.2.1 (a). Es wird deutlich, dass Unsicherheiten hinsichtlich der Größe des Kontaktwinkels ihrerseits Unschärfen bezüglich der Dicke des Flüssigkeitsfilms nach sich ziehen. Qualitativ lassen sich allerdings Filmdicken mit dem Tropfenkonturmodell, Gleichungen 6.2.10, 6.2.11 und 6.2.14, voraussagen ($\leq 10\ \mu\text{m}$), die im Zusammenhang mit den Aussagen der Visualisierungen (i.a. sind die ermittelten Konturbreiten nach dem Aufreißen des Wandfilms $\leq 3\ \text{mm}$) das Kriterium des Blasenbildung nicht erfüllen. Eine Dampfblasenbildung liess sich in keinem der Experimente feststellen und es ist davon auszugehen, dass die Verdampfung an der Phasengrenzfläche Flüssigkeit/Luft stattfindet (sog. stilles Sieden)

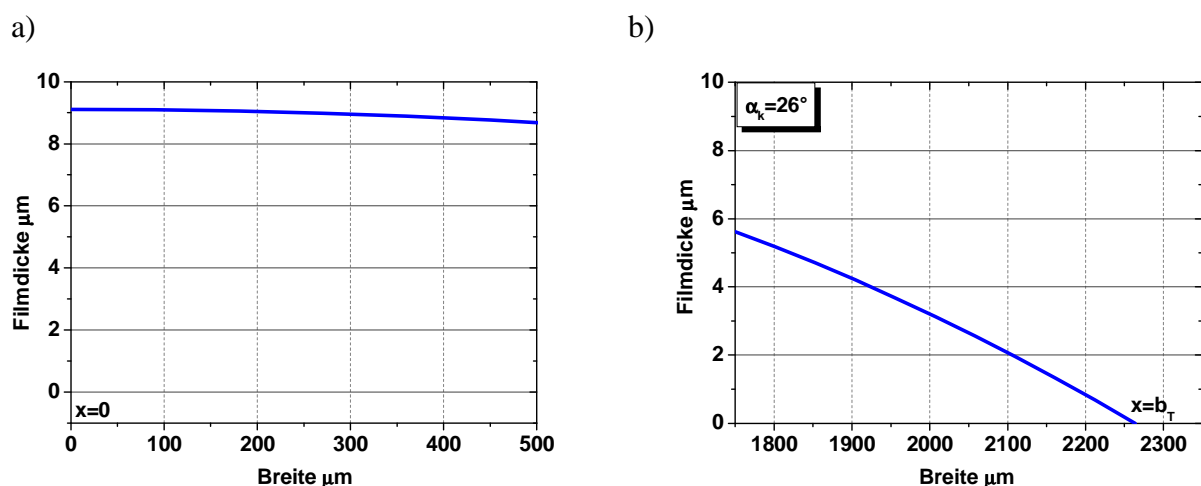


Diagramm 6.2.2 Tropfenkontur bei Verwendung gleicher Einheiten für Ordinate und Abszisse, in der Mitte (a) und am Rand (b).

Die Konturdarstellungen in der Abbildung 6.2.1 und in dem Diagramm 6.2.1. könnten den Eindruck vermitteln, dass die Flanken der dargestellten Kurven dominierend hinsichtlich der Geometrie der Kontur sind. Verursacht wird dieser Eindruck durch die unterschiedlichen Längeneinheiten der Ordinate und der Abszisse. Stellt man die Längen der Ordinate und der Abszisse mit der gleichen Längeneinheit dar, **Diagramm 6.2.2**, dann erkennt man, dass die Tropfenkontur im wesentlichen Plateaucharakter hat und die Konturflanken nur einen verhältnismäßig kleinen Anteil an der Phasengrenzfläche ausmachen. Der Plateaucharakter der Tropfenkontur bildet eine Grundlage für die Modellierung der Flüssigkeitsfilm-Verdampfung.

Mit dem Modell, Gleichungen 6.2.10, 6.2.11 und 6.2.14, wird die Dynamik der Abnahme der Filmdicke ermittelt, ohne die Kinetik des Wärmetransports im Film zu berücksichtigen. Es wird allein die experimentell ermittelte Wanderungsgeschwindigkeit der Benetzungsfront, Kapitel 5.3.1, genutzt, um die Konturbreite und damit die Filmdicke als Funktionen der Zeit zu bestimmen. Im **Diagramm 6.2.3**. sind für die Startwerte $t_0=2,3$ ms und $b_T(t_0)=1,25$ mm exemplarische Ergebnisse dieser Modellrechnungen dargestellt.

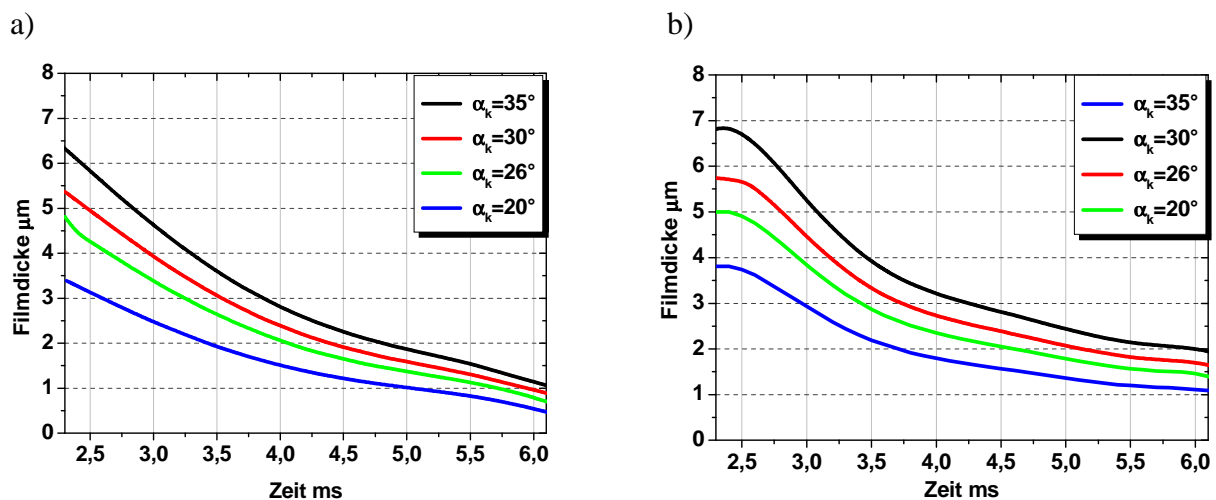


Diagramm 6.2.3. Dynamik der Filmdickenänderung bei Variation des Kontaktwinkels, Konturtheorie, Blechanfangstemperatur 170° , Ottokraftstoff (a), n-Oktan (b).

Demnach ist festzustellen, dass in Abhängigkeit vom Kontaktwinkel die anfänglichen Filmdicken zwischen $3 \mu\text{m}$ bis $7 \mu\text{m}$ liegen und die Verdampfungszeiten mehr als 4 ms betragen. Die Verläufe der Filmdicken werden durch das experimentell ermittelte Verhältnis

$\frac{A_{\text{Benetzt}}}{A}(t)$ bestimmt und sind damit stoffabhängig. Insgesamt stellt man für den reinen Kohlenwasserstoff die etwas größeren Verdampfungszeiten fest.

Im **Diagramm 6.2.4** sind bei dem konstantem Kontaktwinkel $\alpha=26^\circ$ die im Diagramm 6.2.1. (a) zugrunde gelegten anfänglichen Konturbreiten und Filmdicken variiert worden. Demnach ist die Verdampfungszeit relativ schwach abhängig von der anfänglichen Konturbreite bzw. Filmdicke. Diese Tendenz ist bei dem Multikomponentensystem Benzin stärker ausgeprägt als bei dem reinen Kohlenwasserstoff.

Es ist nun zu überprüfen, ob sich die in dieser Weise, also ohne Berücksichtigung der Energiebilanz im Film, ermittelte Dynamik der Filmdicke auch bei Berücksichtigung der Kinetik des Wärmetransports im Film bestätigt. Im folgenden Kapitel wird diese Kinetik der Modellierung zugrunde gelegt.

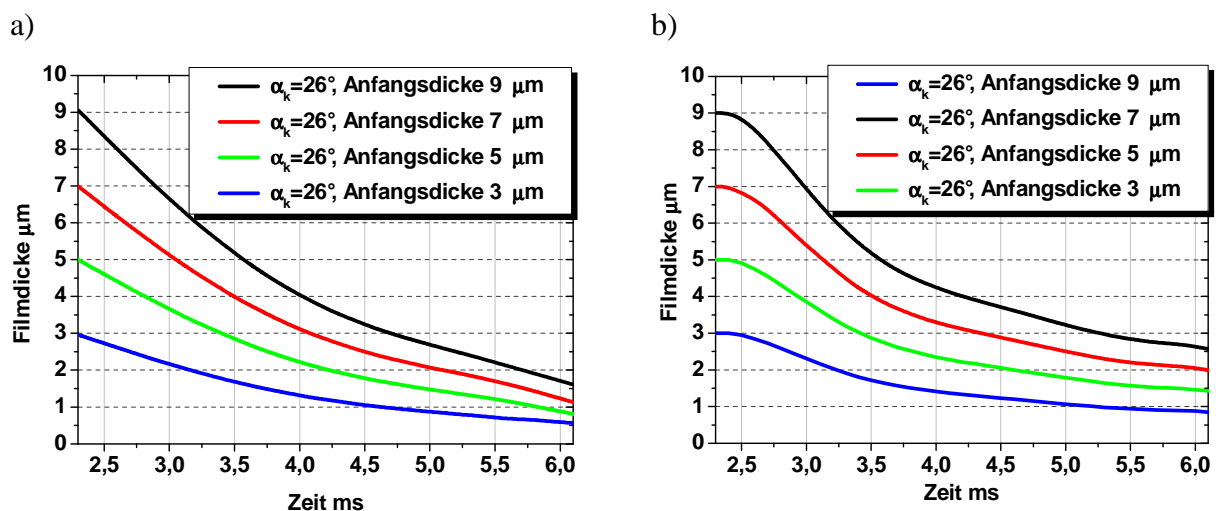


Diagramm 6.2.4. Dynamik der Filmdickenänderung bei Variation der anfänglichen Filmdicke, Konturtheorie, $\alpha=26^\circ$, Blechanfangstemperatur 170° , Ottokraftstoff (a), n-Oktan (b).

6.3 Verdampfung der benetzenden Flüssigkeit

Die im Kapitel 6.1 im benetzten Bereich der spraybeaufschlagten Wand ermittelten Wärmestromdichten und Wandtemperaturen sollen zur Modellierung des Verdampfungsprozesses in der benetzenden Flüssigkeit verwendet werden. Auf Grund der Erkenntnisse, die aus den experimentellen Untersuchungen, Kapitel 5.3.1, gewonnen worden sind, besteht die Möglichkeit des Vergleichs der Verdampfungszeiten.

Der Modellierung zugrunde gelegt wird n-Oktan als Ersatzstoff für Benzin, um die erforderlichen Stoffwerte bereitzustellen.

Wie oben erwähnt, weist die Tropfenkontur definitionsgemäß Plateaucharakter auf. Vernachlässigt man also die Änderung der Filmdicke im Bereich der Flanken und somit die Nichtlinearität der Tropfenkontur, dann kann man von einem ebenen Flüssigkeitsfilm konstanter Dicke ausgehen, der für die folgende Modellierung vorausgesetzt wird. Der Mechanismus des Wärmetransports wird, wie oben ebenfalls bereits festgestellt, nicht durch das Blasensieden beeinflusst. Durch Abschätzung des Kriteriums $Gr \cdot Pr$ lässt sich der Einfluss freier Konvektion in der horizontalen Flüssigkeitsschicht ermitteln. Dieses Kriterium ergibt sich für n-Oktan unter atmosphärischen Bedingungen unter Annahme der Filmdicke von $10 \mu\text{m}$ und der Temperaturdifferenz $(T_{\text{nass}} - T_{\text{Rand}}) = 170^\circ\text{C} - 120^\circ\text{C} = 50 \text{ K}$, **Abbildung 6.3.1**, aus:

$$Gr \cdot Pr = \frac{\beta \cdot g \cdot (T_{\text{Rand}} - T_{\text{nass}}) \cdot l_{\text{ch}}^3 \cdot \rho^2}{\eta^2} \cdot Pr = \frac{0,00162 \cdot 9,81 \cdot 50 \cdot 10^{-15} \cdot 611^2 \cdot 5,18}{0,000203^2} = 0,037.$$

Dieser Wert, der größtmäßig nach oben abgeschätzt worden ist, liegt in der Nähe der Grenze, $Gr \cdot Pr = 0,001$, des Übergangsbereichs zur reinen Wärmeleitung im Film. Es wird daher im folgenden davon ausgegangen, dass die Wärme durch reine Wärmeleitung im Film transportiert wird. Der Transport erfolgt eindimensional in Normalenrichtung zur Wand.

Die Annahme quasistationärer Temperaturverläufe, wie sie häufig bei entsprechenden Phasenübergangsproblemen verwendet wird, kann hier nicht von vornherein vorausgesetzt werden, da bis zum Erreichen der Siedetemperatur an der Phasengrenze eine sehr hohe Dynamik des Prozesses gegeben ist. Deshalb wird der Modellierung im folgenden das instationäre Wärmeleitproblem zu Grunde gelegt.

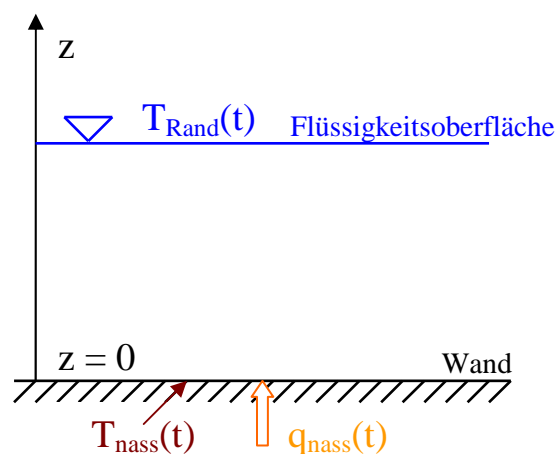


Abbildung 6.3.1. Ebener Flüssigkeitsfilm im Benetzungsbereich der Wand.

Dem Wärmeleitproblem werden prinzipiell zwei Randbedingungen erster Art aufgeprägt. Dabei ist die Flüssigkeitsoberflächentemperatur eine Randbedingung, die im Rahmen eines Nullstellenproblems so oft variiert wird, bis $\dot{q}_{\text{nass}}(t, z=0) = \dot{q}_{\text{nass}}(t)$ gilt. Die Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ ist im Ergebnis einer IR-Messung, einer Visualisierungsauswertung und der inversen Lösung des blechseitigen Wärmeleitproblems ermittelt worden, Kapitel 6.1. Der Wärmestrom an die Umgebung durch Konvektion und Strahlung wird in der Energiebilanz der Phasengrenze Flüssigkeit - Umgebung vernachlässigt. Der freie Parameter ist die anfängliche Schichtdicke der Flüssigkeit. Sie wird fallweise variiert und den durchzuführenden Variationsrechnungen jeweils zu Grunde gelegt. Da der Einfluss der Benetzungsflanken in der Modellierung vernachlässigt ist, wird das Verdunstungsproblem in der Richtung zu großer Verdunstungszeiten abgeschätzt. Tatsächlich müssten die Verdunstungszeiten kleiner sein.

Andererseits stehen durch die Ergebnisse der Auswertung der mikroskopischen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen Informationen über die benetzten Flächen zur Verfügung. Es gibt aber im Rahmen dieser Arbeit keine direkte Aussage über die Filmdicke. Die einzige Größe, die bei der vorgenommenen Modellierung die Filmdicke mit der benetzten Fläche (Konturbreite) verbindet, ist der Kontaktwinkel. Somit besteht die, wenn auch durch die Unschärfe des Kontaktwinkels eingeschränkte, Vergleichsmöglichkeit, die für n-Oktan im Diagramm 6.2.3 präsentierten Ergebnisse mit den im folgenden erzielten zu vergleichen.

Die Lösung des eindimensionalen, instationären Wärmeleitproblems in der Flüssigkeitsschicht erfolgt numerisch, aus Rechenzeitgründen nicht mit dem expliziten Verfahren (stabilitätssichernde kleine Zeitschritte), sondern mit dem impliziten Differenzenverfahren von J. CRANK und P. NICOLSON.

Bei diesem Verfahren benutzt man die Temperaturen der Zeitebenen t_k und t_{k+1} . Die Ableitung $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)$ wird durch den einfachen vorderen Differenzenquotienten approximiert,

Gleichung 6.3.1.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)^{k+1/2} \cong \frac{T_i^{k+1} - T_i^k}{\Delta t}, \quad (6.3.1)$$

während die Krümmung des Temperaturfeldes mit dem arithmetischen Mittel der zentralen Differenzenquotienten bei den Zeiten t_k und t_{k+1} ausgedrückt wird, **Gleichung 6.3.2.**

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)^{k+1/2} \cong \frac{1}{2} \left(\frac{T_{i-1}^{k+1} - 2T_i^{k+1} + T_{i+1}^{k+1}}{\Delta z^2} + \frac{T_{i-1}^k - 2T_i^k + T_{i+1}^k}{\Delta z^2} \right) \quad (6.3.2)$$

Diese Vorgehensweise ist vorteilhaft, weil bei der Wahl dieses impliziten Differenzenverfahrens größere Zeitschritte Δt verwendet werden können und durch eine genauere Approximation der Differentialquotienten die Konvergenzgeschwindigkeit verbessert wird.

Setzt man die Differenzen – Approximationen 6.3.1 und 6.3.2 in die **Fouriersche Differentialgleichung 6.3.3** ein,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (6.3.3)$$

dann folgt das algebraische **Gleichungssystem 6.3.4**,

$$\frac{1}{\Delta t} \cdot (T_i^{k+1} - T_i^k) = \frac{1}{2} \cdot a \cdot \frac{1}{\Delta z^2} (T_{i-1}^{k+1} - 2T_i^{k+1} + T_{i+1}^{k+1} + T_{i-1}^k - 2T_i^k + T_{i+1}^k), \quad i=1,2,\dots,n \quad (6.3.4)$$

und mit $B = \frac{1}{2} \cdot \frac{a \cdot \Delta t}{\Delta z^2}$ erhält man die **Gleichung 6.3.5**

$$T_i^{k+1} = \frac{1}{1+2 \cdot B} \cdot [B \cdot (T_{i-1}^{k+1} + T_{i+1}^{k+1} + T_{i-1}^k + T_{i+1}^k) + T_i^k \cdot (1-2 \cdot B)]. \quad (6.3.5)$$

Die Temperaturen zur Zeit t_k sind bekannt, die drei Temperaturen zur Zeit t_{k+1} müssen berechnet werden. Die Lösung des linearen Gleichungssystems 6.3.5 erfolgt mit dem sog. **SOR - Iterationsverfahren (Successive Over-Relaxation)**, das eine Verallgemeinerung des Gauss-Seidel-Verfahrens ist. Während der Iteration wird unter Nutzung des sog. **Relaxationsfaktors ω_R** ständig eine Wichtung zwischen der aktuellen und der zeitlich alten Temperatur vorgenommen, **Gleichung 6.3.6**.

$$T_i^{k+1} = T_i^k \cdot (1 - \omega_R) + \omega_R \cdot T_i^{k+1} \quad (6.3.6)$$

- Für $0 < \omega_R < 1$ spricht man von *Unterrelaxation*. Nur in diesem Fall handelt es sich um eine echte gewichtete Mittlung von alter und neuer Temperatur. Unterrelaxation während des Iterationsprozesses wirkt sich stabilitätssichernd aus.
- Für $\omega_R = 1$ erhält man aus der **SOR** als Spezialfall wieder das Gauß-Seidel-Verfahren.
- Für $1 < \omega_R < 2$ handelt es sich um *Überrelaxation*, also um das **SOR-Verfahren** im eigentlichen Sinn.
- Für $\omega_R > 2$ ist das Verfahren im allgemeinen nicht stabil.

Das vorliegende Wärmeleitproblem enthält neben der eigentlichen numerischen Lösung noch ein weiteres anspruchsvolles Problem. Auf Grund des fortschreitenden Verdampfungsprozesses ändert sich zeitlich die Dicke des Flüssigkeitsfilms und somit die Grenze des Berechnungsgebietes, in der nach jedem Zeitschritt eine Wanderung des numerischen Gitters vorzunehmen ist. Die **Abbildung 6.3.2** stellt das Problem näher dar.

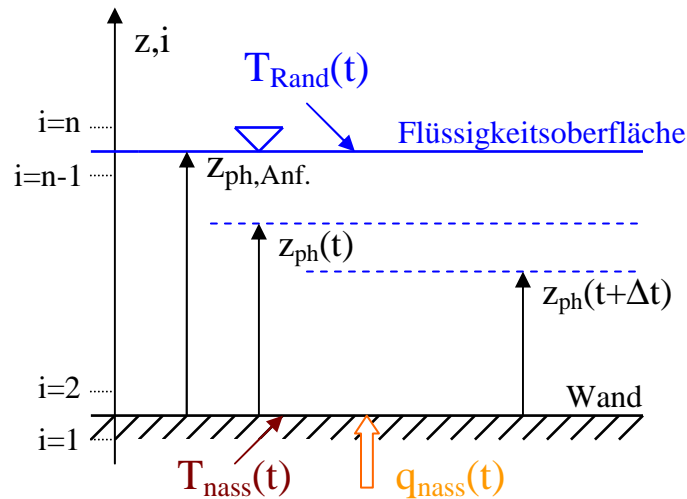


Abbildung 6.3.2. Phasengrenzlagen Flüssigkeit-Luft bei wanderndem numerischen Gitter.

Die Berücksichtigung der wandernden Grenze des Integrationsgebietes (Flüssigkeitsoberfläche) erfolgt durch die Lösung des Wärmeleitproblems in einem transformierten Raum. Die Transformationsvariable ist durch die **Gleichung 6.3.7** gegeben.

$$z^+ = \frac{z}{z_{\text{ph,Anf}}}, \quad \text{wobei } 0 \leq z^+ \leq 1 \quad (6.3.7)$$

Die zum Zeitpunkt $t=0$ bestimmten Werte von z^+ und Δz^+ (knotenanzahlabhängige Größe) gelten für die gesamte Rechenzeit. Die ständig abnehmende Dicke des Flüssigkeitsfilms $z_{\text{ph}}(t)$ streckt den Originalraum in jedem Zeitschritt in den stets gleich bleibenden transformierten Raum der Dicke 1, [137]. Ebenfalls ändert sich auch der $B(t)$ -Koeffizient, der jetzt für jeden Zeitschritt mit der **Gleichung 6.3.8** bestimmt wird.

$$B(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{a \cdot \Delta t}{\Delta z^{+2} \cdot z_{\text{ph}}(t)^2} \quad (6.3.8)$$

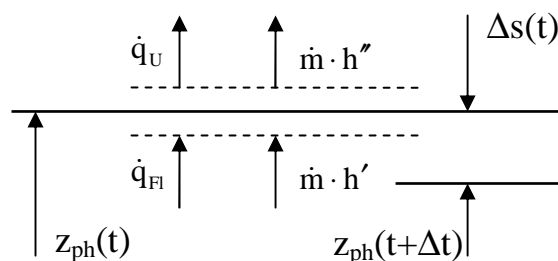


Bild 6.3.3. Schematische Darstellung zur Energiebilanz an der Phasengrenze.

Die zeitliche Abnahme der Flüssigkeitsdicke folgt aus der Energiebilanz an der Phasengrenze, **Abbildung 6.3.3, Gleichung 6.3.9.**

$$\dot{q}_{\text{Fl}} + \dot{m} \cdot h' = \dot{q}_{\text{U}} + \dot{m} \cdot h'' \quad (6.3.9)$$

Mit der Wanderungsgeschwindigkeit der Phasengrenze ds/dt ergibt sich die **Gleichung 6.3.10,**

$$\dot{q}_{\text{Fl}} = \dot{q}_{\text{U}} + \dot{m}(h'' - h') = \dot{q}_{\text{U}} + \frac{ds}{dt} \rho_{\text{Fl}} \Delta h_{\text{v}}, \quad (6.3.10)$$

bzw. nach Einführung des Grundgesetzes der Wärmeleitung, **Gleichung 6.3.11.**

$$\dot{q}_{\text{Fl}} = \dot{q}_{\text{U}} + \frac{ds}{dt} \rho_{\text{Fl}} \Delta h_{\text{v}} = -\lambda_{\text{Fl}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{Rand}} \quad (6.3.11)$$

Der trockene Wärmeverlust an die Umgebung $\dot{q}_{\text{U}} = \alpha \cdot (T_{\text{Rand}} - T_{\text{U}}) \ll \dot{q}_{\text{Fl}}$ und wird im folgenden vernachlässigt. Somit erhält man die **Gleichungen 6.3.12 und 6.3.13.**

$$\frac{1}{z_{\text{ph}}(t)} \cdot \lambda_{\text{Fl}} \cdot \frac{1}{\Delta z^+} \cdot (T_{i=n-1}^{k+1} - T_{i=n}^{k+1}) = \frac{ds}{dt} \rho_{\text{Fl}} \Delta h_{\text{v}} \quad (6.3.12)$$

$$\Delta s(t) = \frac{1}{z_{\text{ph}}(t) \cdot \rho_{\text{Fl}} \cdot \Delta h_{\text{v}}} \cdot \lambda_{\text{Fl}} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z^+} \cdot (T_{i=n-1}^{k+1} - T_{i=n}^{k+1}) \quad (6.3.13)$$

Das Problem wird mit einem Linearverlauf $T(t=0)$, der durch die Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{nass}}(t=0)$ gegeben ist, gestartet, **Gleichungen 6.3.14 und 6.3.15**

$$\text{AB:} \quad T(z) = T_{\text{nass}}(t=0) - \dot{q}_{\text{nass}}(t=0) \frac{1}{\lambda_{\text{Fl}}} \cdot z \quad (6.3.14)$$

$$T(z^+) = T_{\text{nass}}(t=0) - \dot{q}_{\text{nass}}(t=0) \frac{1}{\lambda_{\text{Fl}}} \cdot z_{\text{ph,Anf}} \cdot z^+ \quad (6.3.15)$$

Die Randbedingungen erster Art lauten wie folgt, **Gleichungen 6.3.16 und 6.3.17:**

$$\text{RB:} \quad z=0, \quad T_{\text{nass}}(t) = \frac{1}{2}(T_{i=1} + T_{i=2}) \Rightarrow T_{i=1} = 2 \cdot T_{\text{nass}}(t) - T_{i=2} \quad (6.3.16)$$

$$z=z_{\text{ph}}, \quad T_{\text{Rand}}(t) = \frac{1}{2}(T_{i=n} + T_{i=n-1}) \Rightarrow T_{i=n} = 2 \cdot T_{\text{Rand}}(t) - T_{i=n-1} \quad (6.3.17)$$

Der hier vorgegebene Wert der Flüssigkeitsoberflächentemperatur $T_{\text{Rand}}(t)$ ist während des gesamten Verdampfungsprozesses nicht bekannt. Diese Temperatur wird als Zielgröße der Rechnung genutzt, die, wie auch bei der inversen Lösung des Wärmeleitproblems im Blech, das *Regula Falsi* – Verfahren, Kapitel 6.1, verwendet. In jedem Zeitschritt wird diese Temperatur sooft variiert, bis die folgende Bedingung erfüllt ist, Gleichung **6.3.17:**

$$\dot{q}_{\text{Fl}}(t^{k+1}) = \frac{\lambda_{\text{Fl}}}{\Delta z^+ \cdot z_{\text{ph}}(t)} (T_{i=1} - T_{i=2}) \equiv \dot{q}_{\text{nass}}(t^{k+1}). \quad (6.3.17)$$

Im Rahmen von Variantenrechnungen wird die Rechnung jeweils mit unterschiedlicher Schichtdicke der Flüssigkeit durchgeführt. Die Simulationen der Verdampfungsprozesse finden im Zeitbereich von 2,3 ms bis 6,3 ms statt.

Im **Diagramm 6.2.3** werden Ergebnisse der Simulationsrechnung des Verdampfungsprozesses für n-Oktan bei einer Blechanfangstemperatur von 170° dargestellt. Das grau schraffierte Gebiet im Diagramm 6.2.3. (a) symbolisiert den Wertebereich bis zur Siedetemperatur des n-Oktans unter atmosphärischen Bedingungen. Bei einer anfänglichen Dicke von $9\ \mu\text{m}$ wird die Siedetemperatur des Paraffins an der Flüssigkeitsoberfläche nach ca. 4,5 ms überschritten. Im Diagramm 6.2.3 (b) sieht man, dass bei 4,5 ms die Dicke des Films auf unter $3\ \mu\text{m}$ abgesunken ist.

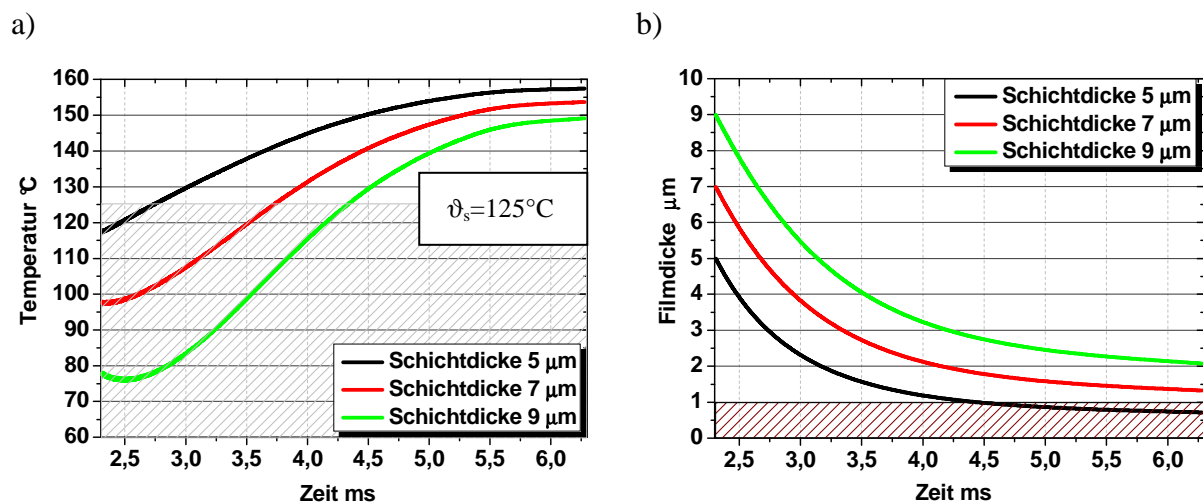


Diagramm 6.2.3. Dynamik der Flüssigkeitsoberflächentemperatur (a) und der Filmdicke (b) bei Variation der anfänglichen Filmdicken, n-Oktan, anfängliche Blechtemperatur 170° .

Vergleicht man die Verdampfungsergebnisse, z.B. für eine Anfangsschichtdicke von $9\ \mu\text{m}$ und bei dem Zeitpunkt von 6,3 ms, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Visualisierungsexperimente, Kapitel 5.3.1. Die zu diesem Zeitpunkt ermittelte Benetzung der Blechoberfläche bei 6,3 ms beträgt 27%, was näherungsweise bei einem Kontaktwinkel von 26° einer Filmdicke von $2,4\ \mu\text{m}$ entspricht, Kapitel 6.2. Insofern ergibt sich eine gewisse Plausibilität für die Annahme, dass die tatsächliche Anfangsfilmdicke im Bereich von ca. $9\ \mu\text{m}$ liegt.

Die Relevanz der im Diagramm 6.2.3 rechnerisch ausgewiesenen metastabilen Flüssigkeitsüberhitzungen, kann wegen der im Rahmen der Modellierung des

Verdampfungsprozesses der Flüssigkeit vorgenommenen Voraussetzungen nicht physikalisch begründet kommentiert werden.

Berücksichtigt man das von der Düse versprühte Flüssigkeitsvolumen und die bei der makroskopischen Visualisierung erkennbare Benetzungsfläche, dann lässt sich eine effektive maximale Filmdicke abschätzen. Danach sind Werte oberhalb von $10\ \mu\text{m}$ nicht zu erwarten.¹¹

Im **Diagramm 6.2.4** wird der Einfluss der Blechanfangstemperatur auf die Filmdicken untersucht. Wie erwartet, ergeben sich bei den höheren Blechtemperaturen kleinere Filmdicken. Da der Transportvorgang im Film aber durch die Wärmeleitung dominiert ist, sind diese Filmdickenänderungen vergleichsweise klein.

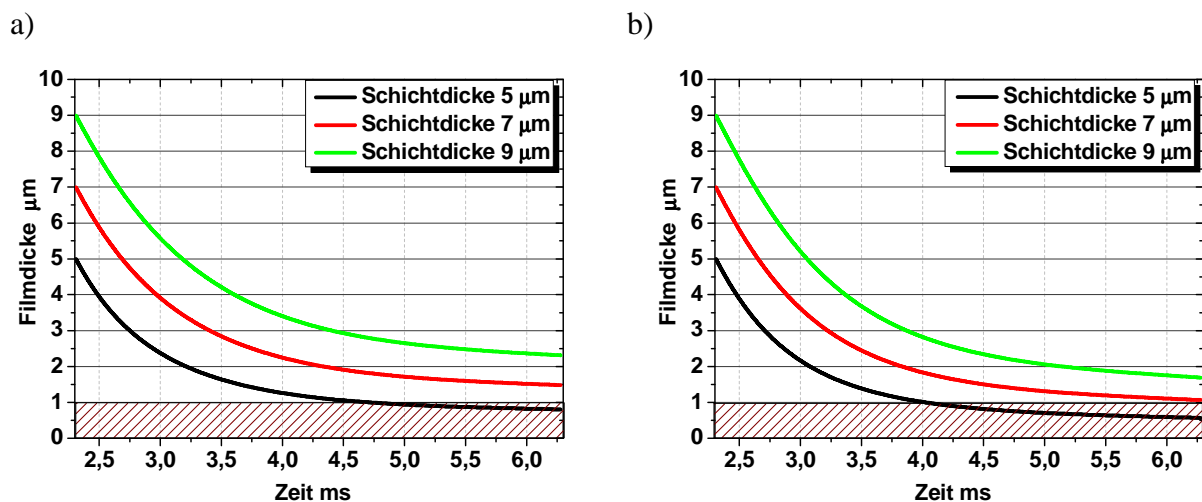


Diagramm 6.2.4. Dynamik der Filmdicke bei Variation der anfänglichen Blechtemperatur 160°C (a) und 180°C (b), n-Oktan.

Im hier bzw. auch im Diagramm 6.2.3 (b) rot hervorgehobenen Bereich der Filmdicke $\leq 1\ \mu\text{m}$ verliert das Ergebnis der Simulationsrechnung physikalische Bedeutung (u.a. durch die anwachsenden Flankeneffekte) und die Oberfläche kann praktisch als trocken betrachtet werden. Die eingezeichneten Verläufe in diesem Bereich haben somit nur theoretische Bedeutung.

Sind im Diagramm 6.2.3 (a) lediglich die Flüssigkeitsoberflächentemperaturen dargestellt, so werden im **Diagramm 6.2.5** die lokalen Temperaturprofile in der Flüssigkeitsschicht zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Wie erwartet, weisen diese Profile nahezu linearen Charakter auf, was auf die Dominanz des Transportterms gegenüber dem Speicherterm hinweist. Dieses Ergebnis resultiert trotz der sehr großen Dynamik des Transportvorgangs aus den sehr kleinen Filmdicken der Flüssigkeit und vereinfacht wesentlich den Verlauf weiterer Simulationsrechnungen.

¹¹ Dieser Maximalwert wird durch Verdunstung und ausbleibende Interaktion von Teilvolumina der Flüssigkeit mit der Wand tatsächlich abgesenkt werden.

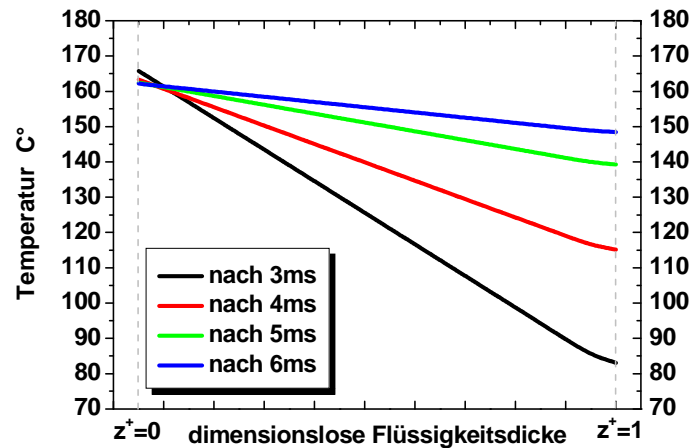


Diagramm 6.2.5. Lokale Temperaturprofile im Flüssigkeitsfilm, n- Oktan, anfängliche Filmdicke $9\ \mu\text{m}$, Blechanfangstemperatur 170°C .

Im **Diagramm 6.2.6** sind entsprechende Simulationsergebnisse für verschiedene, anfängliche Filmdicken bei der Blechanfangstemperatur von 170°C für n-Oktan dargestellt. Zugrunde gelegt sind die aus der Modellierung des Wärmetransports im Blech resultierenden Wärmestromdichten, die den Anstieg des jeweiligen linearen Temperaturverlaufes im Film bestimmen.

Im Vergleich mit den Ergebnissen im Diagramm 6.2.3 sind bei dieser Vorgehensweise praktisch keine Unterschiede festzustellen.

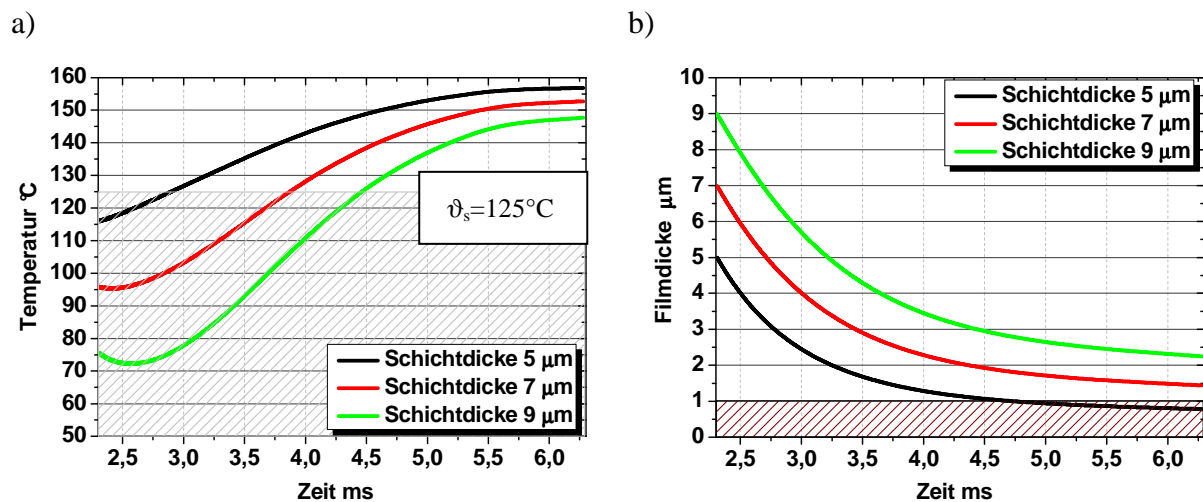


Diagramm 6.2.6. Dynamik der Flüssigkeitsoberflächentemperatur (a) und der Filmdicke (b) bei Variation der anfänglichen Filmdicken, Linearität des Temperaturverlaufs im Film, n-Oktan, anfängliche Blechtemperatur 170° .

Zur Verfügung stehen mit den Randtemperaturen der verdampfenden Flüssigkeit jetzt Informationen, die im folgenden genutzt werden sollen, um die verdampfte Flüssigkeitsmasse in Abhängigkeit von der Zeit zu bestimmen.

Der Verdampfungsprozess des flüssigen Wandfilmes findet bei stark transienten Oberflächentemperaturen der Flüssigkeit statt, siehe Diagramm 6.2.3, die zwischen der Umgebungstemperatur und der Siedetemperatur liegen. D.h., die Sättigungsdampfdrücke, siehe **Diagramm 6.2.7**, ändern sich in gleicher transienter Weise von wenigen 1000 Pa bis zu 100000 Pa, [138]. Damit durchläuft der Verdampfungsprozess des flüssigen Wandfilms während der relativ kleinen Zeit von ca. 5 ms zeitlich sehr schnell verschiedene Stofftransportmechanismen.

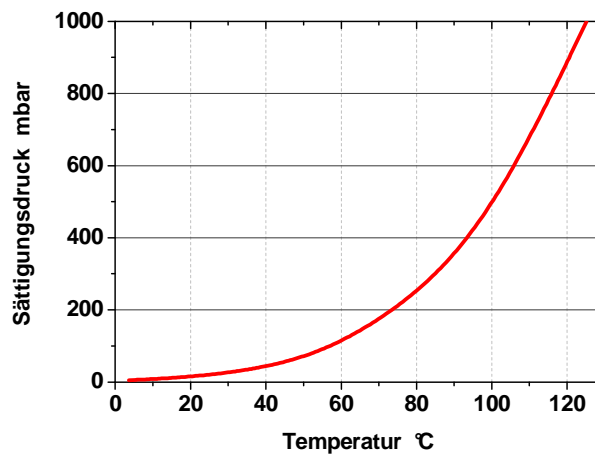


Diagramm 6.2.7. Dampfdruckkurve von n-Oktan unterhalb des atmosphärischen Druckes.

Zunächst wird der Stofftransport bei relativ kleinen Oberflächentemperaturen und damit entsprechend kleinen Sättigungsdampfdrücken an der Flüssigkeitsoberfläche durch die Gesetze der Verdunstung bestimmt. In diesem Zeitbereich beeinflusst die spezielle Umströmung der Wand bzw. des Wandfilms den Transportprozess und die Filmoberflächentemperatur ist durch die Kopplung von Wärme- und Stofftransport festgelegt. Mit schnell zunehmenden Temperaturen und Sättigungsdampfdrücken an der Flüssigkeitsoberfläche gewinnt dann der konvektive Transport des an der Phasengrenze gebildeten Dampfes Einfluss auf den Transportvorgang. Der Verdunstungsprozess geht in den Verdampfungsprozess über. Damit liegt dann nicht mehr der klassische Stoffübergang an einer halbdurchlässigen Wand mit dominierendem Transportwiderstand in der Grenzschicht des umströmenden Mediums, sondern der Prozess der Verdampfung vor, der unter den

gegebenen Versuchsbedingungen durch die von der Flüssigkeit nachströmende Wärme limitiert wird.

Die physikalisch begründete Modellierung des Gesamtprozesses, der vom Mechanismus der Verdunstung bei kleinen Dampfdrücken an der Phasengrenze bis zu jenem der Verdampfung bei höheren Sättigungsdampfdrücken reicht, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden.

Hier soll daher allein neben der bereits ermittelten Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ auch die in Abhängigkeit von der Zeit verdampfte Flüssigkeitsmasse angegeben werden.

Vernachlässigt man, wie oben erwähnt, den trockenen Wärmeübergang Film-Umgebung, dann gilt gemäß Gleichung 6.3.10 die Energiebilanz der Phasengrenze Film-Umgebung, **Gleichung 6.3.18.**

$$\dot{m}(t) = \frac{\dot{q}_{\text{nass}}(t)}{\Delta h_v(T_{\text{Rand}}(t))} \quad (6.3.18)$$

Die Verdampfungsenthalpie des n-Oktans wird mit der **Gleichung 6.3.19** in J/kmol ermittelt, [139],

$$\Delta h_v(T_{\text{Rand}}) = 5,5180 \cdot 10^7 \cdot \left(1 - \frac{T_{\text{Rand}}}{T_C}\right)^{3,8467 \cdot 10^{-1}}, \quad (6.3.19)$$

wobei die Gültigkeit dieser Gleichung im Bereich zwischen $T_{\text{Rand}} = 216,4 \text{ K}$ und $T_{\text{Rand}} = T_{C,\text{Oktan}} = 568,7 \text{ K}$ liegt.

Die in dieser Weise ermittelte Massenstromdichte verdampfender Flüssigkeit ist stark zeitabhängig und ist eine Funktion der anfänglich gewählten Schichtdicke. Der Anwender muss diese Schichtdicke bereitstellen und kann sie mit der **Gleichung 6.3.20** abschätzen.

$$s_{\text{Fl},0} = \frac{V_{\text{Fl}}}{A_{\text{benetzt}}} = \frac{M_{\text{Fl}}}{\rho_{\text{Fl}} \cdot A_{\text{benetzt}}} \quad (6.3.20)$$

Die Auswertung der eigenen Ergebnisse unter Nutzung der im Diagramm 6.1.8 enthaltenen $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werte führt für n-Oktan auf die Darstellungen im **Diagramm 6.2.8.**

Die Verläufe der Massenstromdichten verdampfender Flüssigkeit weisen prinzipiell die gleichen qualitativen Tendenzen auf, wie sie auch die Wärmestromdichten im Diagramm 6.1.8 zeigen. Die quantitativen Unterschiede bis zur Zeit 4,5 ms sind auf die unterschiedlichen Oberflächentemperaturen der Flüssigkeit bei unterschiedlicher Schichtdicke zurückzuführen, Diagramm 6.2.6. Mit Annäherung an die Sättigungstemperatur $\vartheta_s(1 \text{ bar}) = 125^\circ\text{C}$ verschwinden diese Unterschiede, weil diese Temperatur im weiteren Zeitverlauf als konstant

angenommen wird. Die im Diagramm 6.2.6 dargestellten metastabilen Flüssigkeitsüberhitzungen sollen voraussetzungsgemäß ohne Einfluss auf das Ergebnis im Diagramm 6.2.8 sein. Die Massenstromdichten erreichen Werte zwischen 2,5 und 6,5 $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, d.h., dass die maximale Phasengrenzgeschwindigkeit einen Wert von ca. 11 $\mu\text{m}/\text{ms}$ erreicht.

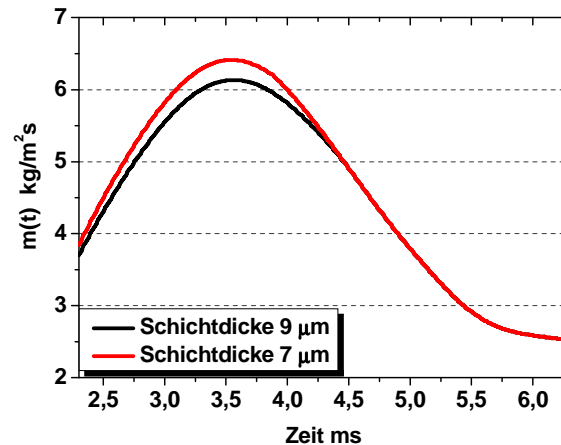


Diagramm 6.2.8. Transiente Massenstromdichten verdampfender Flüssigkeit, n-Okтан, anfängliche Blechtemperatur 170°C

Damit stehen dem potenziellen Anwender qualitative Ergebnisse zu Verfügung, mit denen Verdampfungszeiten bei Sprühstrahl-Wand-Interaktionen mit resultierenden Flüssigkeitsfilmen unterhalb der Leidenfrostgrenze abgeschätzt werden können. Diese Ergebnisse werden in der Arbeit, ausgehend von experimentell registrierten trockenen Wandtemperaturen und vorgenommenen rechentechnischen Auswertungen optisch registrierter Benetzungsstrukturen, durch numerische Simulationen in den wärmeleitenden Gebieten Testblech und Flüssigkeitsfilm erzielt.

7. Zusammenfassung

Das Verfahren der Benzindirekteinspritzung (BDE) in OTTO-Motoren stellt neue Anforderungen an den Gemischbildungsprozess. Wegen der zur Verfügung stehenden kleinen Zeit unterliegt dieser Prozess einer hohen Dynamik, und er vollzieht sich im Ergebnis von Einspritzdrücken, die wesentlich kleiner als beim DIESEL-Prinzip sind. Vergleichsweise andere Spraycharakteristiken, wie z. B. größere repräsentative Tropfendurchmesser und damit kleinere Verdampfungsflächen, sind eine Folge.

Zum anderen wirken sich diese Spraycharakteristiken auf die unvermeidbaren Spray-Wand-Interaktionen aus. Sie sollten möglichst nicht zur Wandbenetzung führen, was allein nur oberhalb der Leidenfrostgrenze zu erreichen ist. Liegen die Wandtemperaturen unterhalb der Leidenfrostgrenze, eine praktisch häufige und dominierende thermische Situation im Brennraum, dann ist unter den geometrischen und Gemischbildungs-Bedingungen der BDE eine Kraftstoffflüssigkeits-Benetzung der Wände nicht zu unterbinden. Dieser, die Gemischbildung beeinträchtigende Prozess führt wegen der kleinen Verdampfungsflächen zu unerwünscht großen Verdampfungszeiten bzw. zu ungünstigen Verbrennungsbedingungen nach erfolgter Zündung. Flamequenching (Erlöschen der Flamme), Rückstandsbildung auf der Wand und zu hohe HC-Emissionen im Abgas sind die negativen Auswirkungen solcher Spray-Wand-Interaktionen.

Sie gehören, neben der die Verdampfung begünstigenden Sekundärtropfenbildung, zu den Randbedingungen des Gemischbildungsprozesses. Ihre Kenntnis ist unerlässlich für die fundierte Beschreibung dieses Prozesses.

Aus dieser Notwendigkeit heraus ist die vorliegende Arbeit entstanden. Sie konzentriert sich neben der Ermittlung der Leidenfrostgrenze schwerpunktmäßig auf die Bestimmung von sekundären Tropfencharakteristiken sowie die Prozesse der Wandbenetzung und -kühlung wie auch der Filmverdampfung. Da die vorgenommenen Untersuchungen Grundlagencharakter haben, werden die experimentellen Analysen im wesentlichen unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt.

Kombiniert eingesetzt werden die optischen Methoden der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) und der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung sowie ein infrarotthermografisches Messverfahren (IR).

Verwendung findet eine Einloch-Einspritzdüse (HDEV) der Firma BOSCH bei Düsendrücken von 90 bis 110 bar. Die Testwand ist ein 100 µm dickes ebenes Inconel 600 – Blech. Variiert werden die Wandtemperaturen (100°C bis 250°C), der Abstand Düse/Blech (16,9 bis 35 mm)

und der Düsenanstellwinkel (20° bis 70°). Testmedien sind handelsübliches Benzin der Qualität Eurosuper und exemplarisch ausgewählte Kohlenwasserstoffe sowie ihre binären und ternären Gemische.

Die Spraycharakteristiken, insbesondere in Wandnähe, 1 mm von der Wand entfernt, werden mit dem PDA-System in Zeitfenstern ermittelt, um die hohe zeitliche Dynamik dieser Charakteristiken aufzulösen. So gelangt man u.a. zu dem experimentellen Ergebnis, dass die Durchmesser der sekundären Tropfen in späteren Zeitfenstern (ab etwa 2,5 ms) wesentlich höhere Werte bei Blechtemperaturen oberhalb der Leidenfrosttemperatur im Vergleich mit solchen unterhalb dieser Grenze aufweisen. Auch stellt man bei der Anhebung des Blech/Düse Abstandes und damit der Verringerung der Beaufschlagungsdichte fest, dass die Geschwindigkeiten der sekundären Tropfen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Leidenfrostgrenze deutlich zunehmen.

Ein ebenfalls sehr interessantes Ergebnis lässt sich bei der Analyse der We-Zahl der primären Tropfen feststellen. Im allgemeinen geht man in der Literatur davon aus, dass eine Steigerung der Beaufschlagungsdichte wegen der höheren Tropfendurchmesser und -geschwindigkeiten eine entsprechende Zunahme der We-Zahl bewirkt. Die eigene PDA-Analyse hinsichtlich der We-Zahl bei der Sprühstrahl-Wand-Wechselwirkung in unmittelbarer Wandnähe zeigt demgegenüber eine völlig andere Tendenz. Auf der 1 mm von der Wand entfernten Messlinie sinken die We-Zahlen mit zunehmender Beaufschlagungsdichte, und zwar relativ unabhängig von der Wandtemperatur und damit auch vom Leidenfrostphänomen. Die Abnahmen unter den gegebenen Betriebs- und Parameterbedingungen sind beträchtlich, die Werte der Weberzahlen sinken von 300 auf 50.

Eine Eignung des PDA-Messprinzips für die Bestimmung der Leidenfrostgrenze lässt sich nicht feststellen. Dieses Phänomen wird daher in der Arbeit mit den beiden anderen Messmethoden untersucht. Dabei erweist sich insbesondere die mikroskopische Hochgeschwindigkeitsvisualisierung als Messverfahren, mit dem sich relativ präzise die Leidenfrostgrenze bei Spraybeaufschlagung der Wand bestimmen lässt. Für die untersuchten reinen Kohlenwasserstoffe lassen sich dabei im wesentlichen befriedigende Übereinstimmungen mit Messergebnissen anderer Autoren feststellen. Die Leidenfrosttemperatur des untersuchten OTTO-Kraftstoffes beträgt bei der gewählten Spraybeaufschlagung und den gegebenen Versuchsbedingungen ca. 190°C .

Die Eignung der IR-Methode zur Bestimmung der Leidenfrostgrenze ist kritischer zu sehen. Wohl bestätigt ein Vergleich der diesbezüglichen Messorte qualitativ die entsprechenden Messungen der Visualisierungsergebnisse hinsichtlich der Leidenfrosttemperatur. Die

thermografische Bestimmung dieser Temperatur erweist sich jedoch nur dann als eine geeignete Messmethode, wenn die Interaktion zu ausreichend dicken Flüssigkeitsfilmen führt. Kommt es lediglich zu partiellen Benetzungen der Wand, dann reicht die Absenkung des Wärmetransports an der Leidenfrostgrenze nicht aus, um aus der kleinen Änderung des Temperatursignals der trockenen Blechoberfläche präzise genug auf die qualitative Lage dieser Temperaturgrenze schließen zu können.

Sind also hinsichtlich dieser Aufgabe die Methoden der mikroskopischen Hochgeschwindigkeitsvisualisierung und der Infrarotthermographie unterschiedlich zu bewerten, so sind sie in ihrem Zusammenspiel quasi unentbehrlich, wenn es bei Temperaturen unterhalb der Leidenfrostgrenze um die Dynamik von Benetzung, Wandkühlung und Filmaustrocknung nach der Spray-Wand-Interaktion geht. Diese Prozesse lassen sich nur bei der Kenntnis von Messergebnissen beider Verfahren analysieren und modellieren.

Im einzelnen werden insofern in der Arbeit die mikroskopischen Hochgeschwindigkeitsvisualisierungen mit einer Bildauswertungs-Software in Zeitfenstern mit dem Ziel ausgewertet, die Dynamik der sich ändernden Benetzungsflächen zu ermitteln. Im Ergebnis konnte die zeitliche Dynamik eines Flächenbenetzungsgrades bestimmt werden, der als eine der beiden experimentellen Grundinformationen in die Modellierung des Verdampfungsprozesses des Wandfilms eingeht.

Die zweite wesentliche experimentelle Information für diese Modellierung liefert das IR-Messverfahren in Form der transienten trockenen Wandtemperaturen der sprayabgewandten Blechoberfläche.

Die wärmetechnische Modellierung und Simulation der Wandfilmverdampfung erfolgt nun in zwei Etappen. Zunächst wird das zweidimensionale inverse Wärmeleitproblem im Blech zur Ermittlung der transienten Wärmestromdichten an der spraybeaufschlagten Blechoberfläche formuliert. Die gesuchten Randbedingungen, die sprayseitigen Wärmestromdichten, sind auf der partiell benetzten Oberfläche durch die trockene Kühlung und die Filmkühlung gegeben. Die Grenze dieser beiden Kühlarten, wovon die trockene Kühlung bekannt sein soll, wandert über die spraybeaufschlagte Oberfläche. Die Wanderungsgeschwindigkeit wird aus dem experimentellen Ergebnis der mikroskopischen Hochgeschwindigkeitsvisualisierung, dem Flächenbenetzungsgrad, hergeleitet. Die Lösung des inversen Wärmeleitproblems liefert die im Benetzungsgebiet örtlich homogen aufgefassten transienten Wärmestromdichten $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$.

Diese $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werte lassen sich in Fortsetzung der Modellierung des Gesamtproblems (2. Etappe) dem benetzenden Flüssigkeitsfilm als Randbedingung aufprägen. Da einerseits die Auswertung der mikroskopischen Hochgeschwindigkeitsvisualisierungen

Dampfblasenbildungen nicht erkennen ließen und andererseits sich im dünnen Wandfilm eine freie Konvektion nicht ausprägt, ist davon auszugehen, dass der Wärmetransport im Film dominant durch Wärmeleitung stattfindet. Diese weist, trotz der hohen Dynamik des Transportprozesses, quasistationären Charakter auf, d.h. der Speicherterm kann vernachlässigt werden. Die transienten Temperaturprofile im Wandfilm sind somit praktisch linear und hinsichtlich ihres Anstieges durch die $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werte bestimmt.

Da sich die Filmdicke im Rahmen dieser Arbeit messtechnisch nicht bestimmen und nur im Rahmen eines analytischen Tropfenkontur-Modells abschätzen ließ, kann die weitere Modellierung nur in Abhängigkeit von der Filmdicke erfolgen. Bei Vorgabe der anfänglichen Filmdicke lassen sich unter Nutzung der $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werte die Oberflächentemperaturen des eben vorausgesetzten Wandfilms ermitteln, die ihrerseits bei Kenntnis des Phasengleichgewichtes, die Bestimmung der Sättigungsdampfdrücke an der Phasengrenze Flüssigkeit-Umgebung ermöglichen.

Unter Berücksichtigung der Energiebilanz an der Phasengrenze lassen sich nun die transienten Massenstromdichten verdampfender Flüssigkeit abschätzen. Bei einer anfänglichen Blechtemperatur von 170 °C werden maximale Massenstromdichten von ca. 6 kg/(m²s) erreicht.

Diese Ergebnisse gelten für das Paraffin n-Oktan, welches sich bei den IR-Messungen als geeigneter Benzinersatzstoff herausgestellt hat und für das, im Unterschied zum Multikomponentensystem Benzin, die physikalischen Daten des thermodynamischen Gleichgewichtes bekannt sind. Geht man von der physikalisch plausiblen anfänglichen Filmdicke von 9 µm aus, dann ergibt sich für n-Oktan bei einer anfänglichen Blechtemperatur von 170°C eine Verdampfungszeit von etwa 5 ms.

Dieser Wert ist bei aller Unsicherheit der Messverfahren und der Modellierung insofern als Maximalwert einzuordnen, weil bei technischen Wänden (z.B Kolbenboden, Zylinderwände) größere Dicken im Vergleich mit dem Testblech gegeben sind. Die bei dickeren Wänden mit vergleichbarer Anfangsbedingung größeren $\dot{q}_{\text{nass}}(t)$ -Werte nach der Sprühstrahl-Wand-Interaktion führen, verglichen mit den am eigenen Testblech erzielten Werten, letztlich zu kleineren Verdampfungszeiten bei sonst übereinstimmenden Bedingungen.

Die in der Arbeit präsentierten Ergebnisse zu Prozessen im Resultat von Strahl-Wand-Interaktion sind sowohl im Zusammenhang mit den realen Weberzahlen in Wandnähe wie auch mit den Benetzungsstrukturen von Wandfilmen sowie der Dynamik ihrer Verdampfung als Schritte auf dem Weg sukzessiver Approximationen ihrer Beschreibung aufzufassen.

Die aufgezeigte Methodik sollte künftig schrittweise an motornähere Bedingungen herangeführt und es sollten wesentliche Annahmen dieser Arbeit in detaillierten Untersuchungen überprüft werden. Der simultane Einsatz der drei verwendeten Messtechniken ist anzustreben.

8. Literatur

1. Worthington, A., M., On the form assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate, Proc.Roy.Soc.London 25, 261-271, 1876
2. Worthington, A., M., A second paper on the form assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate, Proc.Roy.Soc.London 25, 498-503, 1877
3. Savic, P., Boulton, G., T., The fluid flow associated with the impact of liquid drops with solid surfaces, National Research Council of Canada, Rep. No. Mt.-26, 1955
4. Frohn A., Roth, N., Dynamics of droplets, Springer Verlag, 2000
5. Chandra, S., Droplet evaporation and combustion near a surface, Dissertation, Cornell University, 1990
6. Kalb, T., Experimentelle Untersuchung zum benachbarten Tropfenauflauf auf feste Wände, Dissertation, Universität Kaiserslautern, 2001
7. Bai, C., X., Rusche, H., Gosman, A., D., Modelling of Gasoline Spray Impingement, Journal of Spray and Atomization, Issue 1-3, 1-28, 2002
8. Wruck, N., Renz, U., Boiling Delay and Phase Transition of Droplets Impacting on a Hot Wall; Int. Eng. Foundation Conference Convective Flow and Pool Boiling, Irsee, 18.-23.05.1997; Taylor & Francis, Levittown, USA, 1999
9. Trujillo, M., F., Chia-Fon Lee, Energy Distribution and Crown development in Droplet Splashing, 15-th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Madison, S. 184-187, 2002
10. Ravel, O., Amiel, C., Le Clercq, P., Farre, J., Lavergne, G., Droplets Infrared Temperature Measurements before and after its Impact on a Heated Wall, QIRT, 18-21, Reims, 2000
11. Leidenfrost, J., G., De Aquae Communis Nonnullius Qualitatibus Tractatus. Duisburg 1759
12. Karl, A., Untersuchung der Wechselwirkung von Tropfen mit Wänden oberhalb der Leidenfrost Temperatur, Dissertation, Universität Stuttgart, 1997
13. Rudensky, M., Horsky, J., Dumek, V., Kotrbacek, P., Experimental study of Leidenfrost phenomena at hot sprayed surface, Proceedings of Summer Heat Transfer Conference, pp 355-359, Las Vegas, Nevada, USA, 2003.
14. Göbel, G., Doicu, A., Wriedt, T., Bauckhage K., On the Influence of Surface Roughness of Conducting Spheres on the Response of a Phase-Doppler Anemometer , Symposium for Particle Characterization PARTEC, pp 3046-3052, Nürnberg, Germany 1998

15. Nagai, Niroh; Nishio, Shigefumi, Leidenfrost temperature on an extremely smooth surface, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12(3), 373-379. ISSN:0894-1777, 1996
16. Nagai, Niroh; Nishio, Shigefumi, Leidenfrost temperature on an extremely smooth surface, *Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. Thermodyn, Proc. 3rd World Conf.*, 2 1191-6, CODEN: 59UOAW CAN 121:12663 AN 1994:412663, 1993
17. Baumeister, K., J.; Simon, F., F.; Henry, R., E., Role of the surface in the measurement of the Leidenfrost temperature, *Augmentation Convective Heat Mass Transfer, Winter Annu. Meet. Amer. Soc. Mech. Eng.*,91-101, CODEN: 24BYAZ CAN 76:35581, AN 1972:35581, 1970
18. Avedisian, C., T.; Koplik, J., Leidenfrost boiling of methanol droplets on hot porous/ceramic surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30(2), 379-393. CODEN: ISSN: 0017-9310, 1987
19. Testa, P.; Nicotra, L., Influence of pressure on the Leidenfrost temperature and on extracted heat fluxes in the transient mode and low pressure, *Journal of Heat Transfer*, 108(4), 916-921. ISSN:0022-1481, 1986
20. Bernardin, J., D., Mudawar, I., The Leidenfrost Point: Experimental Study and Assessment of existing models, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 121, pp 894–903, November, 1999
21. Mills, A., A., Sharrock, N., F., Rate of evaporation of n-alcohols from a hot surface: Nukiyama and Leidenfrost temperatures, *The Institute of Physics & the European Physical Society*, pp 52-54, 1986
22. Mills, A., A., Sharrock, N., F., Rate of evaporation of hydrocarbons from a hot surface: Nukiyama and Leidenfrost temperatures, *The Institute of Physics & the European Physical Society*, pp 152-154, 1982
23. Müller, H. R., Wärmeübergang bei der Spritzwasserkühlung von Nichteisenmetallen, Diss., TU Clausthal, 1982
24. Reiners, U., Wärmeübertragung durch Spritzwasserkühlung heißer Oberflächen im Bereich der stabilen Filmverdampfung Diss., TU Clausthal, 1987
25. Bernardin, J., D., Mudawar, I., A Leidenfrost Point Model for Impinging Droplets and Sprays, *Journal of Heat Transfer, Transactions of ASME*, Vol 126, S. 272-278, 2004
26. Bernardin, J., D., Mudawar, I., Theoretically – Based Leidenfrost Point Model, *Proceedings of the ASME Heat Transfer Division*, Vol. 4, pp 11-20, 2000
27. Bernardin, J., D., Leidenfrostpoint and film boiling heat transfer of single droplets and sprays, Dissertation, Purdue Libraries, 1996

28. Krämer, S., Untersuchung zur Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung beim Ottomotor mit Benzin-Direkteinspritzung, Dissertation, Institut für Kolbenmaschinen, Universität Karlsruhe, 1998
29. Spicher, U., Direkteinspritzung im Ottomotor, Renningen-Malmsheim, Expert Verlag, 1998
30. Tschöke, H., Diesel- und Benzindirekteinspritzung II : Einspritzsysteme - Potenziale, Anwendungen, Zukunftsentwicklungen, Renningen-Malmsheim, Expert Verlag, 2003
31. Fraidl, G.K., Piock, W., Wirth, M., Die Chancen des Otto-Direkteinspritzmotors, 18 Internationales Wiener Motorensymposium 1997
32. Wolters, P., Grigo, M. Entwicklung von Ottomotoren mit Direkteinspritzung: Motorkonzepte und Entwicklungswerkzeuge, Tagung „Direkteinspritzung im Ottomotor“, Essen, 1997
33. Jelitto, Ch., Numerische Auslegung eines neuen Brennverfahrens für Benzin-Direkteinspritzung, Dissertation Universität Magdeburg, 2004
34. Buhr, R. Untersuchungen zur Gemischaufbereitung und Verbrennung am Vier-Ventil-Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung. Dissertation Universität Magdeburg 1996
35. Kono, S., Development of the stratified Charge and stable combustion method in DI Gasoline Engines. SAE Paper 950688, 1994
36. Stutzenberger, H., Preussner, C., Gerhardt, J., Benzin-DI für Ottomotoren – Entwicklungsstand und Ausblick, 17 Internationales Wiener Motorensymposium, 1996
37. Karl, G., Abthoff, J., Bargende, M., Kemmler, R., Kühn, M., Bubeck, G., Thermodynamische Analyse eines DI-Ottomotors, 17 Internationales Wiener Motorensymposium, 1996
38. Buhr, R. Untersuchungen zur Gemischaufbereitung und Verbrennung am Vier-Ventil-Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung. Dissertation Universität Magdeburg 1996
39. Kume, T., Iwamoto, K., Lida, K., Murakami, M., Akishino, K., Ando, H., Combustion Control Technologies for Direct Injection SI Engine, SAE Paper 960600, 1996
40. Jackson, N., S., Stokes, J., Whitaker, P., A., Lake, T., H., Stratified and Homogenous Charge Operation for the Direct Injection Gasoline Engine – High Power with Low Fuel Consumption and Emissions SAE Paper 970543, 1997
41. Harada, J., Tomita, T., Mizuno, H., Mashiki, Z., Ito, Y., Development of Direct Injection Gasoline Engine SAE Paper 970540, 1997
42. Jackson, N., S., Stokes, J., Whitaker, P., A., Lake, Forschung und Entwicklung an zukunftsweisenden Direkteinspritzer Ottomotoren, 18 Internationales Wiener Motorensymposium, 1997
43. Suck, G., Untersuchung der HC -Quellen an einem Ottomotor mit Direkteinspritzung, Universität Magdeburg, Fak. für Maschinenbau, Dissertation, 2001

44. Spicher, U., Feng, B., Kölmel, A., HC-Rohemissionen beim Kaltstart in der Warmlaufphase sowie bei Last- und Drehzahlsprüngen, Institut für Kolbenmaschinen der Universität Karlsruhe(TH), Forschungsbericht FZKA-BWPLUS, 1999
45. Boye, H., Schmidt, J., Suck, G., Thermographic investigation of the fuel-surface interaction under atmospheric conditions, Heat Transfer 2002, Proceedings of the Twelfth International Heat Transfer Conference, pp 935-940, 2002
46. Schintzel, K., Kohlenwasserstoff – Emissionen eines Motors mit Benzin-Direkteinspritzung und wandgeführtem Brennverfahren., Dissertation, Fakultät für Maschinenbau der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, 2005
47. Grigo, M., A., W., Gemischbildungsstrategien und Potential direkteinspritzender Ottomotoren im Schichtladebetrieb, Aachen, Technische. Hochschule., Dissertation, 1999
48. Karlsson, R., B., Heywood, J., B., Piston fuel film observations in an optical access GDI engine, SAE-Paper 2001-01-2022, International Spring Fuels and Lubricants Meeting and Exhibition, pp 159-171, Orlando, 2001
49. Stanglmaier, R., H., Roberts, C., E., Li, J., Mathews, R.,D., Fuel-Wall Impingement and Hydrocarbon Emissions from Direct-Injected Gasoline Engine; Direkteinspritzung im Ottomotor II Forschungsergebnisse und aktueller Entwicklungsstand bei der Benzin-Direkteinspritzung, 195-210, Expert-Verlag, 2000
50. Sandquist, H., Denbratt, I., Influence of Fuel Volatility on Cycle-Resolved Hydrocarbon Emissions from a Direct Injection Spark Ignition Engine. Direkteinspritzung im Ottomotor II Forschungsergebnisse und aktueller Entwicklungsstand bei der Benzin-Direkteinspritzung, 61-78, Expert-Verlag, 2000
51. Töpfer, G., Untersuchung zum Einsatz keramischer Beschichtungen für Ottomotoren mit Benzin-Direkteinspritzung, Dissertation Fakultät Für Maschinenbau, Universität Karlsruhe, 2004
52. Lefebvre, A., H., Atomisation and Sprays, New-York-Washington-London, 1989
53. Kneer, R., Grundlegende Untersuchungen zur Sprühstrahlausbreitung in hochbelasteten Brennräumen, Karlsruhe, Univ., Diss., 1993
54. Brenn, G., Zambotti, St., Experimentelle Untersuchungen zur Wechselwirkungen gemischter Polydispenser Sprays mit einer gekrümmten Wand, Spray 1996
55. Diaz, M. C., PDA-Ermittlung von Benzin-Sprühstrahlcharakteristiken unter atmosphärischen Bedingungen Diplomarbeit, Universität Magdeburg, 2002
56. Samenfink, W., Grundlegende Untersuchung zur Tropfeninteraktion mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen, Universität Karlsruhe, Dissertation, 1997
57. Karl, A.; Frohn, A., Experimental Investigation of Interaction Prozesses between droplets and hot walls, Physics of Fluids, Vol. 12, Nr.4 , 785-796, 2000

58. Klingsporn, M., Modellierung der Mehrkomponenten-Verdunstung bei der Dieselmotorischen Einspritzung, Fortschr.-Ber. VDI-Reihe 12, Nr.268, 1996
59. Hallmann, M., Numerische Beschreibung der Gemischbildung in Verbrennungskraftmaschinen, Dissertation Uni-Karlsruhe, 1994
60. Walzel, P., Zerstäuben von Flüssigkeiten, Chem.-Ing.-Tech. 62, Nr. 12, 963-994, 1990
61. Gosman, A.D., Ioannides, E., Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors, Journ. Of Energy 6, 1983
62. Langer, O., Experimentelle und theoretische Bestimmung der Kraftstoffspeicherung in Saugrohr eines Ottomotors, Dissertation TH Darmstadt, 1996
63. Law, C.K., Recent advances in droplet vaporisation and combustion, Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 8, 171-201, 1982
64. Homburg, A., Optische Untersuchungen zur Strahlausbreitung und Gemischbildung bei DI-Benzin-Brennverfahren, Dissertation Universität Braunschweig, 2001
65. Homburg, A., Schulz, R., Druckkammerprüfstand K-Efam, interner Bericht der Volkswagen AG, 1997
66. Popiolek, G., Boye, H., Könnig, M., Schmidt, J., PDA-Measurements of spray characteristics in the fuel direct injection, 4-th European Thermal Sciences Conference Birmingham, UK, 2004
67. Lammana, G., Han Sun, Weigand, B., Magatti, D., Ferri, F., Droplet Arrays Vaporization at High Pressure, International Symposium on Heat and Mass Transfer in Spray Systems, Turkey, 2005
68. Lindgren, R., Denbratt, I., Influence of wall properties on the characteristics of a gasoline spray after wall impingement, Konferenz - Einzelbericht: SAE-SP, Band 1891, 139-153, 2004
69. Lindgren, R., Denbratt, I., Modelling gasoline spray-wall interactions and comparison to experimental data, Konferenz - Einzelbericht: SAE-SP, Band 1901, 169-190, 2004
70. Meingast, U., Reichelt, L., Renz, U., Untersuchung der Tropfen/Wand – Interaktion bei erhöhten Wandtemperaturen, Spray'99 Workshop über Technik der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, Bremen, 1999
71. Meingast, U., Reichelt, L., Renz, U., Sommerhoff, F., A., Charakterisierung der Spray/Wand-Interaktion von DI – Dieselkraftstoffsprays, Spray'99 Workshop über Technik der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, Bremen, 1999
72. Reichelt, L., Meingast, U., Renz, U., Calculating transient wall heat flux from measurements of surface temperature, International Journal of Heat and Mass Transfer, 45, 579-584, 2002

73. Meingast, U., Reichelt, L., Renz, U., Measuring Transient Wall Heat Flux under Diesel Engine Conditions, 5-th International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines, Nagoya, 2001
74. Stanton, D., W., Rutland, Ch., J., Multi-Dimensional modelling of thin liquid films and spray – wall interactions resulting from impinging sprays, International Journal of heat and Mass Transfer, 41, 3037 – 3054, 1998
75. Stanton, D., W., Rutland, Ch., J., Multi-Dimensional Modelling of Heat and Mass Transfer of Fuel Films Resulting from Impinging Sprays, SAE Paper 980132, SAE International Congress, Detroit, Feb. 23-26, 1998
76. Drake, C., M., Fansler, T., D., Rosalik, M., E., Quantitative High-Speed Imaging of Piston Fuel Films in Direct-Injection Engines using a refractive-Index-Matching Technique, 15-th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Madison, S. 58-62, 2002
77. Seong, H., L., Hong, S., R., Development of a new spray/wall interaction model, Interantional Journal of Multiphase Flow 26, 1209-1234, 2000
78. Park, K., Development of non-orthogonal-grid computer code for the optimization of the direct-injection diesel engine combustion chamber shapes, Ph.D. Thesis, UMIST, 1994
79. Watkins, A., P., Wang, D., M., A new model for diesel spray impaction on walls and comparison with experiment, Symposium on Diagnostics and Modelling of Combustion in I.C. Engines, 243-248, Kyoto, 1990
80. Schmel, R., Rosskamp, H., Willmann, M., Wittig, S., CFD Analysis of Spray Propagation and Evaporation Including Wall Film Formation and Spray/Film Interactions. International Journal of Heat and Fluid Flow 20 (5), 520-529, 1999
81. Teixeira, S., F., C., F., Bowen, P., Bates, C., J., Spray Simulation Using Fluent, 8-th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, 2000
82. Plateau, J., Statique experimentale et theorique des liquides soumis aux seiles forces moleculaires, Gauthier-Villars, 1873
83. Neumann, A., W., Spelt, J., K., Applied Surface Thermodynamics, Surfactant Science Series, Vol. 63, ISBN 0-8247-9096-0, 1996
84. Bruil, H., G., van Aartsen, J., J., Colloid & Polymer Science, 252, 32-38, 1974
85. Crawford, R., L., K., Koopal, Ralston, J., Colloids and Surfaces, 27, 57-64, 1987
86. Mineur, M., Der Einfluss des Randwinkels auf den Wärmeübergang beim Behälter-Blasensieden, Dissertation, Hannover, 1990
87. Israelachvili, J., Intermolecular and Surface Forces, Departament of Chemical & Nuclear Engineering and Materials Department, University of California, Santa Barbara, California, ISBN 0123751810, 1994

88. Johnson, R. E., Dettre, R. H., Contact Angle Hysteresis, III Study of an Idealized Heterogeneous Surface, *J. Phys. Chem.* 68, 1744-1750, 1964
89. Neumann, A. W., Good, R., J., Thermodynamics of Contact Angles, Heterogeneous Solid Surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science* 38, 2, 341-358, 1972
90. Horsthemke, A., Die Benetzbarkeit metallischer Oberflächen durch Wasser, Dissertation, Hannover, 1980
91. Griffith, P., Wallis, J. D., The Role of Surface Conditions in Nucleate Boiling, *Chem. Engng. Prog. Symp. Ser.* 30, 56, 49-63, 1960
92. Davies, Rideal, *Interfacial Phenomena*, 1961
93. Neumann, A. W., Tanner, W., The Temperature Dependence of Contact Angles – Polytetrafluoroethylene / n-Decane, *Journal of Colloid and Interface Science* 34, 1, 1-8, 1970
94. Cain, J. B., Francis, D. W., Venter, R. D., Neumann, A. W., Dynamic Contact Angles on Smooth and Rough Surfaces, *Journal of Colloid and Interface Science* 94, 1, 123-130, 1983
95. Schwartz, A. M., Tejada, S. B., Studies of dynamic Contact Angles on Solids, *Journal of Colloid and Interface Science*, 38, 2, 359-375, 1972
96. Böhm, Ch., A., Wechselwirkung von Tropfen und Sprays newtonscher und nicht-newtonscher Fluide mit festen Oberflächen: Aufprall und Filmbildung, Dissertation Universität Darmstadt, 2002
97. Trapaga, G., Szekely, J., Mathematical Modelling of the isothermal impingement of liquid droplets in Spraying Processes, *Metall. Trans. B.*, 22, 901-914, 1991
98. Fukai, J., Zhao, Z., Poulikakos, D., Megaridis, C., M., Miyatake, O., Modelling of the deformation of a liquid droplet impinging upon a flat surface, *Phys. Fluids*, 5, 2588-2599, 1993
99. Pasandideh-Fard, M., Qiao, Y., M., Chandra, S., Mostaghimi, J., Capillary effects during droplet impact on a solid surface, *Phys. Fluids*, 8, 650-659, 1996
100. Fukai, J., Shiiba, Y., Yamamoto, T., Miyatake, O., Poulikakos, D., Megaridis, C., M., Zhao, Z., Wetting effects on the spreading of a liquid droplet colliding with a flat surface: Experiment and modelling, *Phys. Fluids*, 7, 236-247, 1995
101. Rioboo, R., Single drop impact onto solid dry surfaces, Englische Zusammenfassung der Dissertation, Universität Paris, 2001
102. Bohn, D., Fitzky, G., Funcke, J., Holzenthal, K., Experimentelle Untersuchung der Kraftstoffzerstäubung und –verdampfung bei der dieselmotorischen Einspritzung unter Variation der Kraftstoffeigenschaften, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs SFB 224, Motorische Verbrennung, RWTH Aachen, 1993

103. Klingsporn, M., Renz, U., Numerical modeling of diesel vaporization, 27-th ISATA Conf., Supercomputer applications in the transportation industries, Aachen, 1994
104. Kneer, R., Schneider, M., Noll, B., Wittig, S., Diffusion controlled evaporation of multicomponent droplets: theoretical studies on the importance of variable liquid properties, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, 2403-2415, 1993
105. PDA Betriebsanleitungsbuch
106. Puschmann, F., Experimentelle Untersuchung der Spraykühlung zur Qualitätsverbesserung durch definierte Einstellung des Wärmeübergangs, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2003
107. Geike, G., Experimentelle Untersuchungen der Benzin-Direkteinspritzung unter atmosphärischen Bedingungen, Studienarbeit, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2002
108. Ruck, B., Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, AT-Fachverlag GmbH, Stuttgart, S. 319-365, 1990
109. Thermovision[®]900 System Hardware Manual
110. Poggemann, D., Simulation-based Development and Characterization of a CCD Architecture for 1 Million Frames per Second, Universität Osnabrück
111. Etoh, T., A CCD Image Sensor of 1Mframes/s for Continuous Image Capturing of 103 Frames, International Solid-State Circuits Conference, San Francisco, 2002
112. Kondo, Y., Maruno, H., Tominaga, H., Soya, H., Etoh, T., Ultra high-speed video camera and its application, 25th International Congress on High-Speed Photography and Photonics, 2003
113. Hapke, I., Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Wärmeübergang in Mikrokanälen, Dissertation Universität Magdeburg, 2004
114. Popiolek, G., Boye, H., Könnig, M., Schintzel, K., Schmidt, J., Measurements of time dependant spray characteristics in the fuel direct injection, Conference Modelling Fluid Flow, pp 194-199, Budapest, 2003
115. Leipertz, A., Blumenröder, K., Schünemann, E., Peter, A., Potz, D., Wandeinflüsse auf gemischbildung und Verbrennung bei kleinvolumigen DI-Dieselmotoren, Teil 2, Bericht aus der Tätigkeit der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), 1999
116. OPTIMAS – Nutzerhandbuch
117. Popiolek, G., Boye, H., Könnig, M., Diaz, M., Schmidt, J., PDA – Analysis of fuel spray wall interactions under atmospheric conditions, Conference Modelling Fluid Flow, pp 216-221, Budapest, 2003

118. Scholz, I., Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Kolbenbodenbeschichtungen auf die HC-Emissionen in einem Benzin-Direkteinspritzmotor, Diplomarbeit, Universität Magdeburg, 1999
119. Umair, A., Influence of Kind of Metal and Surface Structure on the Heat Transfer for Heat Quenching, Diplomarbeit, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Universität Magdeburg, 2005
120. Chen, J., Zhu, J.Q., Rogall, C-M., Kopp, R., Untersuchungen zur Wärmeübertragung bei Spritzwasserkühlung von Stahlplatten, Steel Research, 60 (12), s. 550-560, 1989
121. Jeschar, R., Specht, E., Abschreckwirkung durch Aufspritzung von Gas-Wasser-Gemischen. ATT/AWT Tagungsbericht, Strassbourg, 20.21.4.1994, s. 161-167
122. Popiolek, G., Planung und Realisierung der Sprühstrahl Messungen in einer ottomotorischen Druckkammer interner Abschlussbericht, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Otto von Guericke Universität Magdeburg, 2002
123. Stratmann J., Tropfen/Wand und Spray/Wand – Interaktion bei motorischen Randbedingungen, Infomaterialien der Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, RWTH Aachen
124. Cossali G., E., Marengo, M., Santini, M., Single and multiple drop impact onto heated surfaces, Università di Bergamo, Facoltà di Ingegneria, Dalmine (BG), Italy
125. Sauerhering, J., Vergleichende experimentelle Untersuchungen der Spraycharakteristik und der Spray-Wand- Wechselwirkung bei der FSI-Einspritztechnik, Diplomarbeit, Universität Magdeburg, 2004
126. Wruck, N., Transientes Sieden von Tropfen beim Wandaufprall, Diss., RHTW Aachen, 1998
127. Elsner, N., Grundlagen der Technischen Thermodynamik, Akademie-Verlag, Berlin, 1985
128. Bošnjaković, F., Technische Thermodynamik, Teil 2, 6. Auflage, Darmstadt: Steinkopf, 1997
129. Neldner, J. A., A simplex method for function minimization, Computer Journal 7, 1965
130. Spendley, W., Sequential application of simplex designs in optimization and evolutionary operation, Technometrics 4, 1962
131. Chrobak, D., Fortran praktyka oprogramowania, wydawnictwo MIKOM, Warszawa, 2003
132. Piechna, R., Programowanie w Jezyku Fortran, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 1997
133. Arbeitsheft Wärmeübertragung, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Otto von Guericke Universität Magdeburg, 1999

-
134. Davies, Rideal, Interfacial Phenomena, 1961
 135. Bleiker G., Filmverdampfung von Einzeltropfen auf heißen Oberflächen, Dissertation Universität Magdeburg, 2000
 136. Ku, T., C., Ramsey, J., H., Clinton, W., C., Calculation of liquid droplets profiles from closed-form solution of Young-Laplace Equation, Liquid Droplet Profiles, 441-447, 1968
 137. Jekov, J., Die Verdampfung von Kohlenwasserstoffen im Minikanal, Dissertation Universität Magdeburg, 2006
 138. VDI Wärmeatlas, 9 Auflage, ISBN 3-540-41200-X, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2002
 139. Daubert, T., E., Danner, R., P., Physical and thermodynamic properties of pure chemicals, data compilation, Institute for Physical Property Data; American Institute of Chemical Engineers, New York, 1989

9. Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

A	Abstand	mm
	Benetzungsfläche	m^2, mm^2
a	Temperaturleitkoeffizient	m^2/s
b	Wärmeeindringkoeffizient	$Ws^{0,5}/(m^2K)$
	Zahlenfaktor	
	Breite	mm
c	Wärmekapazität	$J/(kg K)$
D, d	Durchmesser	m, mm, μm
D10	arithmetischer Mittelwert Durchmesser	m, mm, μm
D32	Sauterdurchmesser	m, mm, μm
DGL	Differenzialgleichung	
dT	Temperaturdifferenz	K
F	Fläche	m^2, mm^2
g	Gravitationskonstante	$9,81m/s^2$
h	Enthalpie	kJ/kg
I	Strahlungsintensität	W/m^3
IR	Infrarotthermografie	
K	Zeitebene	
	Krümmung	$1/m$
L	Länge	m
m	Laufvariable Fehlerquadratsumme, Gl. 6.1.1	
n	Brechzahl	
P	Druck	bar
PDA	Phase – Doppler - Anemometrie	
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m^2
q	spezifische Wärme	J/m^2
R	thermischer Widerstand	K/W
S	Fehlerquadratsumme, Gl. 6.1.1	
s	Schichtdicke	m
	Weg entlang der Flüssigkeitskontur	mm, μm

TMB	1,2,4-Trimethylbenzol	
t	Zeit	s, ms
WL	Wärmeleitung	
V	Volumen	m ³
	Konstante (Gauß-Normalverteilung)	
v	Geschwindigkeit	m/s
x	Molare Konzentration	mol
	Tropfenbreite	μm
z	Tropfenhöhe	μm

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m ² K)
	Düsenanstellwinkel	°
	Kontaktwinkel	°
β	Volumenausdehnungskoeffizient	K ⁻¹
Δ	Differenz	
ε	Emissionskoeffizient	
Φ	Phasenverschiebung	m
φ	Off-Axis-Winkel	°
	Feuchtigkeitsgrad	
μ	Konstante (Gauß-Normalverteilung)	
λ	Wärmeleitkoeffizient	W/(m K)
	Wellenlänge	m
σ	Oberflächenspannung	N/m
	Konstante (Gauß-Normalverteilung)	
η	dynamische Viskosität	kg/(m s)
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
τ	Transmissionskoeffizient	
Θ	dimensionslose Temperatur	
θ	Einfallswinkel	°
ρ	Dichte	kg/m ³

ϑ	Temperatur	°C
ψ	Höhenwinkel	°

Indizes

0	Anfangswert
B	Blech Anfangswert
C	kritisch
ch	charakteristisch
D	Düse Dampf
exp	experimentell
Fl	Fluid
h	Höhe der Tropfenkontur
i	Komponente i Richtung
j	Richtung
k	Kontakt
L	Leidenfrost
lv	Flüssigkeit-Dampf
Nu	Nukiyama
num	numerisch
R	Rail Rückzug
s	Siedetemperatur
sl	Festkörper-Flüssigkeit
sv	Festkörper-Dampf
Tr	Tropfen
n	Normalenkomponente Knotenanzahl
Inc.	Inconel
stat	stationär
el	elektrisch

konv	konvektiv
p	Perioden
ph	Phasen
quer	Querleitung
u	Umgebung
w	Wand
w,A	Austrocknungsbeginn
v	Vorrück
	Vapour
x	x-Richtung
z	z-Richtung

10. Anhang

10.1 Anhang A - PDA – Untersuchungen der Sprühstrahl-Wand-Interaktion

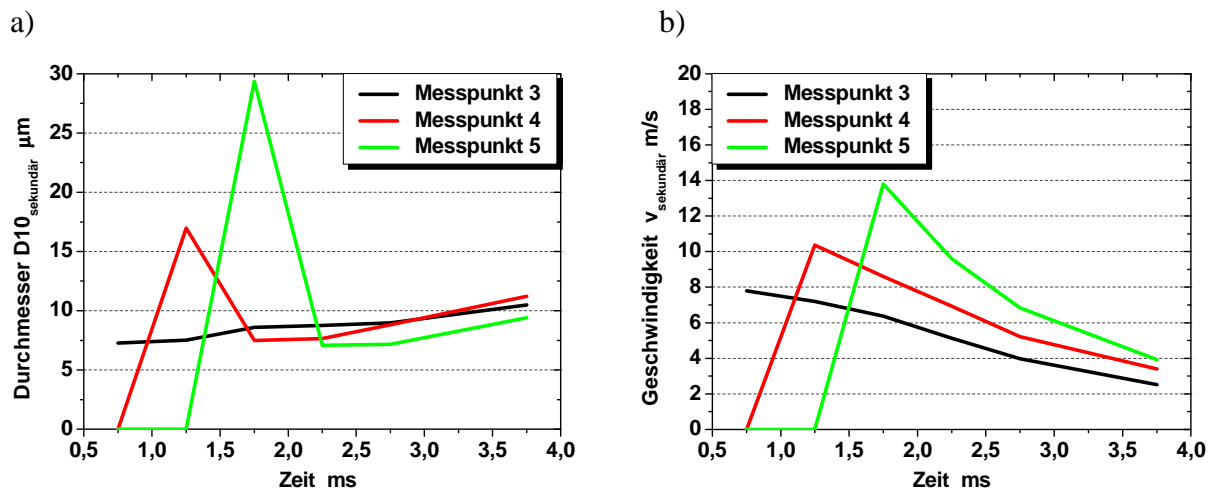


Diagramm 10.1.1 Darstellung der Durchmesser-(a) und Geschwindigkeitscharakteristiken (b) von sekundären Tropfen, für Ottokraftstoff, Freistrah ($\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=35$ mm).

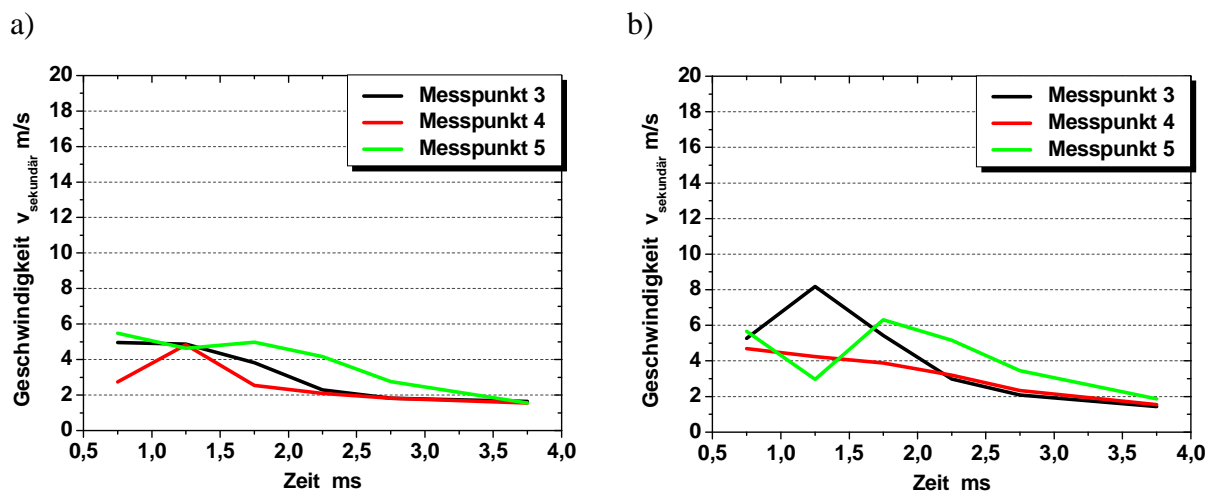


Diagramm 10.1.2 Interaktion-Geschwindigkeitscharakteristiken der sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, n-Okтан ($\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=35$ mm).

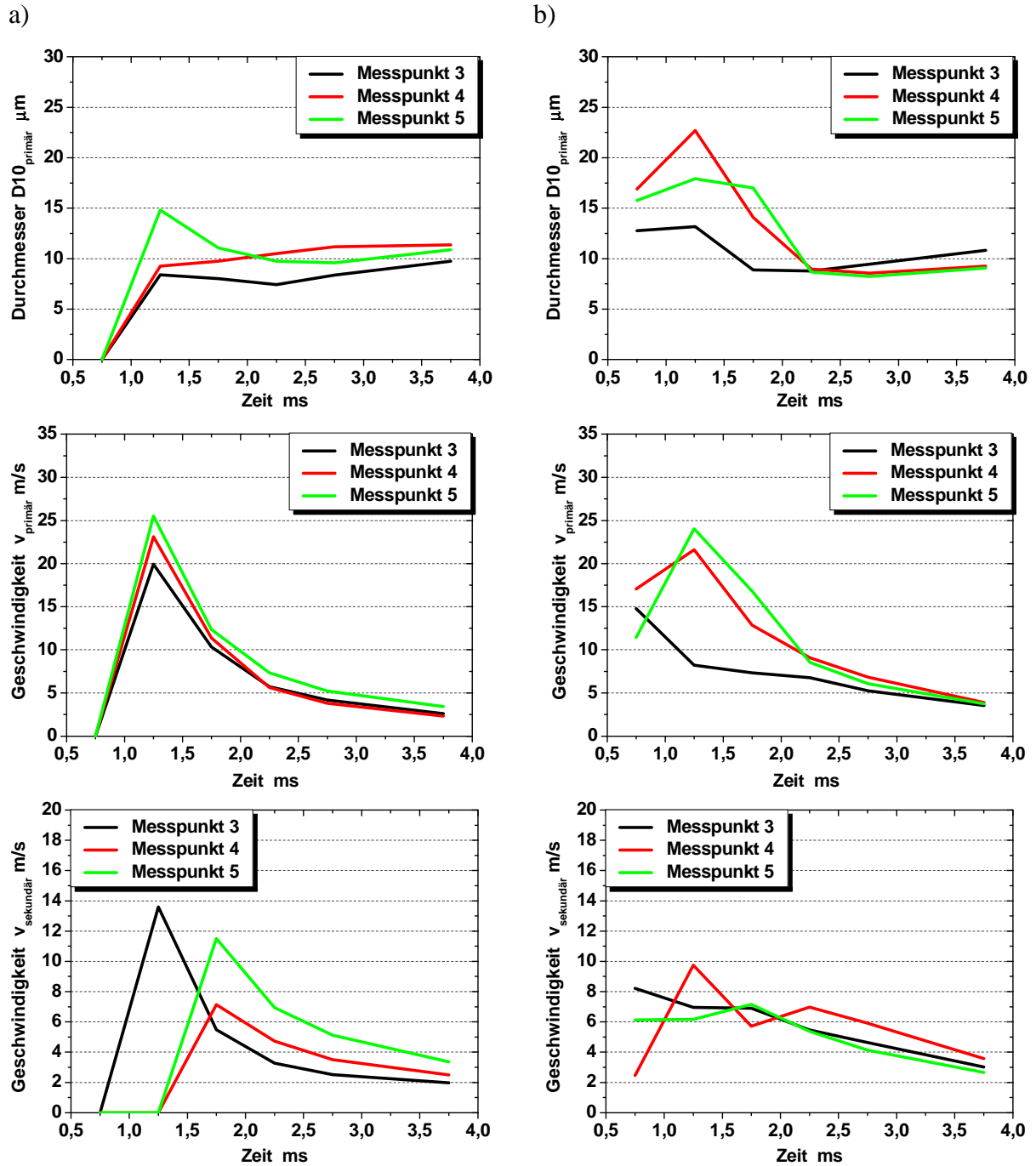


Diagramm 10.1.1.3 Darstellung der Interaktionscharakteristiken von Tropfendurchmesser und -geschwindigkeiten oberhalb der Leidenfrosttemperatur, Ottokraftstoff, ($\alpha_D=20^\circ$, $p_R=110$ bar, $A_{B/D}=16,9$ mm (a), $A_{B/D}=35$ mm (b)).

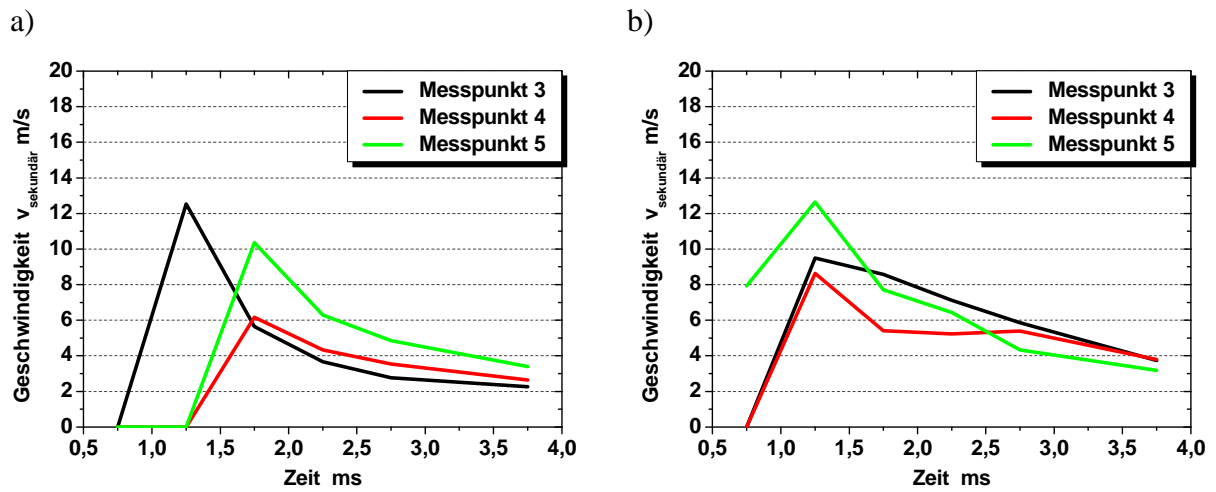


Diagramm 10.1.4 Interaktions-Geschwindigkeitscharakteristiken oberhalb der Leidenfrosttemperatur, n-Oktan ($\alpha_D = 20^\circ$, $p_R = 110$ bar, $A_{B/D} = 16,9$ mm (a), $A_{B/D} = 35$ mm (b)).

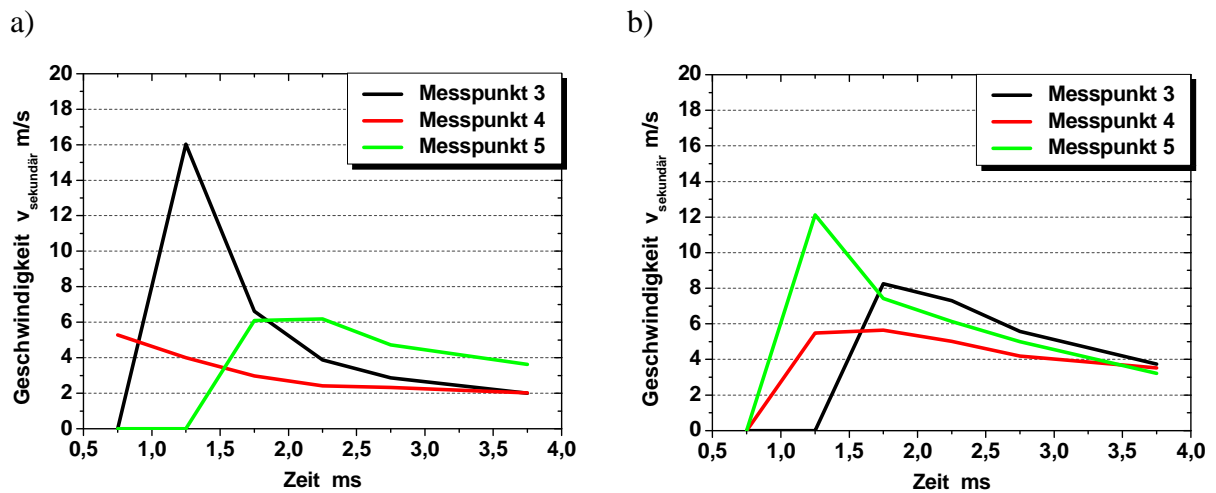


Diagramm 10.1.5 Interaktions-Geschwindigkeitscharakteristiken unterhalb der Leidenfrostgrenze, n-Oktan ($\alpha_D = 20^\circ$, $p_R = 110$ bar, $A_{B/D} = 16,9$ mm (a), $A_{B/D} = 35$ mm (b)).

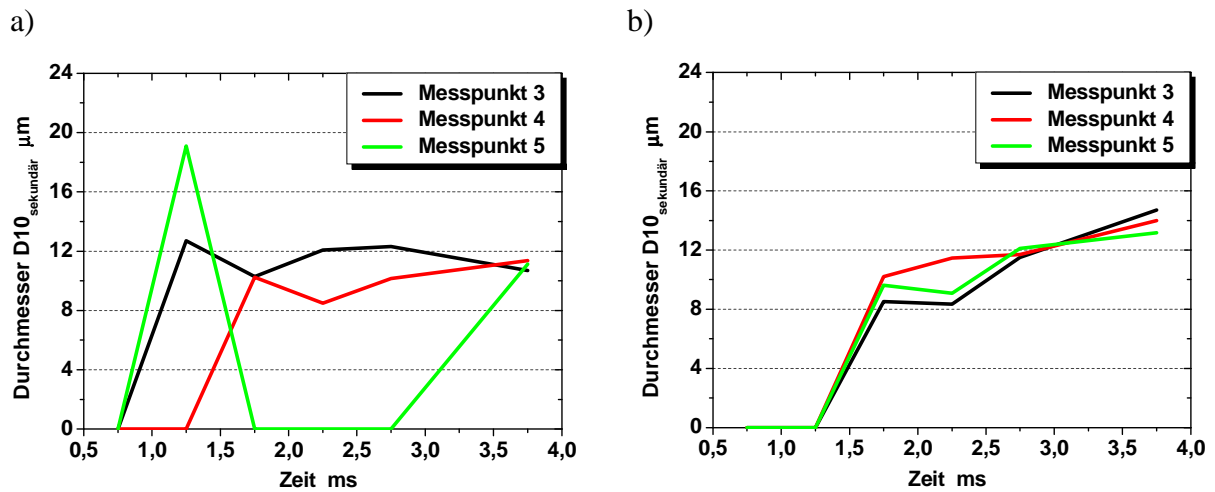


Diagramm 10.1.6 Interaktions-Durchmessercharakteristiken der sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, n-Oktan ($\alpha_D=20^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm).

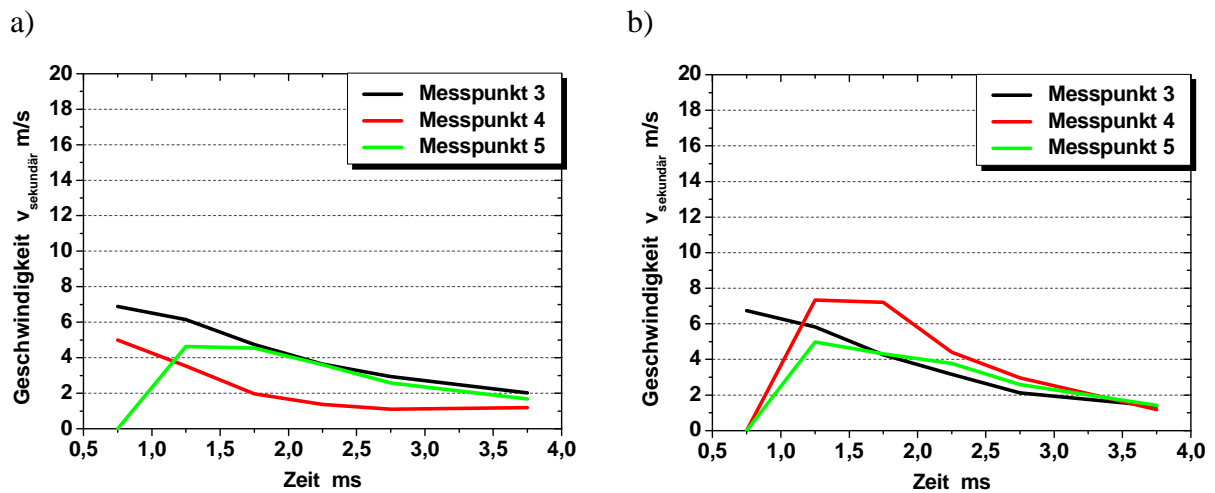
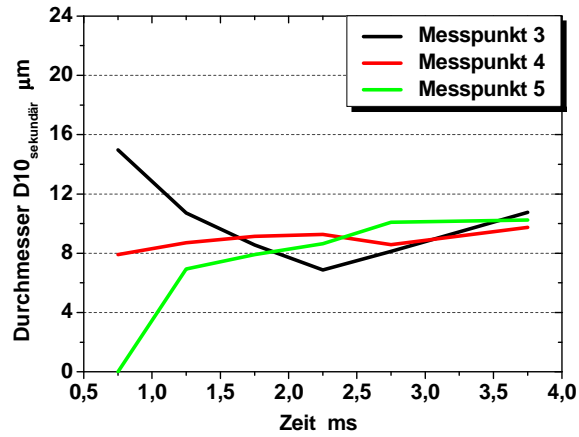


Diagramm 10.1.7 Interaktions-Geschwindigkeitscharakteristiken der sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, n-Oktan ($\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm).

a)



b)

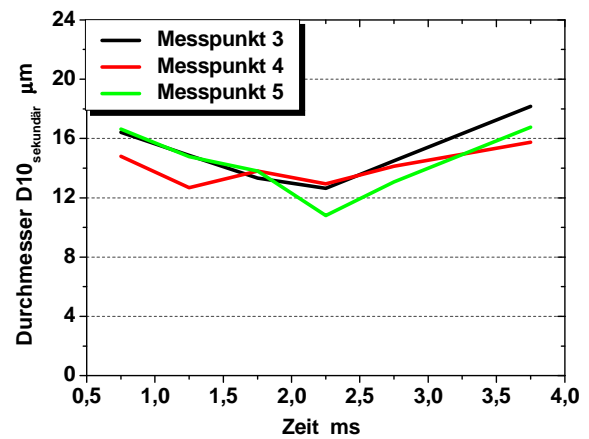
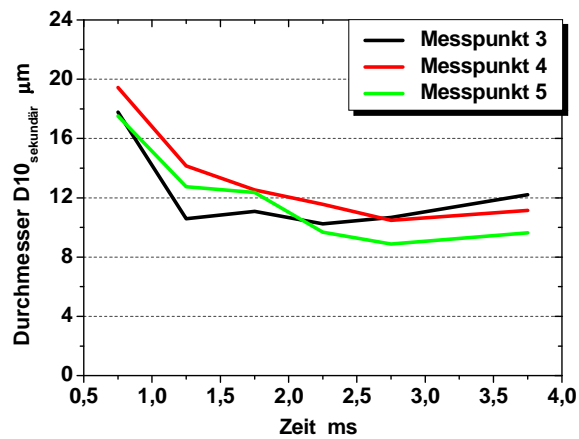
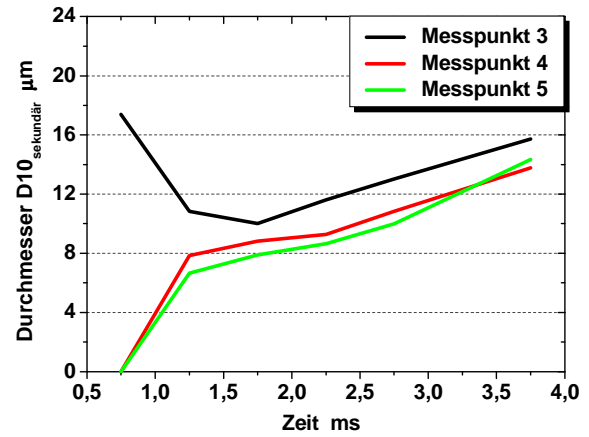
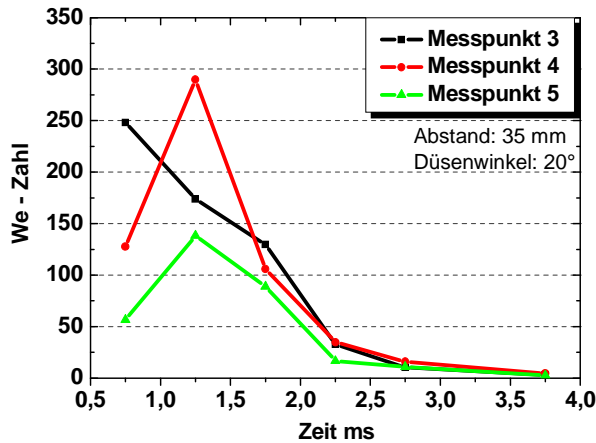


Diagramm 10.1.8 Darstellung der Interaktions-Durchmessercharakteristiken von sekundären Tropfen unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur, n-Okтан, ($\alpha_D=70^\circ$, $p_R=90$ bar und $A_{B/D}=16,9$ mm (oben), $A_{B/D}=35$ mm (unten)).

a)



b)

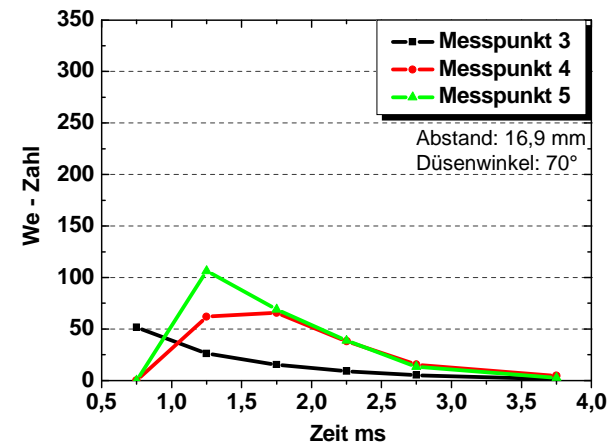
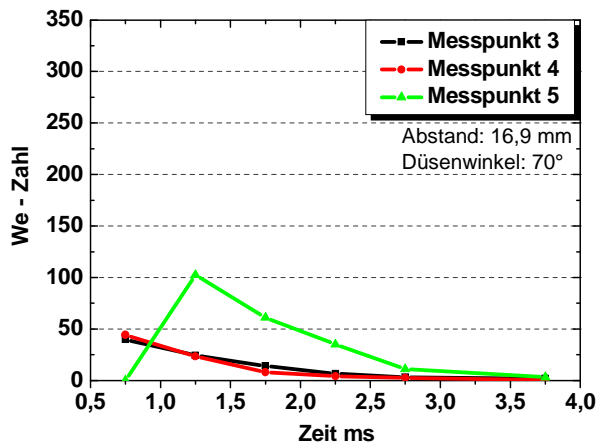
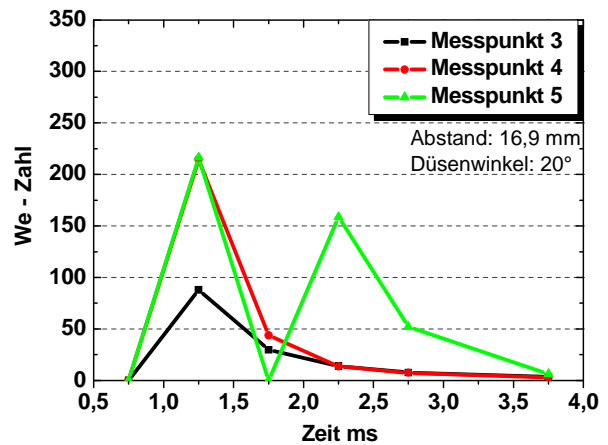
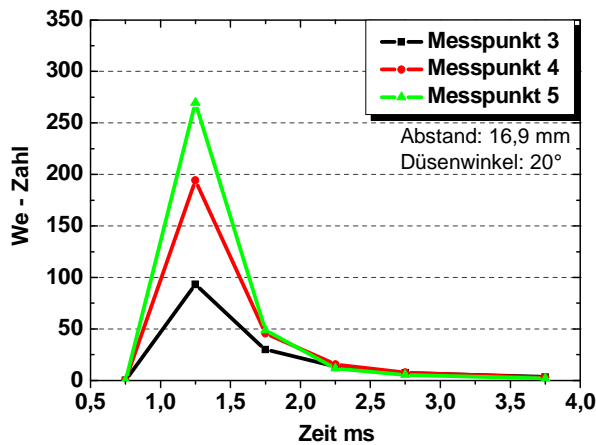
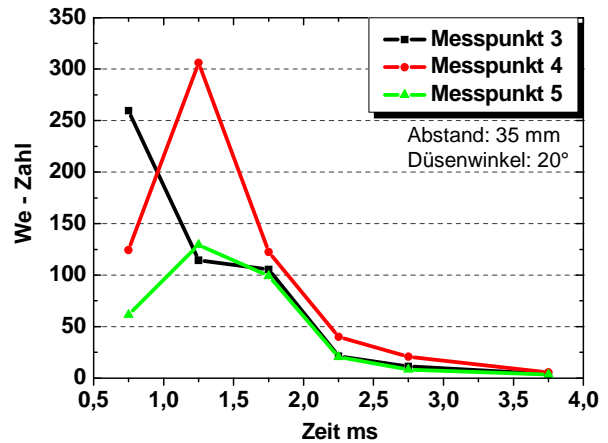
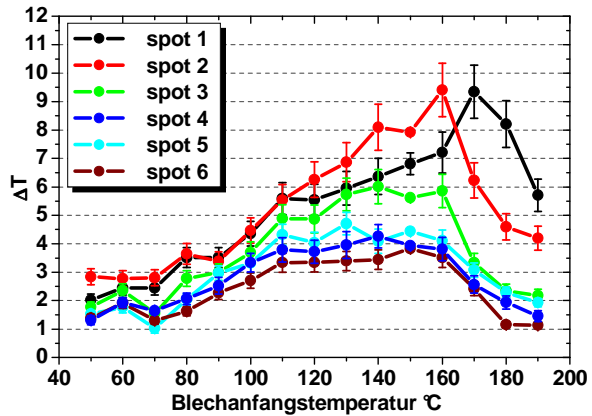


Diagramm 10.1.9 Darstellung der We -Zahlcharakteristiken unterhalb (a) und oberhalb (b) der Leidenfrosttemperatur für n-Oktan, bei einem Einspritzdruck $p_R=90$ bar, in Abhängigkeit vom Abstand Blech/Düse ($A_{B/D}$) und vom Düsenwinkel (α_D).

10.2 Anhang B – Infrarotthermografie

a)



b)

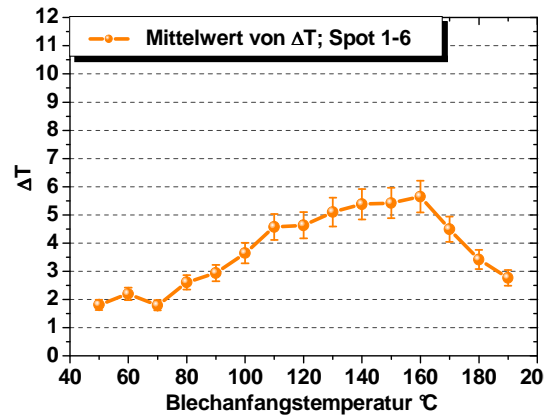
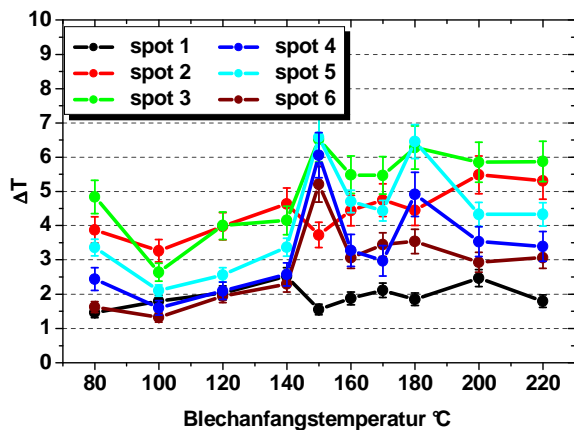


Diagramm 10.2.1 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, n-Hexan, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte (b).

a)



b)

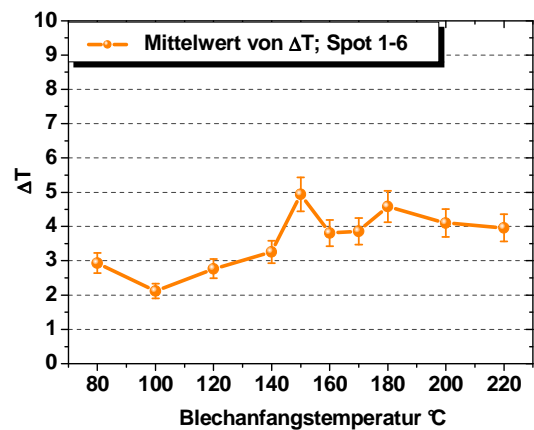


Diagramm 10.2.2 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, n-Hexan+1,2,4-Trimethylbenzol, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte (b).

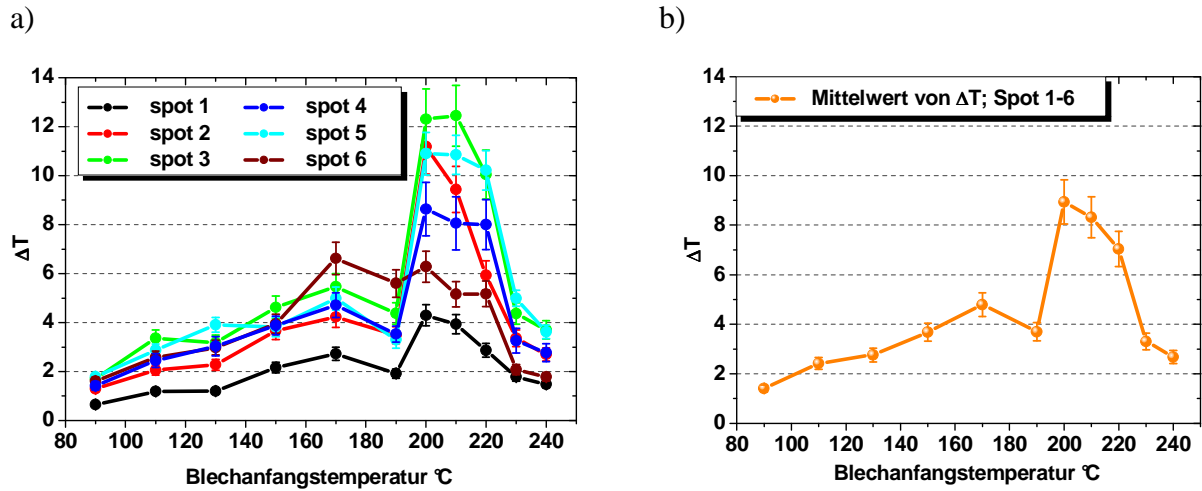


Diagramm 10.2.3 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, n-Hexan+n-Oktan+1,2,4-Trimethylbenzol, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b).

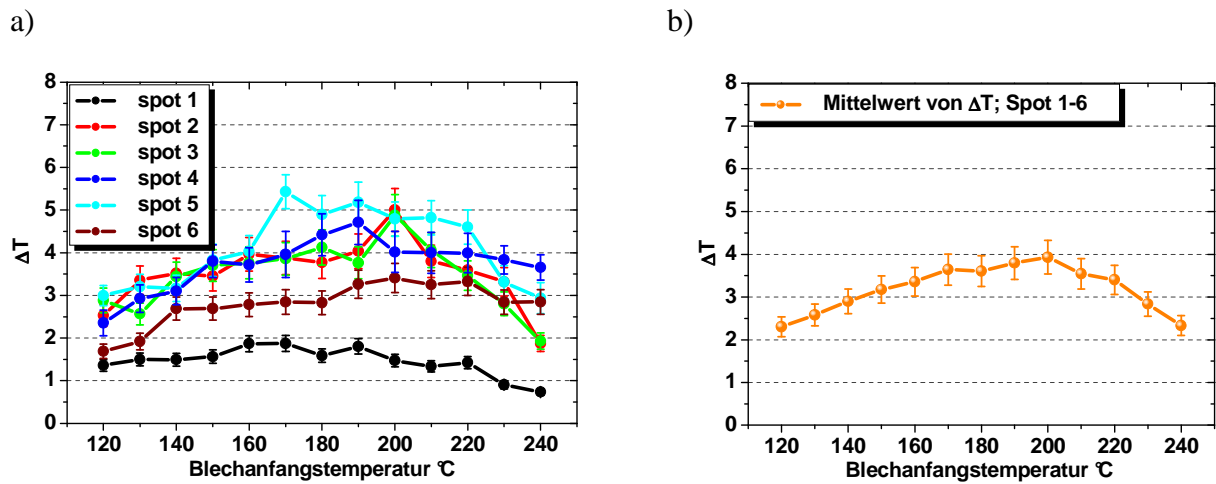


Diagramm 10.2.3 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=110$ bar, $\alpha_D=20^\circ$, $A_{B/D}=35$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b).

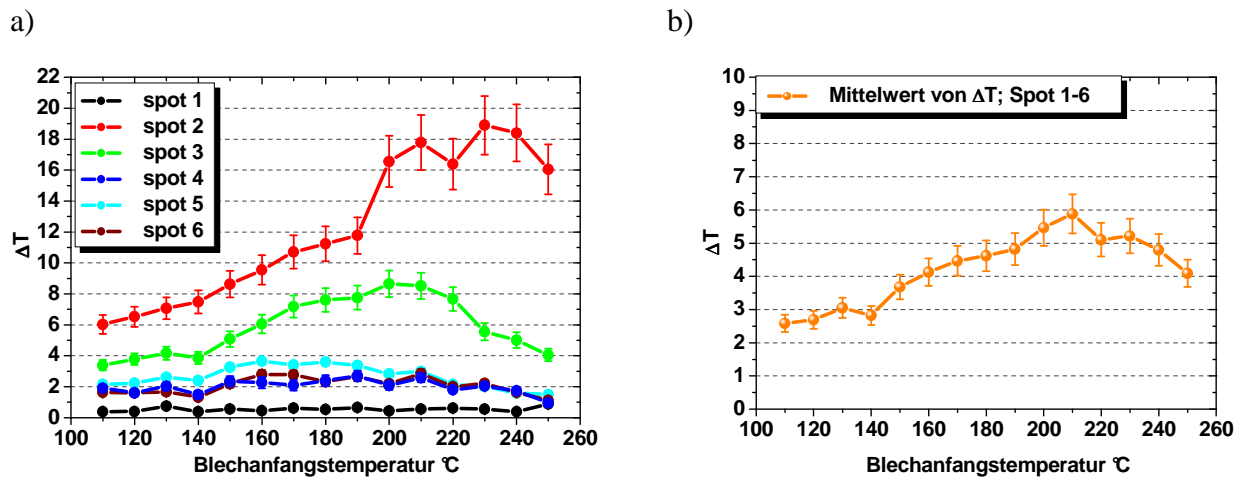


Diagramm 10.2.4 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=110$ bar, $\alpha_D=20^{\circ}$, $A_{B/D}=16,9$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b).

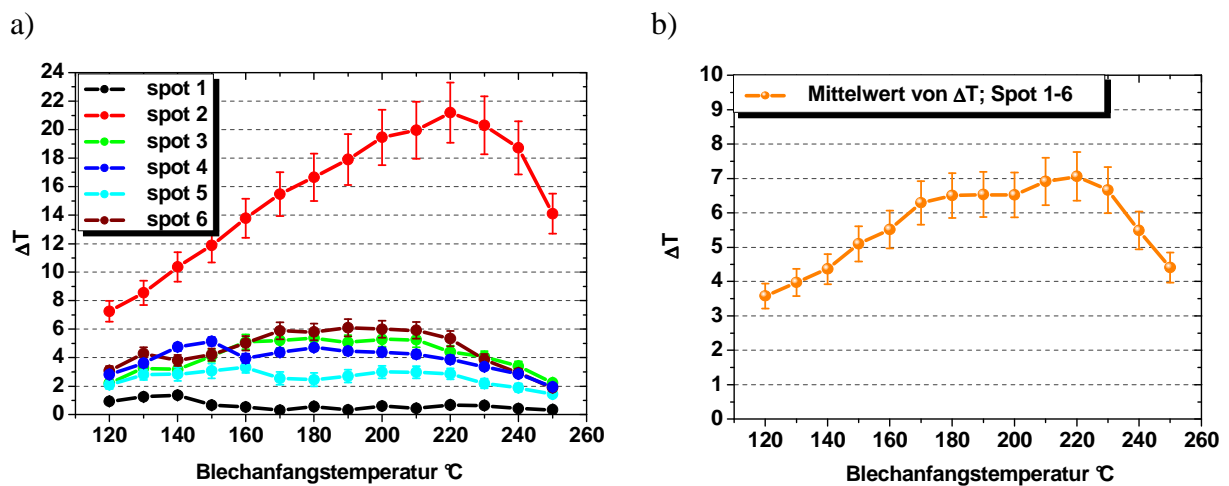
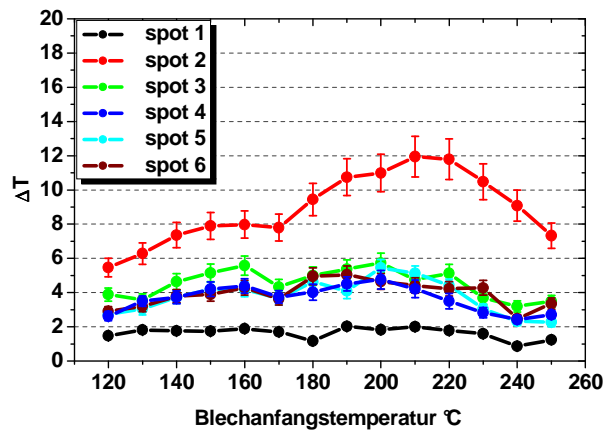


Diagramm 10.2.5 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=110$ bar, $\alpha_D=45^{\circ}$, $A_{B/D}=16,9$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b).

a)



b)

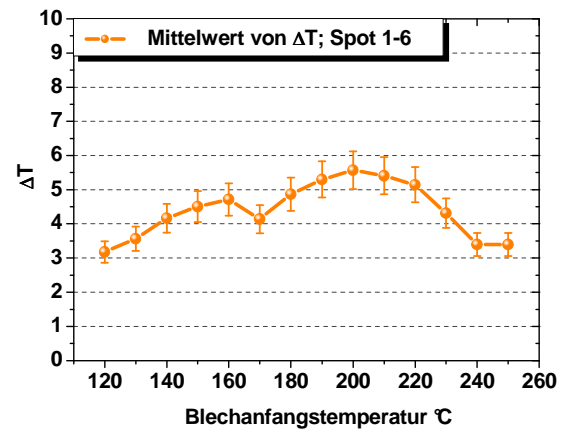
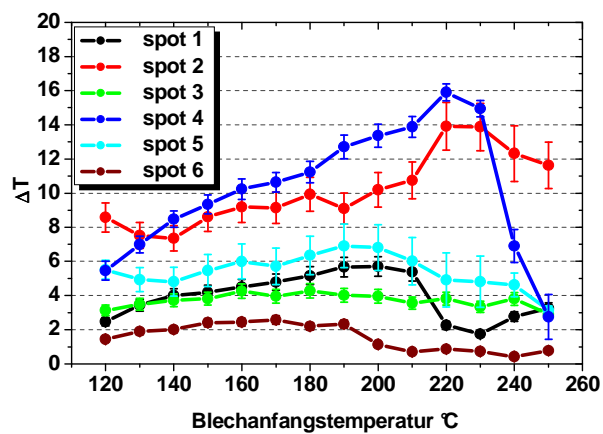


Diagramm 10.2.6 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=110$ bar, $\alpha_D=45^\circ$, $A_{B/D}=35$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b)

a)



b)

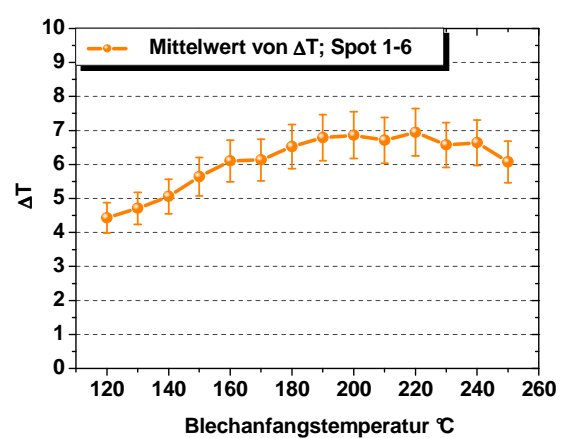


Diagramm 10.2.7 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=110$ bar, $\alpha_D=70^\circ$, $A_{B/D}=16,9$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b)

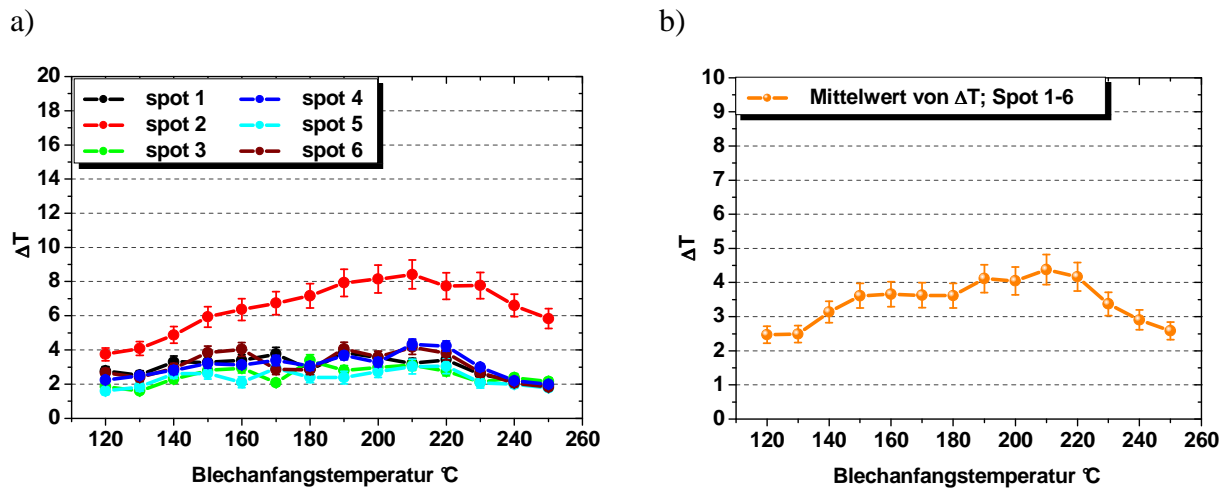


Diagramm 10.2.8 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=90$ bar, $\alpha_D=70^\circ$, $A_{B/D}=35$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b)

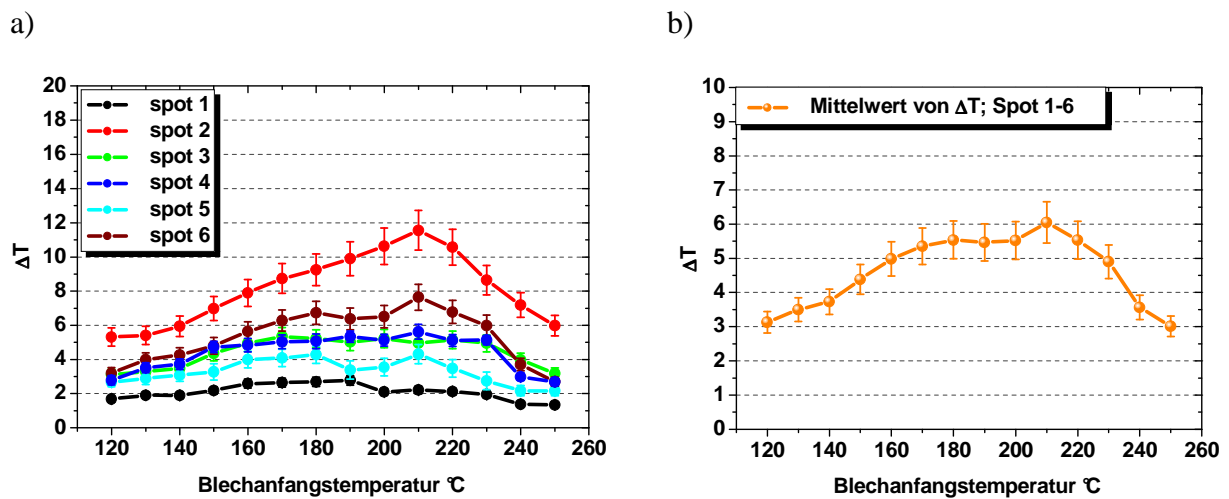


Diagramm 10.2.9 Blechabkühlung ΔT bei Variation der Wandtemperatur, Ottokraftstoff, $p_R=110$ bar, $\alpha_D=70^\circ$, $A_{B/D}=35$ mm, spotbezogene Werte (a), Mittelwerte aller Messorte(b)

10.3 Anhang C - Instationäre Wandtemperaturverläufe

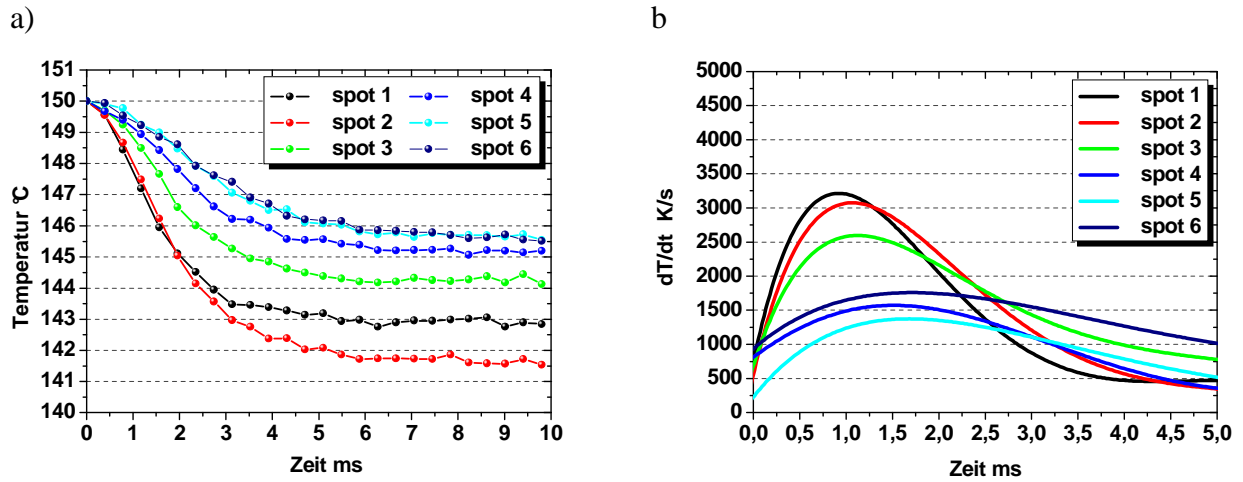


Diagramm 10.3.1. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten für n-Hexan, Blechanfangstemperatur 150°C.

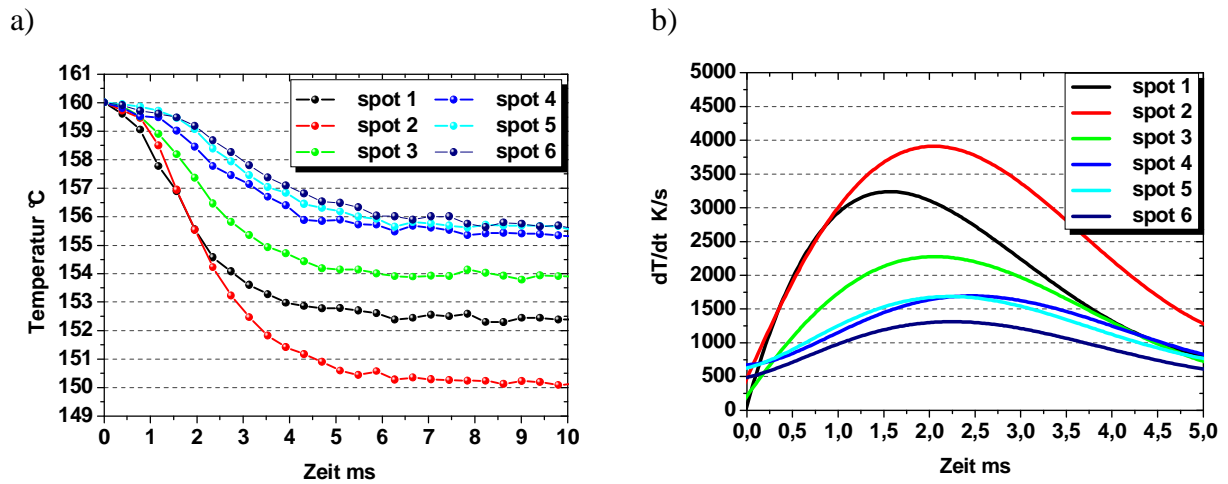


Diagramm 10.3.2. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten für n-Hexan, Blechanfangstemperatur 160°C.

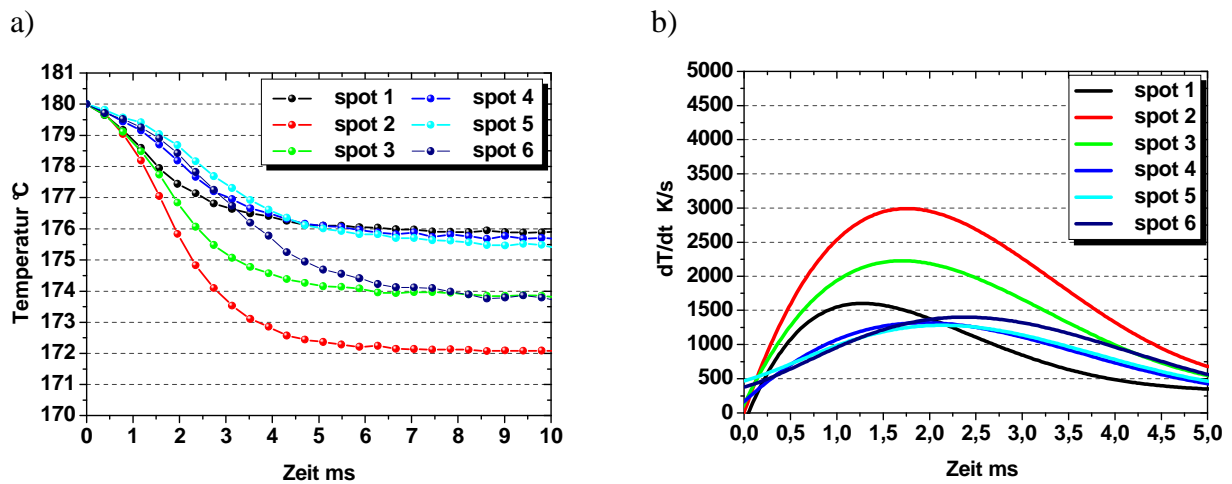


Diagramm 10.3.3. Spray-Wand-Kühlcharakteristiken: Verlauf der Blechabkühlung (a) und zeitliche Temperaturgradienten (b) in ausgewählten Messorten für ein ternäres Gemisch, Blechanfangstemperatur 180°C .

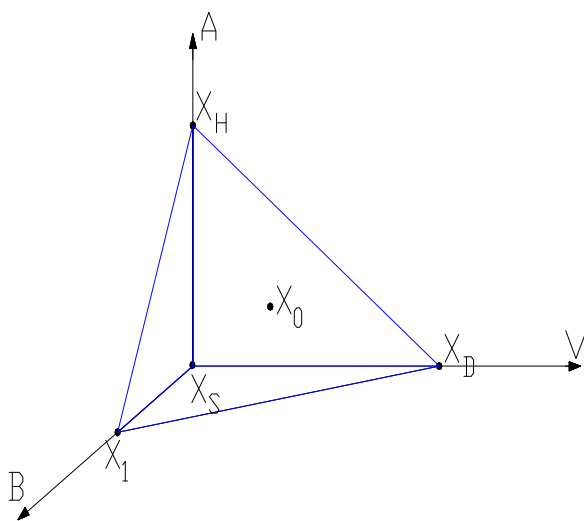
10.4 Anhang D – Simplex Methode

Da die manuelle Ermittlung der in die $\dot{q}(t)$ -Normalverteilung eingehenden Parameter aufwendig und relativ ungenau ist, empfiehlt sich die Verwendung einer mathematischen Optimierungsmethode.

Die unter anderem dafür in Frage kommende Simplexmethode wurde erstmalig von SPENDLEY [1962] und NELDER [1965] beschrieben und dient zur Extremaermittlung von Funktionen.

In einem n-Dimensionalen Raum definieren n+1 Punkte ein Simplex, welches z.B. bei n=3 (3 Parameter) einem Tetraeder entspricht. Sind die Punkte des Simplex äquidistant kann von einem regulärem Simplex gesprochen werden.

Von einem anfänglichen Simplex (**Abb. 8.4.1**) ausgehend kann ein neues Simplex konstruiert werden, in dem einer der Punkte an der von den restlichen Punkten aufgespannten Hyperebene reflektiert wird.



- A,B,V: zu optimierende Parameter
- x_H : Punkt des Simplex, für den $f(x_H)$ den größten Wert annimmt
- x_S : Punkt des Simplex, für den $f(x_S)$ den zweitgrößten Wert annimmt
- x_1 : Punkt des Simplex, für den $f(x_1)$ den kleinsten Wert annimmt
- x_0 : Schwerpunkt

$$x_0 = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1, i \neq h}^{n+1} x_i$$

Abbildung 10.4.1 Bespannung des anfänglichen Simplex

Wenn jeweils der Punkt, an dem die Funktion den größten Wert annimmt, derart reflektiert wird, ist zu erwarten, dass die Funktion am reflektierten Punkt kleiner ist. Trifft dies zu, kann in weiteren Schritten das Simplex in Richtung Minimum verschoben werden.

Hierbei sind drei Grundoperationen zu nennen:

- Die Reflexion: x_H wird durch x_R ersetzt

$$x_R = (1 + \alpha) \cdot x_0 - \alpha \cdot x_H \quad \text{mit Reflexionskoeffizient } \alpha > 0$$

- Die Expansion: wobei x_R sich weiter von x_0 entfernt

$$x_E = (1 - \gamma) \cdot x_0 + \gamma \cdot x_R \quad \text{mit Expansionskoeffizient } \gamma > 1$$

- Die Kontraktion: das Simplex verschiebt sich systematisch in Richtung Minimum x_1

$$x_K = (1 - \beta) \cdot x_0 + \beta \cdot x_H \quad \text{mit Kontraktionskoeffizient } 0 < \beta < 1$$

Nachdem die Funktionswerte an allen Punkten bestimmt wurden, kann die weitere Analyse erfolgen.

- Für den Fall das $f(x_S) \geq f(x_R) \geq f(x_1)$ wird x_H durch x_R (Reflexionsfall **Abb. 10.4.2.a**) ersetzt und mit einem neuen Simplex fortgefahren.
- Wenn $f(x_R) < f(x_1)$, erfolgt eine Expansion in Richtung $x_R \longrightarrow x_0$. Ergibt sich dabei $f(x_E) < f(x_R)$ wird x_H durch x_E ersetzt (Expansionsfall **Abb. 10.4.2.b**), andernfalls x_H durch x_R (Reflexionsfall **Abb. 8.4.2.a**)

a)

b)

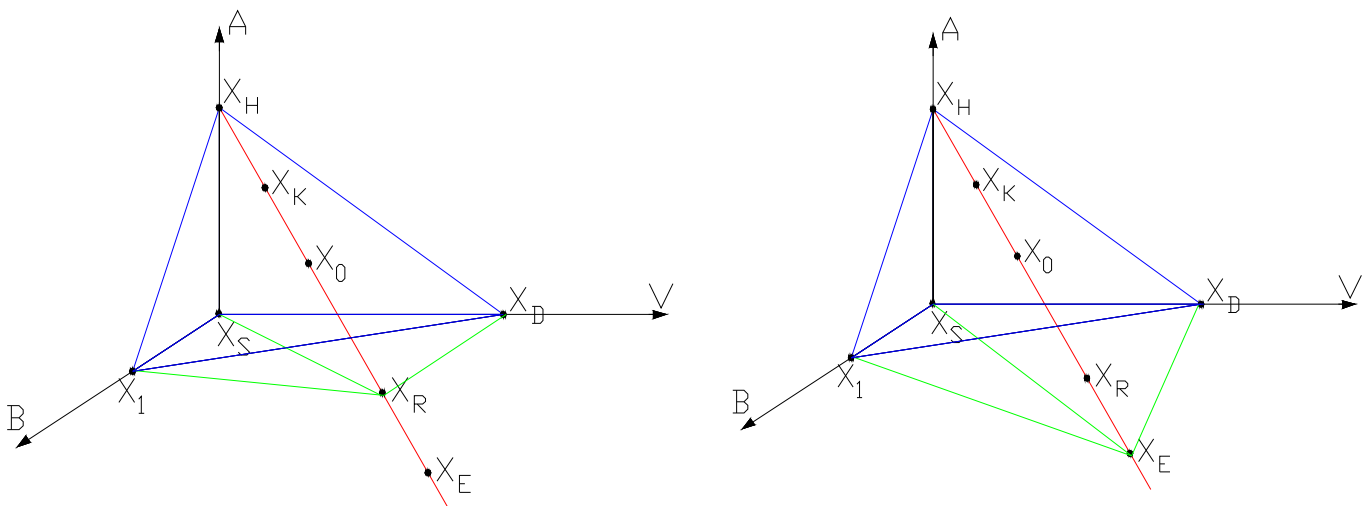


Abbildung 10.4.2 Verschiebung des anfänglichen Simplex nach Reflexion (a) und Expansion (b)

- Für $f(x_H) > f(x_R) > f(x_S)$ wird x_H durch x_R ersetzt.(Reflexion)
- Im Falle $f(x_R) > f(x_H)$ wird die Kontraktion durchgeführt. Ergibt sich dabei $f(x_H) > f(x_C)$ wird x_H durch x_K ersetzt und das Verfahren mit dem neuen Simplex

fortgesetzt. Anderenfalls werden alle Punkte des Simplex in Richtung auf den niedrigsten Funktionswert $x_1 \longrightarrow x'_i = \frac{1}{2} \cdot (x_i + x_1)$ kontrahiert (Kontraktionsfall **Abb. 10.4.3**).

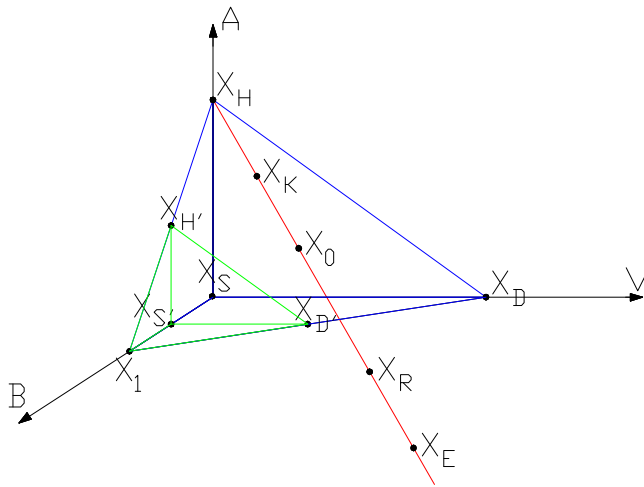


Abbildung 10.4.3 Kontraktion des Simplex in Richtung auf den niedrigsten Funktionswert x_1

Das Iterationsverfahren wird abgebrochen, sobald die Fehlerquadratsumme gemäß **Gleichung 10.4.1** aus dem Vergleich der Experimentellen Ergebnisse mit den Rechenwerten für ein vorgegebenes $\varepsilon > 0$ erfüllt ist.

$$\left[\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n+1} (f(x_i) - f(x_0))^2 \right]^{\frac{1}{2}} < \varepsilon \quad (10.4.1)$$

10.5 Anhang E – Regula Falsi

Regula Falsi zur Nullpunktbestimmung

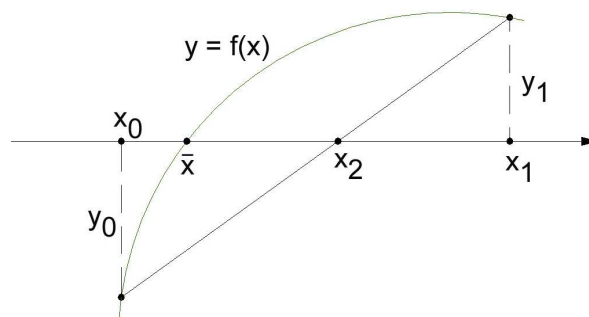


Abbildung 10.5.1. Bestimmung der Wurzel einer Gleichung mit der *Regula Falsi*.

Die zu bestimmende Wurzel der Gleichung $f(x) = 0$ soll mit x' bezeichnet werden, d.h., das Bild der Funktion $y = f(x)$ schneidet die x -Achse an der Stelle \bar{x} . Hat man bereits etwa graphisch oder aus einer Wertetabelle zwei Werte x_0 und x_1 in der Nähe von \bar{x} gefunden, so dass $y_0 = f(x_0) < 0$ und $y_1 = f(x_1) > 0$ ist, so muss bei stetigem $f(x)$ die gesuchte Wurzel \bar{x} zwischen x_0 und x_1 liegen. Bei der Regula Falsi ersetzt man die Kurve $y = f(x)$ im Intervall (x_0, x_1) durch eine *Sekante* (im Sinne einer *linearen Interpolation*), die durch die Punkte (x_0, y_0) und (x_1, y_1) geht. Den Schnittpunkt dieser Sekante mit der x -Achse sieht man als Näherungswert für die gesuchte Wurzel \bar{x} an. Die Gleichung der Sekante lautet:

$$s(x) = y_0 + (x - x_0) \cdot \frac{y_1 - y_0}{x_1 - x_0} \quad (10.5.1)$$

und somit lautet die **Regula Falsi**

$$\bar{x} \approx x_2 = x_0 - y_0 \cdot \frac{x_1 - x_0}{y_1 - y_0} \quad (10.5.2)$$

Die Abszisse $x_2 = x_0 - y_0 \cdot \frac{x_1 - x_0}{y_1 - y_0}$ ihres Schnittpunkts mit der x -Achse ist ein Näherungswert für die Wurzel \bar{x} .

Der Funktionswert $f(x_2)$ wird im Allgemeinen verschieden von null sein, er hat das entgegengesetzte Vorzeichen entweder von $f(x_0)$ oder von $f(x_1)$. Mit dem Abszissenwert x_0 bzw. x_1 , für den dies zutrifft, und mit x_2 wird ein neuer Näherungswert x_3 berechnet.

Durch Wiederholung dieses Verfahrens erhält man eine Folge von verbesserten Näherungswerten, die gegen \bar{x} konvergiert.

Angewendet auf die Lösung des inversen Wärmeleitproblems im Kapitel 6.1 entsprechen:

$$q_0 = x_0, q_1 = x_1, q_2 = x_2, y_0 = S_0, y_1 = S_1.$$

Hierin entsprechen die S-Werte den Fehlerquadratsummen der Gleichung 6.1.1.