

Forschungsberichte aus dem
Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Hrsg. o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Boyke Richter

**Charakterisierung der Tropfen-Wand-
Interaktion im Parameterbereich von
Ottomotoren mit Direkteinspritzung**

Band 31/2007



Universität Karlsruhe (TH)

Charakterisierung der Tropfen-Wand- Interaktion im Parameterbereich von Ottomotoren mit Direkteinspritzung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Boyke Richter
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung:
Hauptreferent:
Korreferent:

9. Oktober 2006
o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig
o. Prof. Dr.-Ing. Ulrich Spicher

Charakterisierung der Tropfen-Wand- Interaktion im Parameterbereich von Ottomotoren mit Direkteinspritzung

von

Dipl.-Ing. Boyke Richter

Karlsruhe 2007

Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Turbomaschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken, die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten - hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen - genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band 31/2007 der Veröffentlichungsreihe untersucht Herr Richter in Fortführung früherer Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe den Aufprall von Kraftstofftropfen auf heiße Wände. Die Arbeit zielt auf die Gemischbildungsvorgänge in Ottomotoren mit Direkteinspritzung ab, die erarbeiteten Ergebnisse sind aber auch bei anderen technischen Anwendungen von großem Interesse. In diesem Umfeld werden erstmals Aufprallereignisse unter realitätsnahen Bedingungen analysiert. Neben einzelnen Tropfen widmet sich Herr Richter der zeitlichen und räumlichen Interaktion von mehreren Aufprallereignissen. Die gewonnenen Erkenntnisse ermöglichen eine Verbesserung bestehender numerischer Modelle und vertiefen darüber hinaus das grundlegende Verständnis der Vorgänge beim Tropfenaufprall.

Vorwort des Autors

Sehr gerne denke ich an meine Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen, während der die vorliegende Arbeit entstanden ist. Herr Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. S. Wittig hat in seiner Zeit als Institutsleiter ideale Bedingungen für die Durchführung von wissenschaftlichen Arbeiten geschaffen. Ihm gilt mein besonderer Dank für diese fruchtbare Umgebung, sein entgegengebrachtes Vertrauen, die Übernahme des Hauptreferats sowie die generelle Förderung und Unterstützung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. U. Spicher vom Institut für Kolbenmaschinen danke ich sehr herzlich für sein Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferats. Darüber hinaus möchte ich ihm und seinen Mitarbeitern für die langjährige, interdisziplinäre und äußerst interessante Zusammenarbeit bei diversen Projekten danken, die durch fruchtbare Diskussionen und gegenseitiges Interesse an der Arbeit des Anderen geprägt war.

Am eigenen Institut stand mir Herr Dr.-Ing. K. Dullenkopf uneingeschränkt mit Rat und Tat zur Seite und hatte stets ein offenes Ohr für mich. Dafür und für die gemeinsamen Erlebnisse - nicht nur bei den Reisen zu diversen Projektbesprechungen - möchte ich ihm ganz besonders danken. Dem neuen Leiter des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen, Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer, danke ich, dass ich die Arbeit unter seiner Leitung vollenden konnte.

Mein langjähriger Bürokollege Dr.-Ing. Marc Hehle und mein Vorgänger Dr.-Ing. Gregor Rottenkolber haben maßgeblich zur schönen Zeit am Institut beigetragen und meine Arbeit mit zahlreichen fachlichen Diskussionen und steter Hilfsbereitschaft begleitet. Herrn Dr.-Ing. Gregor Rottenkolber verdanke ich neben der Betreuung meiner Diplomarbeit auch die Grundsteine für die vorliegende Arbeit. Auch allen anderen Kollegen am Institut, die meine Zeit ganz oder teilweise begleitet haben, möchte ich für fruchtbare Diskussionen und das positive Umfeld danken.

Des Weiteren möchte ich an dieser Stelle allen studentischen Mitarbeitern danken, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben. Entscheidend für das Gelingen einer experimentellen Arbeit ist auch die Unterstützung der Mitarbeiter der Werkstätten, der Techniker und der Verwaltung, denen ich ebenfalls danken möchte. Stark verbunden fühle ich mich mit der Rechnergruppe, die mir willkommene Ablenkung von den Tropfen und gleichzeitig Unterstützung bei deren Bändigung gebracht hat.

Meiner Mutter und meiner Schwester danke ich für ihre stete Anteilnahme, ihr Verständnis und ihre Unterstützung während meines Studiums und meiner wissenschaftlichen Tätigkeit. Abschließend danke ich ganz besonders meiner lieben Frau, die mir die ganze Zeit hindurch zur Seite stand und insbesondere bei der schriftlichen Ausarbeitung wertvolle Hilfe geleistet hat, wofür ich Ihr ewig dankbar sein werde.

meiner Buba

Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	III
Tabellen	VII
Symbole	VIII
1 Einleitung	1
2 Kenntnisstand und Zielsetzung	3
2.1 Grundlagen der physikalischen Prozesse der Tropfenbildung	5
2.1.1 Zerfall eines Strahls	5
2.1.2 Zerfall einer Lamelle	8
2.2 Aufprall von einzelnen Tropfen	10
2.2.1 Trockene Wand	11
2.2.2 Benetzte Wand	19
2.2.3 Heiße Wand	28
2.2.4 Weitergehende Phänomene des Tropfenaufpralls	35
2.3 Aufprall von Sprays	36
2.4 Grenzen der bisherigen experimentellen Analyse des Tropfenaufpralls	38
2.5 Numerische Simulation der Tropfen-Wand-Interaktion	40
2.5.1 Rechnungen mit einzelnen Tropfen	40
2.5.2 Modellierung des Sprayaufpralls	43
2.6 Zielsetzung der Arbeit	45
3 Versuchsaufbau und Messtechnik	47
3.1 Tropfenerzeugung	47
3.1.1 Tropfengenerator für Einzeltropfen	48
3.1.2 Beschleunigungsvorrichtung für Einzeltropfen	49
3.1.3 Selektionseinheit zur Kontrolle der Einzeltropfen	50
3.1.4 Erzeugung von Tropfenketten und monodispersen Sprays	52
3.2 Wandelement	53
3.3 Messtechnik	55

3.3.1	Bildaufnahmesysteme	58
3.3.2	Objektiv	61
3.3.3	Beleuchtung	63
3.3.4	Bildauswertung	65
4	Experimente zum Tropfenaufprall	69
4.1	Wandaufprall eines realen DI-Sprays	69
4.2	Wandaufprall von einzelnen Tropfen	74
4.2.1	Dynamisches Verhalten	74
4.2.2	Thermisches Verhalten	79
4.3	Zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen	88
4.3.1	Auswirkung auf die Regimeeinteilung	89
4.3.2	Eigenschaften der Sekundärtropfen	93
4.4	Räumliche und zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen	99
4.5	Zusammenfassende Betrachtung der experimentellen Ergebnisse	107
5	Zusammenfassung	109
	Literatur	111
A	Anhang	129
A.1	Stoffwerte der verwendeten Flüssigkeiten	129
A.2	Randbedingungen der durchgeführten Experimente	130

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gemischbildung bei Direkt- und Saugrohreinspritzung (Rottenkolber, 2001) . . .	2
2.1	Sprayaufprall auf die Kolbenoberfläche im Verbrennungsmotor	3
2.2	Skizzen möglicher zeitlicher Abläufe des Tropfenaufpralls auf eine feste Wand	4
2.3	Schematische Darstellung der Mechanismen der Tropfenbildung (Walzel, 1990)	7
2.4	Schematische Darstellung der allgemeinen Zerfallsarten einer Lamelle (Fraser et al., 1962)	8
2.5	Bildung und Zerfall von Jets beim Tropfenaufprall (Edgerton und Killian, 1979)	9
2.6	Verschiedene Zustände der Oberfläche beim Aufprall von Tropfen auf feste Wände	11
2.7	Unterteilung der Tropfenausbreitung in verschiedene Phasen - die verschiedenen Linien repräsentieren mögliche Verläufe (Kim und Chun, 2001, Rioboo et al., 2002)	12
2.8	Definition des Kontaktwinkels in der Ausbreitungs- und Rückzugsphase	13
2.9	Kronenbildung bei der Destruktion (Edgerton und Killian, 1979)	15
2.10	Schwellenwert zwischen Deposition und Destruktion abhängig von der Wandrauigkeit (Cossali et al., 1997)	18
2.11	Numerische Berechnung der Kronenbildung beim Aufprall auf einen dünnen Film, $\delta = 0,116$ (Rieber und Frohn, 1999)	20
2.12	Qualitative Skizze verschiedener Aufprallereignisse auf tiefe Flüssigkeiten (Rein, 2002b)	26
2.13	Abgrenzung der Aufprallereignisse auf tiefe Flüssigkeiten (Liow, 2001)	27
2.14	Wärmestrom von einer Wand in einen Film und Verdampfungszeit von Tropfen, jeweils abhängig von der Überhitzung (Bernardin, 1996)	29
2.15	Ablauf des Aufprallvorgangs für verschiedene Wandtemperaturen (Bernardin et al., 1997b)	30
2.16	Einteilung der Aufprallereignisse von Tropfen auf heiße Wände (Chaves et al., 2000)	33
2.17	Einteilung der Aufprallereignisse von Tropfen auf heiße Wände (Rein, 2002a) .	34
2.18	Numerische Berechnung der Ausbreitungsphase im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen (Pasandideh-Fard et al., 1996)	42
3.1	Schematische Darstellung der angestrebten Experimente	47
3.2	Aufbau eines piezoelektrischen Einzeltropfengenerators	48

3.3	Konstruktion der aerodynamischen Tropfenbeschleunigung	49
3.4	Kernelemente des Versuchsaufbaus und ihre Funktionsweise	50
3.5	Vollständiger Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einzeltropfenaufralls . . .	51
3.6	Schematische Darstellung des Tropfenkettengenerators	52
3.7	Skizze der Mehrlochblende zur Erzeugung eines monodispersen Sprays	53
3.8	Beschaffenheit der Kolbenoberfläche	54
3.9	Aufbau und variable Einsetzbarkeit des Wandelements (vgl. Abb. 3.4)	55
3.10	Entstehung von fokussierten und defokussierten Bildern eines sphärischen Partikels bei optischer Abbildung (Damaschke et al., 2002)	57
3.11	Funktionsprinzip der <i>Global Phase Doppler</i> Messtechnik (Damaschke et al., 2002)	58
3.12	Funktionsprinzip der <i>Shadowgraphy</i> (LaVision, 2003)	58
3.13	Die Hochgeschwindigkeitskamera <i>HSFC-Pro</i>	61
3.14	Strahlengang des Fernfeldmikroskops <i>QM100</i> von <i>Quesstar</i>	62
3.15	Aufbau der <i>HSFC-Pro</i> Kamera mit dem Fernfeldmikroskop	62
3.16	Verwendung eines Lasers als Hintergrundbeleuchtung mit Hilfe einer fluoreszierenden Flüssigkeit	65
3.17	Ablauf bei der Auswertung von Schattenbildern mit Hilfe des <i>SizingMaster</i> . . .	66
3.18	Identifikation von Partikeln in der Intensitätsfunktion	67
3.19	Vermessung der gefundenen Partikel bezüglich Form und Größe	67
3.20	Identifikation von unscharfen Partikelbildern anhand der Intensitätsfunktion . .	67
4.1	Vergleich der Anzahl- und Massenhäufigkeit in einem DI-Spray (Nauwerck et al., 2005)	70
4.2	Vergleich der Spraybildung bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen, jeweils als Absolutdruck und -temperatur angegeben ($\approx 250 \mu\text{s}$ nach Aufprall, Ausschnitt $32 \times 21 \text{ mm}^2$)	71
4.3	Visualisierung der globalen Ausbreitung eines realen DI-Sprays (Benzin, $p_{DK} = 8 \text{ bar}$, $T_{DK} = 20^\circ\text{C}$, $v_{tip} \approx 20 \text{ m/s}$, Ausschnitt $35 \times 26 \text{ mm}^2$)	71
4.4	Aufprall einzelner Tropfen des Sprays an der Sprayspitze (Benzin, $v_{PT} \approx 20 \text{ m/s}$, Ausschnitt $2,3 \times 1,9 \text{ mm}^2$)	72
4.5	Überlagerung der einzelnen Aufprallereignisse durch das extrem dichte Spray (Benzin, $v_{PT} \approx 28 \text{ m/s}$, Ausschnitt $1,7 \times 1,35 \text{ mm}^2$)	73
4.6	Visualisierung des Ausbreitungsverhaltens eines kleinen Isooktantropfens ($d_{PT} = 67 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 15,4 \text{ m/s}$, Ausschnitt $290 \times 230 \mu\text{m}^2$)	75
4.7	Ausbreitungsverhalten bei unterschiedlichen Primärtropfengeschwindigkeiten .	76

4.8	Ausbreitungsverhalten abhängig von der We -Zahl (geschlossene Symbole) und Vergleich mit Daten von millimetergroßen Tropfen (offene Symbole (Rioboo et al., 2002))	78
4.9	Auftreten von prompter Destruktion (Isooktan, $d_{PT} = 50 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 34 \text{m/s}$, $We = 2188$, Ausschnitt $432 \times 346 \mu\text{m}^2$) .	78
4.10	Einfluss der Wandtemperatur (Isooktan, $d_{PT} = 80 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{m/s}$, Ausschnitt $750 \times 600 \mu\text{m}^2$)	80
4.11	Blasensieden (links) und Filmsieden (rechts) von millimetergroßen Tropfen (Cossali et al., 2002b) (Destilliertes Wasser, $d_{PT} = 2100 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 3,13 \text{m/s}$, $t_{nA} = 7400 \mu\text{s}$, Ausschnitt $\approx 27800 \times 9900 \mu\text{m}^2$)	81
4.12	Einfluss der Aufprallgeschwindigkeit (Isooktan, $d_{PT} = 80 \mu\text{m}$, $T^* = 1,17$, Ausschnitt $750 \times 600 \mu\text{m}^2$)	82
4.13	Aufprall von Tropfen mit $d_{PT} = 50 \mu\text{m}$ (Isooktan, $v_{PT} = 7,5 \text{m/s}$, Ausschnitt $375 \times 300 \mu\text{m}^2$)	82
4.14	Einfluss der Primärtropfen auf den Vorgang der Thermischen Reflexion (Isooktan, $T^* = 1,31$, Ausschnitt $375 \times 323 \mu\text{m}^2$)	84
4.15	Einfluss der Wandtemperatur bei Ethanoltröpfen ($d_{PT} = 80 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 4,2 \text{m/s}$, Ausschnitt $750 \times 600 \mu\text{m}^2$)	85
4.16	Thermische Reflexion bei Ethanoltröpfen ($d_{PT} = 54 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 3,9 \text{m/s}$, Ausschnitt $375 \times 300 \mu\text{m}^2$)	87
4.17	Variation von Wandtemperatur und Primärtropfengeschwindigkeit – Einfluss auf Regime sowie Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen (Isooktan)	90
4.18	Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen in Abhängigkeit der Aufprallfrequenz	92
4.19	Tropfengrößenspektrum	93
4.20	Überblick über Aufprallereignisse bei $T^* = 1,31$	95
4.21	Variation der We -Zahl bei konstanter Aufprallfrequenz (Isooktan, $f_{PTK} = 25 \text{kHz}$, $T^* = 1,31$)	96
4.22	Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen in Abhängigkeit der We -Zahl	97
4.23	Variation der Aufprallfrequenz (Isooktan, $We \approx 250$, $T^* = 1,31$)	97
4.24	We -Zahl der Sekundärtropfen	98
4.25	Interaktion der Lamellen beim Aufprall (Isooktan, $d_{PT} = 73 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 23,4 \text{m/s}$, $\Delta s_{PT} = 108 \mu\text{m}$, Ausschnitt $578 \times 462 \mu\text{m}^2$)	99
4.26	Einfluss der Wandtemperatur (Isooktan, $\Delta s_{PTK} = 300 \mu\text{m}$, $d_{PT} = 91 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 12 \text{kHz}$)	100

4.27	Aufprall einer einzelnen und mehrerer Tropfenketten bei $T^* = 1,17$ (Isooktan, $\Delta s_{PTK} = 300 \mu\text{m}$, $d_{PT} = 91 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 12 \text{kHz}$)	101
4.28	Aufprall einer einzelnen Tropfenkette (Isooktan, $d_{PT} = 72 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25 \text{kHz}$)	102
4.29	Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $\Delta s_{PTK} = 300 \mu\text{m}$ (Isooktan, $d_{PT} = 72 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25 \text{kHz}$)	103
4.30	Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $\Delta s_{PTK} = 200 \mu\text{m}$ (Isooktan, $d_{PT} = 72 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25 \text{kHz}$)	104
4.31	Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $\Delta s_{PTK} = 150 \mu\text{m}$ (Isooktan, $d_{PT} = 72 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25 \text{kHz}$)	105
4.32	Quantitativer Vergleich von Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen .	105
4.33	Tropfengrößenverteilungen bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$	106
4.34	Randbedingungen der durchgeführten Experimente im Vergleich zu den realen Bedingungen des DI-Ottomotors	108

Tabellenverzeichnis

2.1	Überblick über Grenzliniengleichungen für trockene Wände	18
2.2	Überblick über Grenzliniengleichungen für benetzte Wände (bei $\delta = 0,1$) . . .	24
A.1	Stoffeigenschaften der eingesetzten Flüssigkeiten im Vergleich zu Wasser und Superbenzin	129
A.2	Thermische Eigenschaften der eingesetzten Flüssigkeiten	129
A.3	Randbedingungen für die Untersuchungen mit Einzeltropfen	130
A.4	Randbedingungen für die Untersuchungen mit Tropfenketten	130
A.5	Randbedingungen für die Untersuchungen zur räumlichen Interaktion	131

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
D	m	Düsen-, Blenden-, oder Kapillardurchmesser
d	m	Durchmesser
F	N	Kraft
f	Hz	Frequenz
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
h	m	Filmdicke
Δh	kJ/kg	Enthalpie
K	–	Randwinkelparameter
p	bar	Druck
\dot{q}	W/m^2	Wärmestrom
s	–	Scharparameter
Δs	m	Abstand
SMD	m	Sauterdurchmesser
T	K	Temperatur
v	m/s	Geschwindigkeit

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	°	Aufprallwinkel
μ	Pa s	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität ($\nu = \frac{\mu}{\rho}$)
λ	m	Wellenlänge
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
θ	°	Kontaktwinkel

Indizes

Symbol	Bedeutung
<i>A</i>	Aufprall
<i>adv</i>	<i>advancing</i> - Ausbreitung
<i>DK</i>	Druckkammer
<i>G</i>	Gewicht
<i>GL</i>	Grenzlinie
<i>KD</i>	zwischen Koaleszenz und Destruktion
<i>krit</i>	kritisch
<i>L</i>	Lamelle
<i>Leid,d</i>	Leidenfrost, dynamisch
<i>lg</i>	flüssig → gasförmig
<i>nA</i>	nach Aufprall
<i>opt</i>	optimal
<i>PT</i>	Primärtropfen
<i>PTK</i>	Primärtropfenkette
<i>rec</i>	<i>receding</i> - Zurückziehen
<i>stat</i>	statisch
<i>siede</i>	auf den Siedepunkt bezogen
σ	Oberflächenspannung
<i>tip</i>	Strahlspitze
<i>W</i>	Wand

Dimensionslose Kennzahlen

Symbol	Definition	Bedeutung
d^*	$= \frac{d_L}{d_{PT}}$	Ausbreitung des Tropfens auf der Wand (<i>Spread Factor</i>)
t^*	$= t \cdot \frac{v_{PT}}{d_{PT}}$	dimensionslose Zeit nach dem Aufprall
T^*	$= \frac{T_W}{T_{siede}}$	dimensionslose Wandtemperatur
δ	$= \frac{h}{d_{PT}}$	dimensionslose Filmdicke
κ^{-1}	$= \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \cdot g}}$	Kapillarlänge (Vignes-Adler, 2002)
λ	$= \sqrt{\frac{\rho \cdot \sigma^2}{\mu^3 \cdot f}}$	Viskositätslänge (Yarin und Weiss, 1995)
Bo	$= \frac{\rho \cdot g \cdot d^2}{\sigma}$	Bond-Zahl: Schwerkraft- / Oberflächeneffekte
Ca	$= \frac{\mu \cdot v}{\sigma} = \frac{We}{Re}$	Capillary-Zahl: Reibungs- / Oberflächeneffekte
Fr	$= \frac{v^2}{g \cdot d} = \frac{We}{Bo}$	Froude-Zahl: Trägheits- / Schwerkrafteffekte
La	$= \frac{\rho \cdot d \cdot \sigma}{\mu^2} = \frac{1}{Oh^2}$	Laplace-Zahl: Oberflächen- / Reibungseffekte
Oh	$= \frac{\mu}{\sqrt{\rho \cdot d \cdot \sigma}} = \frac{\sqrt{We}}{Re}$	Ohnesorge-Zahl: Reibungs- / Oberflächeneffekte
Re	$= \frac{\rho \cdot d \cdot v}{\mu} = Ca \cdot La$	Reynolds-Zahl: Trägheits- / Viskositätseffekte
Sr	$= \frac{f \cdot d}{v}$	Strouhal-Zahl: Verhältnis der Trägheitskräfte lokaler und globaler Schwankungen
We	$= \frac{\rho \cdot d \cdot v^2}{\sigma} = Ca^2 \cdot La$	Weber-Zahl: Trägheits- / Oberflächeneffekte

1 Einleitung

Auf dem Weg zu einem schadstoffarmen Kraftfahrzeugantrieb, der gleichzeitig auch die Ressourcen schont, gewinnt die Optimierung der Gemischbildung immer stärker an Bedeutung. Nahezu alle dem Motor nachgeschalteten Maßnahmen zur Schadstoffreduzierung erhöhen den Kraftstoffverbrauch bzw. senken den effektiven Wirkungsgrad. Für eine Optimierung der Gemischbildung ist ein verstärkter Einsatz von Berechnungsverfahren notwendig, da aufgrund der auftretenden, komplexen Phänomene mit konventionellen Mitteln innerhalb der kurzen Entwicklungszyklen keine zufrieden stellenden Ergebnisse erzielt werden können. Allerdings verhindert gerade die Komplexität der Prozesse auch in absehbarer Zukunft eine direkte Berechnung. Deshalb sind zuverlässige Modelle notwendig, die eine effektive Simulation möglichst realitätsnah gewährleisten.

Ein erhebliches Potential zur Erfüllung der Forderungen nach einem schadstoff- und verbrauchsarmen Motor bietet die Direkteinspritzung (Direct Injection - DI) beim Ottomotor. Im Unterschied zur Saugrohreinspritzung, bei der ein Kraftstoff-Luft-Gemisch in den Brennraum eingebracht wird, wird bei diesem Konzept reine Luft angesaugt und der Kraftstoff anschließend direkt in den Brennraum eingespritzt, was in Abb. 1.1(a) verdeutlicht wird. Auf diese Weise kann eine dem Dieselmotor ähnliche Lastregelung anhand der Gemischqualität erfolgen und die verlustreiche Drosselung der Ansaugluft entfallen. Aufgrund der mageren Betriebsweise ist hierbei der Einsatz der bewährten Katalysatortechnik zur Abgasnachbehandlung allerdings nicht mehr möglich, was diesem Motorkonzept den Durchbruch bislang verwehrt hat. Des Weiteren erfordert der optimale Betrieb des DI-Ottomotors eine exakte Steuerung von Einspritzung und Zündung. Hierbei sind sowohl die geometrische Anordnung von Einspritzdüse und Zündkerze im Brennraum als auch die Ausbildung des Einspritzstrahls unter allen Betriebszuständen von großer Bedeutung.

Das Primärspray der Einspritzdüsen eines Ottomotors mit Direkteinspritzung setzt sich aus extrem kleinen, schnell fliegenden Tropfen zusammen. Diese sind bislang von Experimenten noch gar nicht oder allenfalls zu einem geringen Teil erfasst worden. Ein Prozess, bei dem das Fehlen von zuverlässigen Modellen besonders zu Tage tritt und der gleichzeitig eine Schlüsselstellung bei der Schadstoffbildung bei Direkteinspritzung einnimmt, ist die Interaktion des Kraftstoffsprays mit den Brennraumwänden. Hierbei werden Modelle benötigt, die anhand der Randbedingungen der auftreffenden Tropfen den an der Wand verbleibenden Kraftstoffanteil und die gebildeten Sekundärtropfen identifizieren. Letztere stehen im Weiteren für eine Gemischbildung zur Verfügung. Gerade hierbei zeigen sich bei einem Vergleich der in der Literatur veröffentlichten Modelle erhebliche Abweichungen.

Deshalb ist Ziel der vorliegenden Arbeit, speziell für den Einsatzbereich der Gemischbildung in Ottomotoren mit Direkteinspritzung durch die detaillierte Untersuchung der Tropfen-Wand-Interaktion einen Beitrag zur Entwicklung von zuverlässigeren Modellen zu leisten. Mit ihnen kann der Vorentwicklung von Verbrennungsmotoren ein Werkzeug an die Hand gegeben werden, das zu einer Verkürzung der Entwicklungszyklen führt. Ein besonderes Augenmerk muss darauf liegen, Experimente unter möglichst realitätsnahen Bedingungen durchzuführen, da sich

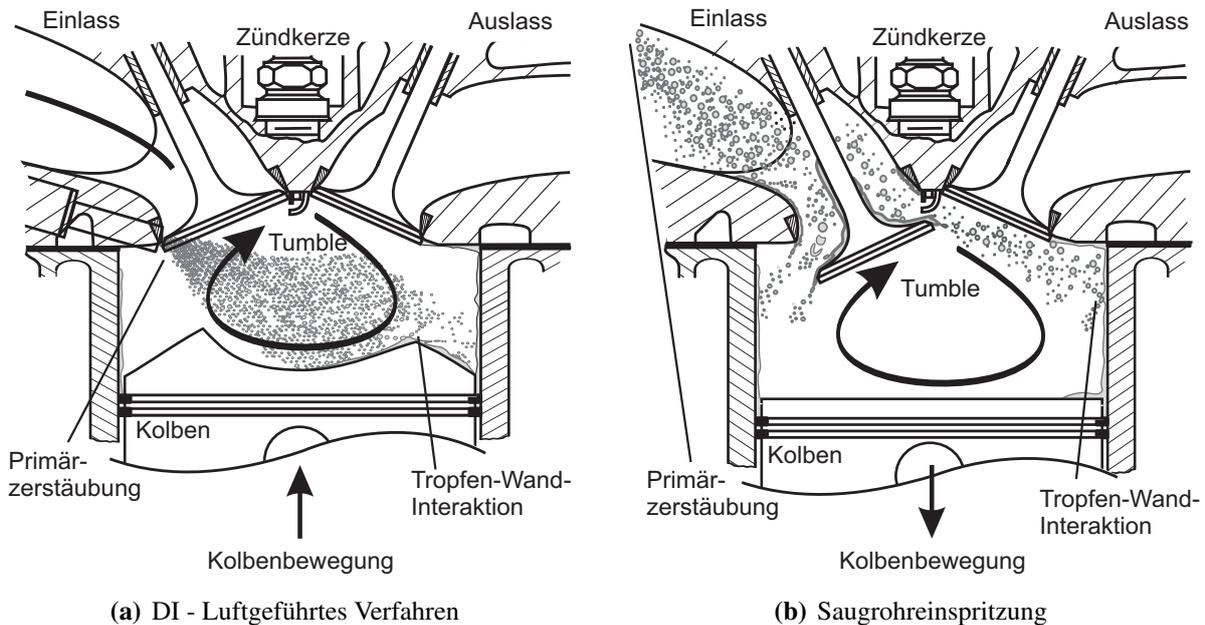


Abb. 1.1: Gemischbildung bei Direkt- und Saugrohreinspritzung (Rottenkolber, 2001)

gezeigt hat, dass eine dimensionslose Darstellung und mithin Skalierung vorhandener Modelle, die vornehmlich aus Experimenten mit millimetergroßen Wassertropfen gebildet wurden, keine zufrieden stellenden Ergebnisse liefert.

Die Bedingungen, unter denen ein reales Kraftstoffspray im DI-Ottomotor auf eine Wand auftrifft, verhindern aufgrund ihrer Komplexität eine direkte experimentelle Analyse. Deshalb werden im Allgemeinen Teilprozesse identifiziert, die getrennt voneinander untersucht werden und anschließend zu einem oder mehreren Modellen zusammengefügt werden. Der grundlegende Teilprozess der Spray-Wand-Interaktion ist der Aufprallvorgang von einzelnen Tropfen. Die Tropfengrößen im realen Kraftstoffspray eines DI-Ottomotors (Sauterdurchmesser zwischen 10 und $20\mu\text{m}$) liegen mehrere Größenordnungen unterhalb der bisher veröffentlichten Experimente. Aktuelle Studien zeigen immer wieder, dass beim Aufprall von kleinen Tropfen spezielle Phänomene auftreten und unterstreichen damit die Notwendigkeit realitätsnaher Experimente. Als Schlussfolgerung wird herausgestellt, dass ohne Berücksichtigung der speziellen Ereignisse beim Aufprall von mikrometergroßen Tropfen eine Übertragung von Ergebnissen millimetergroßer Tropfen zu erheblichen Abweichungen von der Realität führt.

Die direkte Untersuchung der extrem kleinen Tropfen bedingt sehr kleine räumliche und zeitliche Skalen. Diese stellen besondere Anforderungen an den Aufbau und die Kontrolle des Experiments sowie auch an die eingesetzte Messtechnik. Eine zentrale Herausforderung besteht dabei auch in der Erarbeitung von experimentellen Methoden, die eine erfolgreiche Durchführung erst möglich machen. Im Ergebnis dienen die Untersuchungen einer Erweiterung des physikalischen Verständnisses der ablaufenden Prozesse und stellen Daten zur Validierung von numerischen Simulationen zur Verfügung. Außerdem bilden sie die Basis für die Entwicklung eines zuverlässigen Modells zur Beschreibung der Spray-Wand-Interaktion im Ottomotor mit Direkteinspritzung, das die Vorentwicklung direkt unterstützt.

2 Kenntnisstand und Zielsetzung

Die Interaktion von Tropfen mit Wänden ist in vielen Bereichen der Technik von Bedeutung. Schon vor über 120 Jahren führte die Begeisterung über die schönen ästhetischen Muster, die auftreffende Tropfen auf einer rußgeschwärzten Glasplatte hinterlassen, Worthington (1876) dazu, den Aufprallvorgang analytisch zu untersuchen und seine Beobachtungen zu dokumentieren. Bereits seine gezeichneten Bilder von Tropfen zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Aufprall zeigen einen Großteil der auftretenden Phänomene, und dennoch ist es bis heute nicht gelungen, die physikalischen Hintergründe vollständig zu erfassen. Im Gegenteil, trotz einer Vielzahl von Untersuchungen sind noch immer einige von ihnen völlig ungeklärt. Dabei ist die Kenntnis der Vorgänge bei der Tropfen-Wand-Interaktion für eine Vielzahl von Anwendungen von großer Bedeutung. Zu diesen zählen u.a. Beschichtungsvorgänge wie Lackieren oder Flammgespritzten, Druckvorgänge, z. B. mit einem Tintenstrahldrucker, die Sprühkühlung und die Gemischbildung in Verbrennungskraftmaschinen oder Gasturbinen.

Um die Vorgänge zu visualisieren, die bei solchen Anwendungen beim Aufprall von Sprays und einzelnen Tropfen ablaufen, zeigt Abb. 2.1 einen vergrößerten Ausschnitt aus Abb. 1.1(a). Der Einspritzstrahl, der in diesem Fall von einer Vielzahl sehr kleiner Tropfen charakterisiert ist, breitet sich während der Kompressionsphase im Brennraum aus und trifft auf den nach oben bewegten Kolben auf. Einen grundlegenden Teilprozess bildet der Aufprall von einzelnen Tropfen, der in Abb. 2.2 durch mögliche zeitliche Verläufe beim Aufprall auf eine trockene Wand skizziert ist. Dabei zeichnet sich die *Deposition* durch eine vollständige Anlagerung des Tropfens an der Wand, die *Reflexion* durch ein reines Abprallen des Tropfens von der Wand und die *Destruktion* durch eine Zerteilung des Tropfens in mehrere Teile aus. Diese Einteilung kann auch auf den Aufprall auf eine benetzte Oberfläche übertragen werden.

Die Analyse der grundlegenden Mechanismen der Gemischbildung in Ottomotoren war in den vergangenen Jahren Gegenstand einer Vielzahl von Forschungsvorhaben am Institut für Thermische Strömungsmaschinen. Im Bezug auf Saugrohreinspritzung sind insbesondere Untersuchungen zu den Strömungsverhältnissen im Saugrohr (Hehle et al., 2002, Richter et al., 2001,

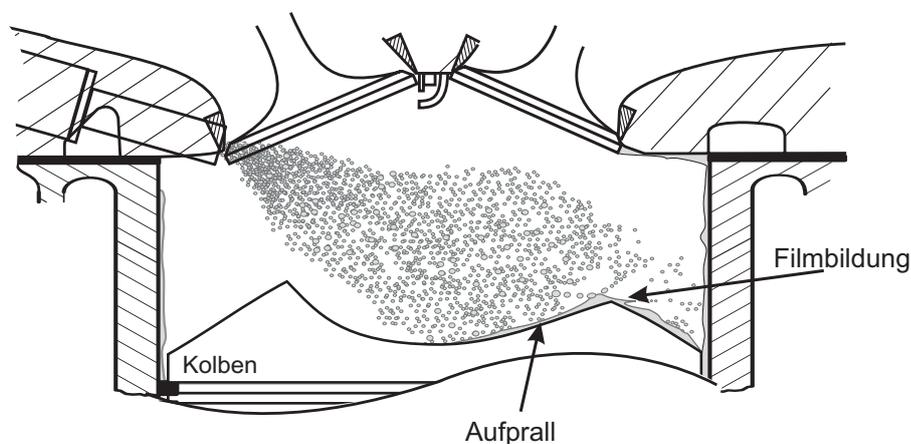


Abb. 2.1: Sprayaufprall auf die Pleuellfläche im Verbrennungsmotor

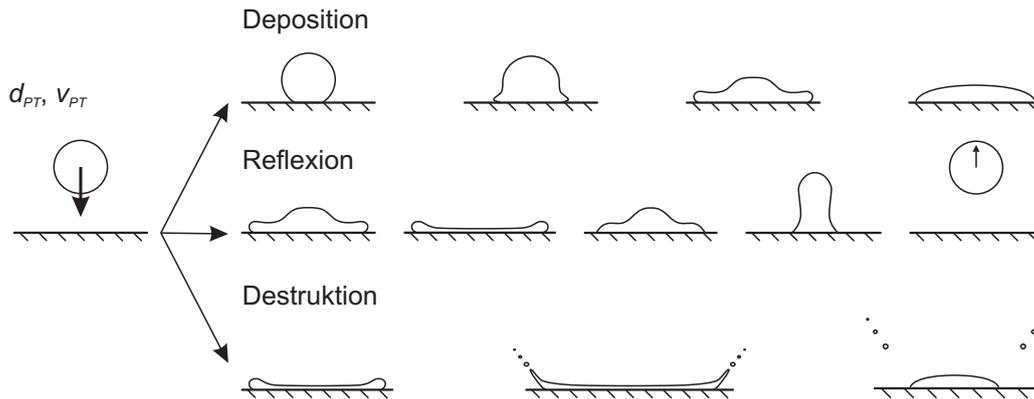


Abb. 2.2: Skizzen möglicher zeitlicher Abläufe des Tropfenaufpralls auf eine feste Wand

Rottenkolber et al., 1998a,b), der Auswirkung der Qualität des Einspritzstrahls (Maier et al., 1998, Rottenkolber et al., 1999a, Wittig et al., 1998) sowie Aufbau und Ausbreitung des Wandfilms im Saugrohr (Richter et al., 2003a, Tribulowski et al., 2003, Wittig et al., 1994, 1996b) zu nennen. Hierbei waren in vielen Fällen insbesondere die schwierigen Verhältnisse für die Gemischbildung während eines Kaltstarts von großem Interesse (Richter et al., 2002b, Rottenkolber et al., 2001, Tribulowski et al., 2002). Auch beim Ottomotor mit Direkteinspritzung (DI) waren die Gemischbildung (Kneer et al., 2002, Preussner und Kampmann, 1997, Reissing et al., 1999, Rottenkolber et al., 1999b), die Verbrennung (Kubach et al., 2000, Spicher et al., 2000) und auch der Kaltstart (Kufferath et al., 2003) Gegenstand intensiver Forschung nicht nur an der Universität Karlsruhe. Aufgrund der Vielzahl von verfügbaren Veröffentlichungen soll an dieser Stelle die globale Gemischbildung nicht im Einzelnen dargestellt werden, sondern insbesondere der gegenwärtige Kenntnisstand zu den Vorgängen bei der Interaktion von Kraftstoffsprays und -tropfen mit Wänden vorgestellt werden.

Bei der Untersuchung der Interaktion von Tropfen mit Wänden spielen die physikalischen Grundlagen zur Tropfenbildung in zweierlei Hinsicht eine Rolle. Zum einen müssen die Tropfen kontrolliert generiert werden, d.h. Tropfengröße und -geschwindigkeit müssen bekannt und im angestrebten Bereich sein, bevor ihr Aufprall auf eine Oberfläche analysiert werden kann. Zum anderen sind die Entstehungsmechanismen der Sekundärtropfen von entscheidender Bedeutung bei der Beurteilung und Einteilung von Aufprallmechanismen. Hierbei spielt die Erzeugung der Tropfen durch den Tropfengenerator eine Schlüsselrolle für die Durchführung der angestrebten Untersuchungen, weil ohne eine zuverlässige Generierung der Primärtropfen mit kontrollierter Größe und Geschwindigkeit eine Untersuchung der Aufprallereignisse unmöglich ist. Eine zusätzliche große Herausforderung stellt der anvisierte Größenbereich der Tropfen dar, da die extrem kleinen Abmessungen sehr hohe Anforderungen an den experimentellen Versuchsaufbau und die Messeinrichtungen stellt. Wegen der großen Bedeutung der Tropfenerzeugung werden im Folgenden zunächst die physikalischen Grundlagen der Tropfenbildung behandelt, bevor der gegenwärtige Kenntnisstand der Tropfen-Wand-Interaktion näher beleuchtet wird.

2.1 Grundlagen der physikalischen Prozesse der Tropfenbildung

Wird eine Flüssigkeit physikalischen Kräften ausgesetzt, tendiert sie dazu zu zerfallen. In vielen technischen Anwendungen wird diese Eigenschaft gezielt ausgenutzt. So wird z. B. beim Einspritzvorgang im Verbrennungsmotor der Kraftstoff mit Druck durch eine kleine Öffnung gepresst, um die Flüssigkeit in kleine Tropfen zu zerlegen und somit aufgrund der vergrößerten Oberfläche eine schnelle Verdampfung herbeizuführen (vgl. Abb. 2.1). Neben einem solchen Strahlzerfall ist der Zerfall einer Flüssigkeitslamelle eine weitere grundlegende Form der Tropfenbildung, die oftmals auftritt und genutzt wird. Bei der kontinuierlichen Gemischbildung in einer Gasturbine wird in der Regel ein so genannter Airblast-Zerstäuber eingesetzt, der aus einem Kraftstofffilm an einer Kante unter Einwirkung einer Luftströmung eine Lamelle bildet. Diese zerfällt und vergrößert analog zum Einspritzstrahl im Verbrennungsmotor die Flüssigkeitsoberfläche mit dem Ziel der schnellen Verdampfung. Auch für den Tropfen-Wand Aufprall sind die beiden beschriebenen Zerfallsarten wichtig. Während der Strahlzerfall eine große Rolle bei der Entstehung der Primärtropfen spielt, ist der Zerfall einer Lamelle eine bedeutende Quelle für die Bildung von Sekundärtropfen.

2.1.1 Zerfall eines Strahls

Ein aus einer Öffnung austretender Flüssigkeitsstrahl unterliegt verschiedenen Kräften, die ihn abhängig von den Austrittsbedingungen teilweise stark beeinflussen. Bei niedrigen Austrittsgeschwindigkeiten dominieren Gewichts- und Oberflächenkräfte. Mit steigender Austrittsgeschwindigkeit steigt der Einfluss von dynamischen Kräften, wie dem Staudruck der Umgebungsluft und den Trägheitskräften des austretenden Fluids.

Schon Lord Rayleigh (1878, 1879, 1882) analysierte die Instabilität eines Flüssigkeitsstrahls näher und führte sie auf die Entstehung von Oberflächenwellen zurück. Ohnesorge (1936) teilte den Vorgang in verschiedene Zerfallsformen ein. Im Rahmen seiner Untersuchungen vereinte Ohnesorge den Einfluss der Kapillarität und der Viskosität durch eine Kombination von *Weber-Zahl* (We) und *Reynolds-Zahl* (Re) in der nach ihm benannten *Oh-Zahl*.

$$We = \frac{\rho \cdot d \cdot v^2}{\sigma} \quad (2.1)$$

$$Re = \frac{\rho \cdot d \cdot v}{\mu} \quad (2.2)$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \cdot d \cdot \sigma}} \quad (2.3)$$

Diese Kennzahl beinhaltet neben allen den Strahlzerfall kennzeichnenden Stoffbeiwerten auch den charakteristischen Durchmesser der Düse. Aufgrund des weiten Einsatzgebietes der Zerstäubung von Flüssigkeiten wurden die verschiedenen Zerfallsformen sowie die entsprechenden Zerstäuber vielfach analysiert (siehe z. B. Chigier und Reitz, 1996, Lin und Reitz, 1998, Walzel, 1990). Eine sehr detaillierte Beschreibung ist bei Lefebvre (1989) zu finden. Aufgrund

der Relevanz der Vorgänge sowohl beim Tropfenaufprall als auch für die Funktionsweise von Tropfengeneratoren werden die verschiedenen Zerfallsmechanismen kurz vorgestellt.

Ein Beispiel für einen Strahlzerfall bei sehr geringer Fluidaustrittsgeschwindigkeit ist das *Abtropfen* aus einer Kapillare, wie es in Abb. 2.3(a) dargestellt ist. Abtropfen tritt bei Kräftegleichgewicht zwischen der nach unten gerichteten Gewichtskraft F_G des ausgetretenen Fluids und der entgegengesetzt wirkenden Haftkraft F_σ , die aus der Oberflächenspannung σ resultiert, auf. Wird eine solche Kapillare zur kontrollierten Tropfenbildung eingesetzt, können Tropfen erzeugt werden, deren Größe lediglich vom Durchmesser der Kapillare D abhängt. Schmidt und Walzel (1980) geben für das Abtropfen aus einer Kapillare mit Kreisquerschnitt einen Tropfendurchmesser von

$$d = \sqrt[3]{\frac{K \cdot D \cdot \sigma}{\rho \cdot g}} \quad (2.4)$$

an. Dabei ist K ein dimensionsloser Parameter, durch den der Randwinkel zwischen Flüssigkeit und Kapillare berücksichtigt wird und der von Benetzung und Form der Düse abhängt. Weiterhin bezeichnet ρ die Dichte der Flüssigkeit und g die Erdbeschleunigung. Bei vollständiger Nichtbenetzung ist der Haftflächendurchmesser gleich der Kapillarweite und der Parameter K hat den Wert $K = 6$, was für den in Abb. 2.3(a) dargestellten Fall gilt. Durch das Abtropfen entstehen Tropfen mit Durchmessern im Millimeterbereich. Wird der Flüssigkeitsdurchsatz durch die Kapillare erhöht, so wachsen Tropfenfrequenz und Tropfengröße an. Die Tropfenbildung wird nun zunehmend von Trägheitskräften beeinflusst.

Übersteigt die kinetische Energie des ausströmenden Fluids die zur Strahlbildung notwendige Energie, wird an der Düsenöffnung ein glatter Strahl gebildet, dessen Oberfläche nach einiger Lauflänge zunehmend Wellen aufweist und schließlich durch Einschnüren der Wellentäler in Tropfen zerfällt. Dieses *Zertropfen* eines Flüssigkeitsstrahls durch Wellenbildung ist in Abb. 2.3(b) schematisch dargestellt, wobei die Pfeile die Richtung der Oberflächenkräfte andeuten. Schmidt und Walzel (1980) geben für den Strahlzerfall eine optimale Wellenlänge von

$$\lambda_{opt} = 4,5 \cdot D \quad (2.5)$$

an und berechnen daraus über die Volumenkonstanz den gebildeten Tropfendurchmesser bei dieser Wellenlänge zu

$$d = \sqrt[3]{1,5 \cdot D^2 \cdot \lambda_{opt}} = 1,89 \cdot D. \quad (2.6)$$

Die reale Zerfallswellenlänge weist beim natürlichen Strahlzerfall Werte nahe der theoretischen optimalen Wellenlänge auf und es werden neben den Haupttropfen noch Satellitentröpfchen gebildet, deren Durchmesser deutlich unter dem der Haupttropfen liegt. Wird der Strahl allerdings durch Aufprägung einer longitudinalen Druckschwingung im Bereich der optimalen Wellenlänge angeregt, kann ein sehr gut reproduzierbarer Zerfall und damit die Bildung einer monodispersen Tropfenkette erreicht werden. Donnelly und Glaberson (1966) haben diese Anregung

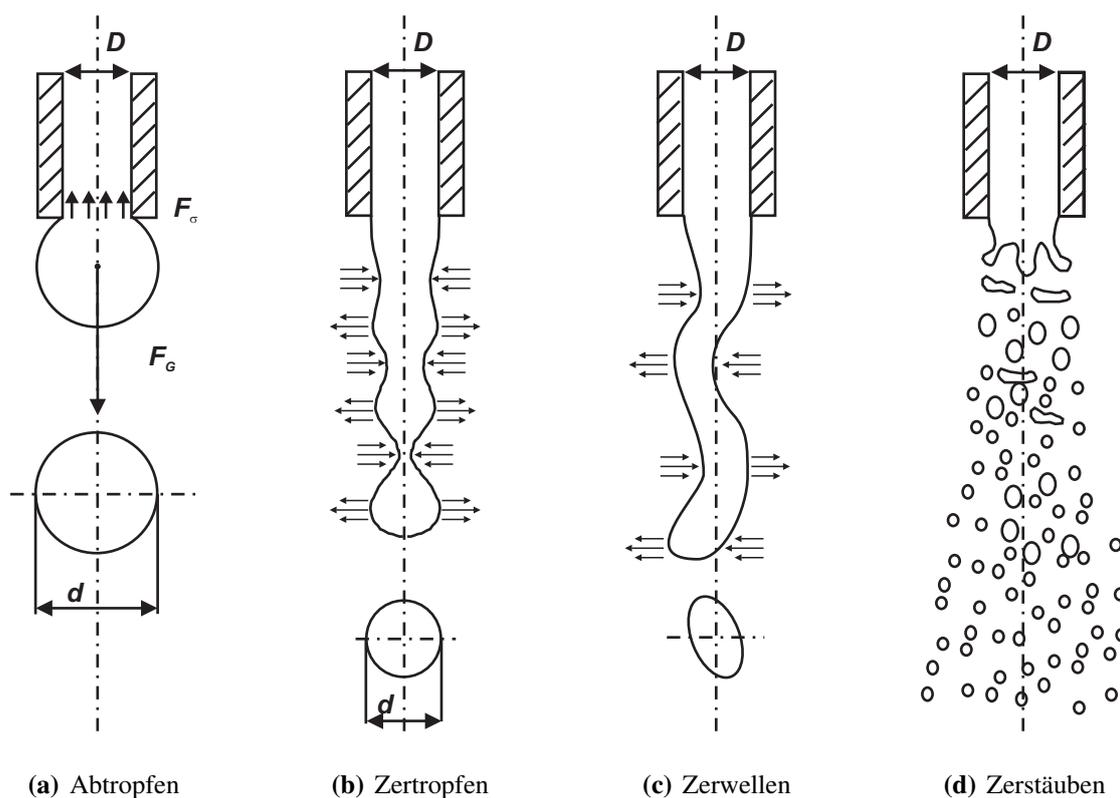


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Mechanismen der Tropfenbildung (Walzel, 1990)

mit Hilfe eines Lautsprechers realisiert, den Zerfall für einen großen Anregungsbereich sowie verschiedene Düsendurchmesser visualisiert und Amplitude und Wellenlänge der auftretenden Oberflächenwellen analysiert.

In neueren Arbeiten wird die Anregung zumeist mit Hilfe eines Piezo-Kristalls realisiert. Dieser steht mit dem Fluid vor der Düse in Kontakt und prägt ihm Druckschwingungen auf, deren Form und Frequenz wiederum dem Kristall von einem elektrischen Signal vorgegeben werden. Durch die direkte Übertragung des Signals auf das Fluid können auf diese Weise auch modulierte Signale zur Anregung eingesetzt werden und damit unterschiedliche Zerfallsformen realisiert werden (siehe z. B. Brenn und Lacknermeier (1997)).

Eine weitere Erhöhung des Flüssigkeitsdurchsatzes führt zunächst zur Bildung von unregelmäßigen Wellen und der Strahl teilt sich in verschiedenen große Tropfen. Dieses Stadium des Strahlzerfalls wird *Zerwellen* genannt und ist in Abb. 2.3(c) skizziert, wobei die Pfeile wiederum die Richtung der an der Strahloberfläche angreifenden Kräfte darstellen und den entscheidenden Unterschied zum Zertropfen verdeutlichen. In diesem Fall greifen die Kräfte nicht entgegengerichtet an den gegenüberliegenden Strahloberflächen an, was im Fall des Zertropfens zum Abschnüren von Tropfen führt, sondern gleichsinnig, was die dargestellte Wellenbildung hervorruft. Diese Zerfallsform tritt im Bezug auf den Flüssigkeitsdurchsatz nur in einem schmalen Bereich auf und leitet in den weiten Bereich des *Zerstäubens* über (siehe Abb. 2.3(d)). Dabei stellt sich eine turbulente Strömung in der Düse ein und der Strahl wird durch die kinetischen Kräfte der inneren Turbulenz zerteilt. So bildet sich eine Vielzahl von Tropfen, deren mittlere

Größe und Verteilungsbreite von Düsengeometrie, Fluidgeschwindigkeit und Umgebungsbedingungen abhängen.

In vielen Anwendungsgebieten ist die Erzeugung eines solchen polydispersen Sprays durchaus erwünscht und Druckzerstäuber, die nach dem beschriebenen Prinzip des Zerstäubens arbeiten, finden verbreitet Anwendung. Beispielsweise besteht die Mehrzahl der Einspritzdüsen von Otto- und Dieselmotoren aus reinen Druckzerstäubern, die abhängig vom Einspritzdruck mehr oder weniger kleine Tropfen erzeugen.

2.1.2 Zerfall einer Lamelle

Treffen Tropfen mit hohem Impuls auf eine Oberfläche auf oder ist die Oberfläche benetzt, bildet sich in vielen Fällen eine Lamelle, die bei ausreichender Energie wiederum in Tropfen zerfällt. Außer beim Tropfenaufprall treten Flüssigkeitslamellen auf, wenn ein Film über eine Kante getrieben wird, wie beim schon angesprochenen Airblast-Zerstäuber oder auch bei Drallzerstäubern. Bei Letzteren wird der Flüssigkeit ein Drall aufgeprägt, bevor sie durch eine Blende gepresst wird. Dadurch wird ein kegelförmiger Strahl gebildet, der nach kurzer Lauf­länge zu einem Hohlkegelspray zerfällt. Diese Zerstäuberform ist gegenwärtig der Standard bei DI-Ottomotoren, da auf diese Weise ein sehr dichtes, feines Spray gebildet wird.

Die allgemeinen Grundlagen des Zerfalls einer Lamelle wurden von Lefebvre (1989) beschrieben, der drei Zerfallsarten unterscheidet: den Perforations-, den Wellen- und den Kantenerfall (vgl. Abb. 2.4). Der Perforationszerfall ist durch eine Lochbildung innerhalb der Lamelle gekennzeichnet, wobei sich der Rand der Löcher verdickt und Instabilitäten ausbildet. Die Löcher wachsen sehr schnell, bis die Ränder benachbarter Löcher aufeinander treffen und unregelmäßige Ligamente bilden, die schließlich regellos in Tropfen zerfallen (siehe Abb. 2.4(a)).

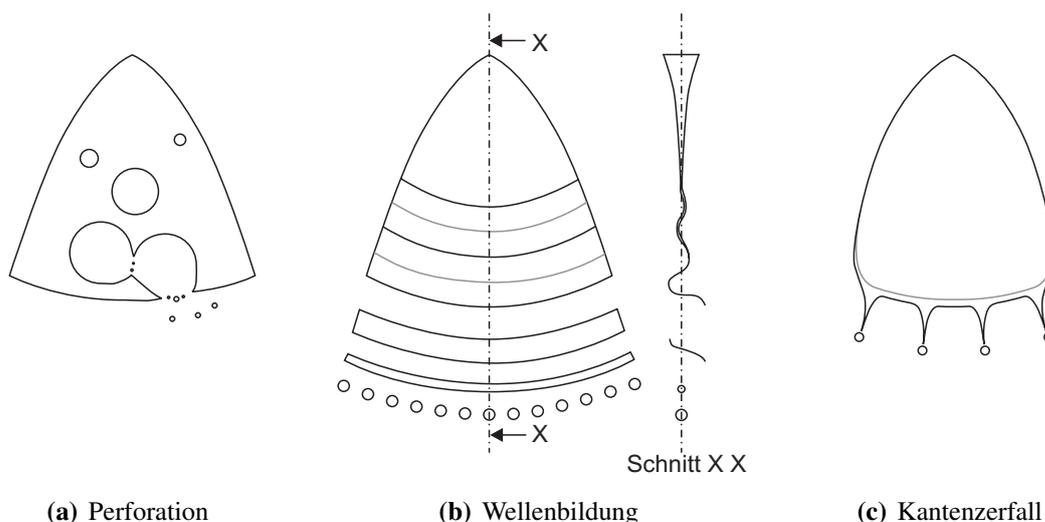


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der allgemeinen Zerfallsarten einer Lamelle (Fraser et al., 1962)

Abb. 2.4(b) skizziert den Wellenzerfall, der auf der Bildung von Wellen innerhalb der Lamelle beruht. Zunächst brechen die Wellentäler auf. Anschließend werden die Ligamente, die sich aus den Wellenbergen bilden, instabil und zerfallen in Tropfen. Hierbei können aerodynamische Kräfte und Turbulenzen in der Flüssigkeit einen regelmäßigen Zerfall verhindern. Der Kantenzerfall, der auch bei der Perforation eine Rolle spielt, ist der vornehmlich auftretende Zerfall beim Tropfenaufprall. Jede freie Kante einer Flüssigkeitslamelle verdickt sich aufgrund der Oberflächenspannung (siehe Abb. 2.4(c)). Analog zum Strahlzerfall werden solche Verdickungen nach einer gewissen Zeit instabil und bilden dickere und dünnere Stellen aus, die schließlich aufbrechen. Zumeist entstehen hierbei nicht direkt eigenständige Tropfen, sondern vielmehr fingerförmige Jets, die zunächst über einen dünnen Steg mit der Lamelle verbunden bleiben. Kurz darauf zerfallen diese Jets unter Bildung eines größeren Tropfens aus der Spitze und einer Reihe kleinerer Satellitentröpfchen aus dem Steg. Die gebildeten Tropfen bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit weiter wie zuvor die Lamelle. Wie bereits angesprochen, zerfallen auch Kronen, die z. B. beim Tropfenaufprall auf eine benetzte Oberfläche entstehen, analog zum beschriebenen Kantenzerfall von Flüssigkeitslamellen. Die Bildung der fingerförmigen Jets aus dem Rand der Krone entdeckte schon Worthington (1876, 1877). Rein (1993) stellt dazu in seinem ausführlichen Rückblick über den Tropfenaufprall fest, dass innerhalb eines Jahrhunderts der Kenntnis dieses Phänomens kaum detailliertere Untersuchungen angestellt wurden.

Yarin und Weiss (1995) untersuchten den Zerfall der Krone, wie er in Abb. 2.5 dargestellt ist, umfassend und machten ihn mit Hilfe eines Modells einer Berechnung zugänglich. Am freien Ende der aufsteigenden Lamelle bildet sich infolge von Oberflächenkräften eine Verdickung. Aus dieser Verdickung entstehen aufgrund von Instabilitäten zunächst Spitzen, die sich zu kleinen Jets entwickeln und im weiteren Verlauf zu Tropfen zerfallen. Eine genauere Beschreibung der Entstehung dieser Spitzen aus der Instabilität des Lamellenrands ist bei Roisman und Tropea (2002b) zu finden. In neuerer Zeit haben sich viele Autoren mit der Bildung dieser Jets beim Tropfenaufprall beschäftigt (Coghe et al., 1999, Cossali et al., 1997, Trujillo und Lee, 2001). Im

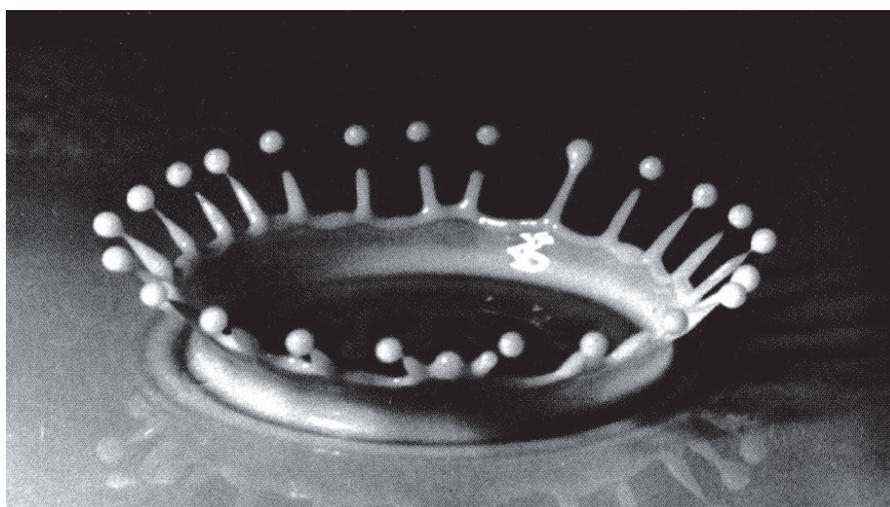


Abb. 2.5: Bildung und Zerfall von Jets beim Tropfenaufprall (Edgerton und Killian, 1979)

Zentrum des Interesses standen dabei die Zeitskalen der Kronenbildung sowie die Anzahl der entstehenden Jets.

Die Bildung und der Zerfall einer Krone ist nur eines von einer Vielzahl Phänomene, die beim Aufprall von Tropfen auf eine Oberfläche auftreten können. In den folgenden Kapiteln werden die verschiedenen bislang in der Literatur beschriebenen Effekte vorgestellt. Um das weite Feld etwas zu strukturieren, wird zunächst auf den Aufprall von einzelnen Tropfen eingegangen. Aufgrund der experimentellen Zugänglichkeit und Durchführbarkeit ist der am meisten verbreitete Ansatz zur Beschreibung der Spray-Wand-Interaktion eine Superposition der Aufprallereignisse einzelner Tropfen. Allerdings stellen Autoren in letzter Zeit zunehmend fest, dass eine reine Superposition für eine Berechnung des Aufpralls von polydispersen Sprays nicht zielführend ist (z. B. Roisman et al. (1999)). Der bislang erarbeitete Kenntnisstand zum Aufprall solcher realer Sprays wird in einem weiteren Kapitel beleuchtet. Abschließend wird auf die Modellierung für numerische Berechnungen eingegangen.

2.2 Aufprall von einzelnen Tropfen

Die experimentelle Untersuchung des Aufpralls von realen Sprays ist bislang nur mit erheblichen Einschränkungen bezüglich der Auflösung und Zuordnung einzelner physikalischer Prozesse möglich. Dies liegt vornehmlich an der Komplexität der Vorgänge und der Dichte des Sprays, die die messtechnische Zugänglichkeit stark einschränken. Eine visuelle Untersuchung ist höchstens am Rand des Sprays möglich und auch dort ist es mit momentan verfügbaren Mitteln sehr schwer, die Randbedingungen vor und nach einem Aufprallereignis bei gleichzeitig hoher räumlicher Auflösung zu bestimmen. Trotz großen Fortschritts im Bereich der Messtechnik, zu dem auch diese Arbeit einen deutlichen Beitrag leisten soll, gelten diese Einschränkungen noch immer. Zuvor waren direkte Messungen jedoch unmöglich, weshalb generell vereinfachte Versuche mit festen Randbedingungen angestrebt wurden.

Die im Allgemeinen verfolgte Strategie ist daher, zunächst den Aufprall von einzelnen Tropfen möglichst umfassend und vollständig zu charakterisieren, um anschließend den Aufprall von realen Sprays anhand einer zeitlichen und räumlichen Superposition vieler Aufprallereignisse von Einzeltropfen zu beschreiben. Die frühesten dokumentierten Untersuchungen zum Aufprall von Einzeltropfen liegen, wie bereits erwähnt, schon über ein Jahrhundert zurück und wurden von Worthington (1876, 1877) durchgeführt. Innerhalb dieses großen Zeitraums wurden von vielen Wissenschaftlern Arbeiten verfasst, jedoch ist es bislang noch nicht gelungen, die physikalischen Grundlagen des Aufpralls in ihrer Gesamtheit zu erfassen.

Wie bereits angedeutet, ist die Tropfen-Wand-Interaktion für ein sehr breites Feld an Anwendungen wichtig, die teilweise sehr spezielle Anforderungen mit sich bringen. Zu diesen zählt z. B. die gezielte Erstarrung der Tropfen während des Aufpralls bei Beschichtungsvorgängen. In der vorliegenden Arbeit soll nur ein kurzer Überblick über den Kenntnisstand gegeben werden, der für die hier vorgestellten Arbeiten zum Tropfenaufprall in Bezug auf den Ottomotor mit Direkteinspritzung relevant ist. Für einen Überblick über das gesamte Themengebiet sei auf

umfassende Rückblicke von Prosperetti und Rein verwiesen (Prosperetti, 2002, Prosperetti und Öguz, 1993, Rein, 1993, 2002a,b).

Im DI-Ottomotor treffen die Tropfen des Einspritzstrahls vornehmlich auf die Kolbenoberfläche auf, deren Zustand von verschiedenen Randbedingungen abhängig ist und sich auch während des Aufpralls ändert. Zu Beginn der Einspritzung ist sie trocken und heiß und wird im Laufe des Aufpralls zunehmend benetzt, wodurch die Tropfen dann auf einen Film auftreffen. Entsprechend lassen sich auch die veröffentlichten Arbeiten auf diesem Gebiet in drei Bereiche anhand des Zustands der Aufprallstelle einteilen. Diese sind der Aufprall auf eine *trockene Wand*, einen *Film* und eine *heiße Oberfläche*, die zusätzlich in Abb. 2.6 skizziert sind.

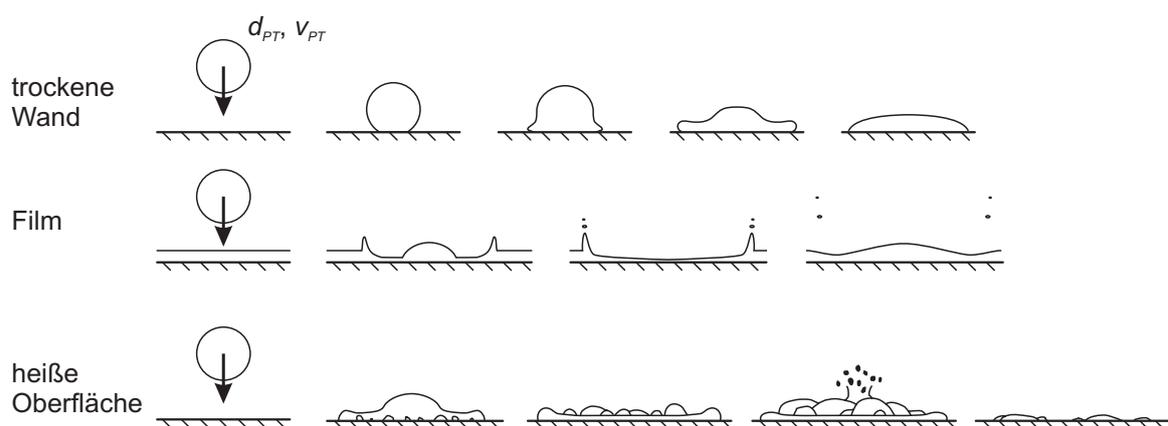


Abb. 2.6: Verschiedene Zustände der Oberfläche beim Aufprall von Tropfen auf feste Wände

2.2.1 Trockene Wand

Der Aufprall eines Tropfens auf eine trockene, kalte Wand wird von den dynamischen Prozessen bei der Ausbreitung der Flüssigkeit auf der Oberfläche und der damit verbundenen Verformung des Tropfens dominiert. Grundsätzlich können zwei Szenarien unterschieden werden: der rein dynamische Fall und der destruktive Fall. Im rein dynamischen Aufprallvorgang bleibt der Tropfen weitgehend erhalten und zerlegt sich höchstens in ein paar größere Teile. Dagegen ist der destruktive Fall, vielfältig als *Splashing* bezeichnet, durch die Zerstörung des Tropfens und die Generierung einer großen Anzahl an kleinen Sekundärtropfen charakterisiert.

Für den dynamischen Fall teilen Rioboo et al. (2002) den zeitlichen Ablauf der Ausbreitung von Tropfen nach dem Aufprall auf einer Oberfläche in fünf verschiedene Phasen ein (siehe Abb. 2.7) und nutzen dafür Erkenntnisse aus diversen früheren Untersuchungen (Marengo et al., 1998, Rioboo et al., 2001, Roisman und Tropea, 2002b). Das Diagramm zeigt den dimensionslosen Durchmesser d^* der Flüssigkeitslamelle auf der Wand, der vielfach als *Spread Factor* bezeichnet wird, in Abhängigkeit der dimensionslosen Zeit t^* , die einen Vergleich verschiedener Tropfengrößen und -geschwindigkeiten ermöglicht.

In der ersten Phase, die als kinematische Phase bezeichnet wird, weist der Tropfen die Form einer abgeflachten Kugel auf. Die Kugelform der wandabgewandten Seite des Tropfens ist durch

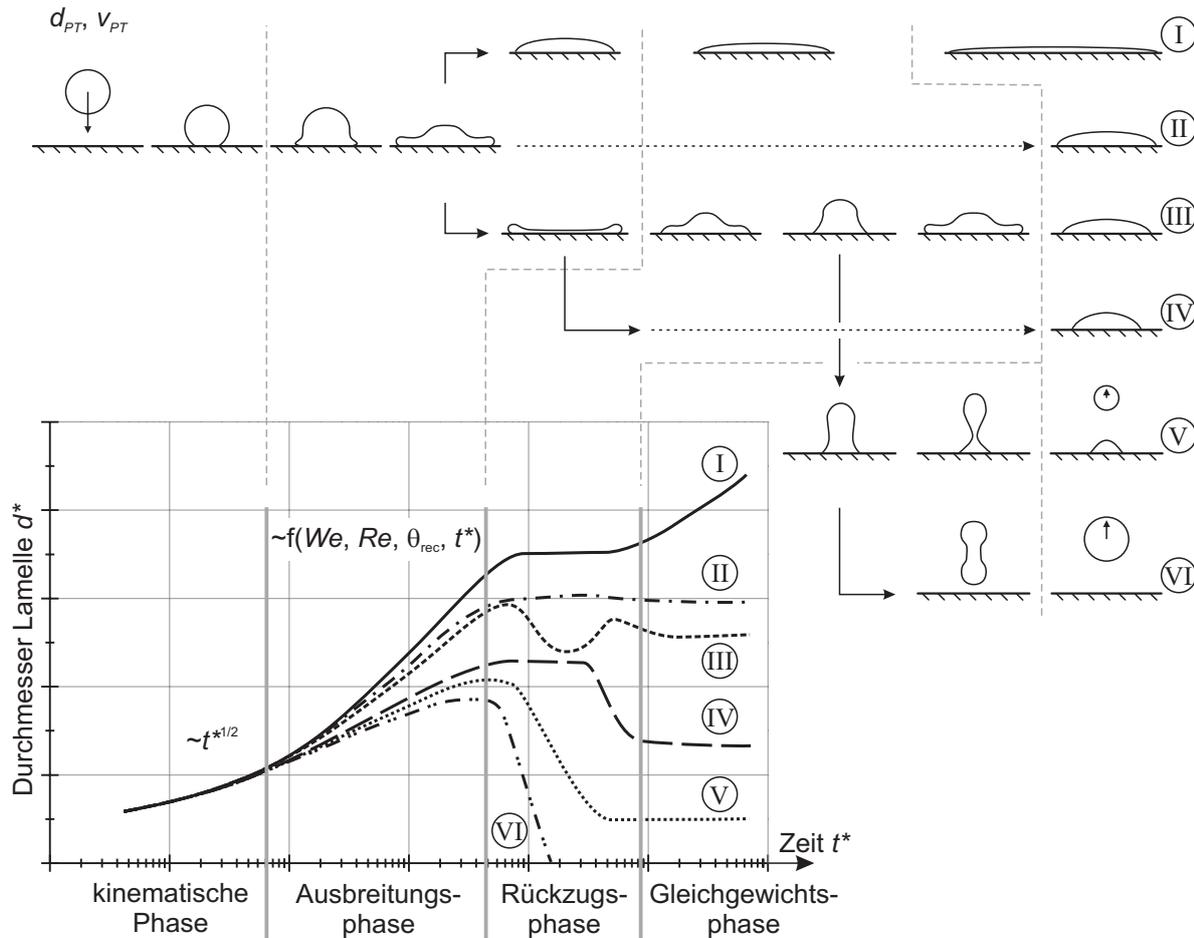


Abb. 2.7: Unterteilung der Tropfenausbreitung in verschiedene Phasen - die verschiedenen Linien repräsentieren mögliche Verläufe (Kim und Chun, 2001, Rioboo et al., 2002)

den Aufprall noch nicht gestört. Schon Savic und Boulton (1955) stellten fest, dass die wandabgewandte Seite des Tropfens in diesem frühen Stadium 'noch nicht weiß', was auf der anderen Seite vorgeht. Während dieser Phase bewegen sich Druckwellen im Tropfen ausgehend von der Aufprallstelle, die an der gegenüberliegenden Seite reflektiert werden. Da sich diese Druckwellen mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten, unterscheidet sich ihre Zeitskala deutlich von derjenigen zur Formänderung des Tropfens, so dass sich die äußere Tropfenform in dieser Phase nicht verändert.

Das Auftreten dieser Druckwellen führte schon frühzeitig zur Suche nach den Grundlagen der Zerstörungsenergie, die von den Tropfen beim Aufprall ausgeht, um die Problematik der Erosion an Flugzeugen aufgrund von Regentropfen zu klären. Engel (1955) suchte bereits nach dem Auftreten von Kavitation und der Bildung von Kavitationsblasen im Tropfen, die einen Hinweis auf die Größenordnung der Stoßwellen geben sollten. Spätere Untersuchungen zeigten tatsächlich, dass kleine Blasen im Tropfen existieren (z. B. Chandra und Avedisian (1991)). Es konnte aber nicht endgültig geklärt werden, ob diese durch Luftpneinschlüsse beim Aufprall oder durch Kavitation gebildet werden. Fujimoto et al. (2000) stellten fest, dass der Tropfen die Oberfläche ringförmig trifft und somit eine Luftblase im Aufprallzentrum eingeschlossen wird. Obermeier

(1997) bestätigt diesen zentralen Lufteinschluss und stellt darüber hinaus einen zusätzlichen Ring von Blasen fest, der symmetrisch um das Zentrum verteilt ist und dessen Auftreten er auf Kavitation zurückführt. Die Bildung und die Bewegung der Stoßwellen im Tropfen wurden eingehend von Lesser und Field (1983) und Field et al. (1985) untersucht und visualisiert.

Die kinematische Phase ist sehr kurz und zum Zeitpunkt $t^* = 0,1$ bereits beendet. In den Dimensionsbereichen von Tropfengröße und -geschwindigkeit, die in der vorliegenden Arbeit behandelt werden, dauert sie weniger als eine Mikrosekunde und war daher nicht aufzulösen. Nach Stow und Hadfield (1981) endet die kinematische Phase mit dem ersten Auftreten einer Lamelle, die die Ausbreitung des Tropfens auf der Wand initiiert. Den sich anschließenden, längeren Zeitabschnitt bezeichnen Rioboo et al. (2002) als Ausbreitungsphase (siehe Abb. 2.7).

Zwischen Tropfen und Wand entstehen direkt beim Aufprall sehr hohe Drücke, die die Ausbreitung der Lamelle abhängig von der Aufprallenergie zunächst schnell vorantreiben. Kurz darauf wird die Ausbreitung in Bezug auf Geschwindigkeit und Dauer jedoch zunehmend von den Benetzungseigenschaften des Systems aus Flüssigkeit und Wandmaterial beeinflusst, die durch den Kontaktwinkel zwischen Flüssigkeit und Oberfläche charakterisiert sind. Als Kontaktwinkel wird der Winkel bezeichnet, der sich zwischen Flüssigkeitsoberfläche und Wand bildet. Bewegt sich die Grenzfläche der Flüssigkeit, so bildet sich je nach Bewegungsrichtung ein unterschiedlicher Kontaktwinkel aus. In Abb. 2.8 sind die Kontaktwinkel θ_{adv} für eine sich ausbreitende Lamelle und θ_{rec} für eine sich zusammenziehende Lamelle dargestellt. Die allgemeinen Grundlagen der Benetzung werden in Berg (1993) und Gennes (1985) ausführlich beschrieben.



Abb. 2.8: Definition des Kontaktwinkels in der Ausbreitungs- und Rückzugsphase

Der statische Durchmesser, den die Lamelle im Ruhezustand anstrebt, wird vom statischen Kontaktwinkel des Benetzungssystems bestimmt und lässt sich aus

$$\frac{d}{d_{PT}} = 2 \cdot \sqrt[3]{\frac{\sin^3 \theta}{2 \cdot (1 - \cos \theta) \cdot (2 - \cos \theta - \cos^2 \theta)}} \quad (2.7)$$

unter Annäherung einer abgeflachten Kugel berechnen (Rioboo et al., 2002). Wird statt des statischen Kontaktwinkels θ_{stat} der Kontaktwinkel bei Ausbreitung θ_{adv} oder bei Zurückziehen θ_{rec} eingesetzt, ergibt sich der maximale bzw. minimale Durchmesser, den die Flüssigkeit beim Aufprall annehmen kann. Diese Näherung gilt, solange der Tropfen im statischen Zustand auf der Oberfläche eine Kugelform annimmt und nicht aufgrund der Schwerkraft abflacht. Die charakteristische Größe, die in der Hydrodynamik hierfür herangezogen wird, ist die Bond-Zahl, aus der Vignes-Adler (2002) die Kapillarlänge

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \cdot g}} \quad (2.8)$$

bildete. Für Flüssigkeiten beträgt diese im Allgemeinen $\kappa^{-1} \approx 1,5 - 3 \text{ mm}$, was auch für Flüssigkeiten gilt, die als Treibstoff in Verbrennungsmotoren eingesetzt werden. Da die dabei auftretenden Tropfendurchmesser mehr als eine Größenordnung unterhalb der Kapillarlänge liegen, kann der Einfluss der Schwerkraft für diese Anwendung vernachlässigt und Gl. 2.7 als gültig angesehen werden.

Ist die Energie des Tropfenaufpralls so groß, dass sich die Flüssigkeit über ihren maximalen Durchmesser, der sich aus Gl. 2.7 bei Einsetzen von θ_{rec} ergibt, hinaus ausbreitet, schließt sich eine Rückzugsphase an (vgl. Abb. 2.7). Dabei kann das Zusammenziehen so stark sein, dass sich die Flüssigkeit beim Zusammentreffen im Zentrum der Kontaktstelle aufbäumt. Dabei löst sie sich dann entweder völlig von der Oberfläche, was einer reinen *Reflexion* des Tropfens entspricht (Pfad VI), oder nur teilweise, was als *partielle Reflexion* bezeichnet wird (Pfad V). Ein weiterer potentieller Effekt bei der Rückzugsphase ist ein Aufbrechen der Flüssigkeitslamelle in mehrere Elemente, die getrennt auf der Oberfläche zur Ruhe kommen (*Receding Breakup*).

Der Ablauf der Rückzugsphase wurde von Kim und Chun (2001) im Detail analysiert. Sie stellten fest, dass das Zurückziehen bei kleiner Ohnesorge-Zahl (*Oh*) und großer Weber-Zahl (*We*) intensiver wird. Die Oberflächenspannung bildet zusammen mit der Benetzungsfähigkeit die treibende Kraft für die Rückzugsphase. Dagegen hemmt die Viskosität sowohl die Ausbreitung des Tropfens als auch den Rückzug. Da die *Oh*-Zahl genau das Verhältnis zwischen Reibungs- und Kapillarkräften beschreibt, bildet sie den entscheidenden Parameter für die Rückzugsphase.

Nach dem vollständigen Rückzug kann eine erneute Ausbreitung auftreten (z.B. Pfad III). Diese Vorgänge wiederholen sich, bis die Energie vollständig dissipiert ist und die Flüssigkeit ihren energetischen Gleichgewichtszustand erreicht hat. Fukai et al. (1995) untersuchten diese mehrfache Abwechslung von Ausbreitung und Rückzug bei einer Variation der Benetzungseigenschaften und stellten dabei einen Einfluss des Kontaktwinkels auf den gesamten Ausbreitungsvorgang fest. Von Rioboo et al. (2002) konnte dieser Einfluss allerdings nicht bestätigt und nur in extrem wenig benetzenden Systemen zum Ende der Ausbreitungsphase festgestellt werden.

Nach Abschluss der Rückzugsphase erreicht die Flüssigkeit ihren Gleichgewichtszustand (Benetzungs- oder Gleichgewichtsphase in Abb. 2.7). Yang und Leong (2002) untersuchten den sich einstellenden statischen Durchmesser für verschiedene Benetzungssysteme. Für besser benetzende Oberflächen stellten sie dabei eine stärkere Abhängigkeit von der *Oh*-Zahl fest als für schlechter benetzende Oberflächen. Vollständig benetzende Systeme stellen in der Gleichgewichtsphase einen Sonderfall dar (Pfad I in Abb. 2.7). Der Kontaktwinkel tendiert in diesem Fall gegen Null und die Flüssigkeit breitet sich nach einer kurzen Pause nach Abschluss des Aufprallvorgangs weiter aus.

Mit Beendigung der Rückzugsphase und Eintritt in die Gleichgewichtsphase ist der Aufprallvorgang des Tropfens abgeschlossen. Für eine detailliertere Darstellung der Auswirkungen verschiedener Parameter auf die dynamischen Phasen sei auf die bereits genannte umfangreiche Literatur zu diesem Thema verwiesen. Die bislang beschriebenen Abläufe beim Tropfenaufprall stellen sich bei niedriger Aufprallenergie ein. Wird diese gesteigert, beginnt der Rand der sich ausbreitenden Flüssigkeitslamelle auf der Wand instabil zu werden und es bilden sich fingerför-

mige Spitzen aus. Marmanis und Thoroddsen (1996) analysierten die Bildung dieser Finger auf der Wand und stellten eine Abhängigkeit von einer modifizierten Aufprall-Reynolds-Zahl

$$Re_A = \frac{v_{PT}}{\sqrt{\nu}} \left(\frac{\pi^2 \cdot \rho \cdot d_{PT}^3}{16 \cdot \sigma} \right)^{0,25} \propto Re^{0,5} We^{0,25} \quad (2.9)$$

fest. Diese Abhängigkeit zeigt den Einfluss der Trägheit auf den Aufprall, wobei allerdings ausgehend von der allgemein verwendeten Reynolds-Zahl (Re) Modifikationen zur stärkeren Einbeziehung von Oberflächenspannung und Viskosität eingeflossen sind.

Überschreitet die Aufprallenergie eine Schwelle, die allgemein als *Splashing Limit* bezeichnet wird und Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen war, gehen die bislang beschriebenen rein dynamischen Vorgänge in das weite Gebiet der Destruktion über. Destruktion bedeutet allgemein, dass sich der aufprallende Tropfen zerteilt und sich mehrere Sekundärtropfen bilden, die sich von der Aufprallstelle entfernen. Dieser Vorgang tritt im alltäglichen Leben an vielen Stellen auf. Bei Regen sind Tropfen allgegenwärtig und können beim Aufprall auf eine Scheibe oder eine Pfütze beobachtet werden. Allerdings läuft der Aufprallvorgang so schnell ab, dass er für das menschliche Auge im Detail nicht zu erfassen ist.

Auf der anderen Seite sind die Vorgänge faszinierend und vielfältig, weshalb die Destruktion eines Tropfens ein beliebtes Motiv für Fotografie und Werbung war und ist. Mit der Werbung für *Jacobs Kaffee* hat z. B. die Krone, die sich beim Aufprall auf eine Flüssigkeit bildet, allgemeine Beachtung erhalten. Aus diesem Grund sind die ersten bildbasierten Untersuchungen von Destruktionsvorgängen nicht wissenschaftlich hydrodynamischen Ursprungs, sondern als Beispiel für die Entwicklung der kurzzeitbelichteten Fotografie entstanden (z. B. Edgerton und Killian, 1979, Worthington, 1876). Ein erstes Beispiel dieser Anwendung ist bereits in Abb. 2.5 dargestellt, die die Ausbildung einer Krone beim Tropfenaufprall auf eine Flüssigkeitsoberfläche zeigt. Abb. 2.9 zeigt als weiteres Beispiel die Destruktion beim Aufprall auf eine trockene Wand. Zur besseren Visualisierung trifft hierbei ein Milchtropfen auf eine dunkle Oberfläche auf und zeigt einen möglichen Ablauf der Destruktion, wobei die Instabilität des Randes, die daraus gebildeten Strahlen (*Jets*) und ihr Zerfall in kleine Sekundärtropfen gut zu erkennen sind.

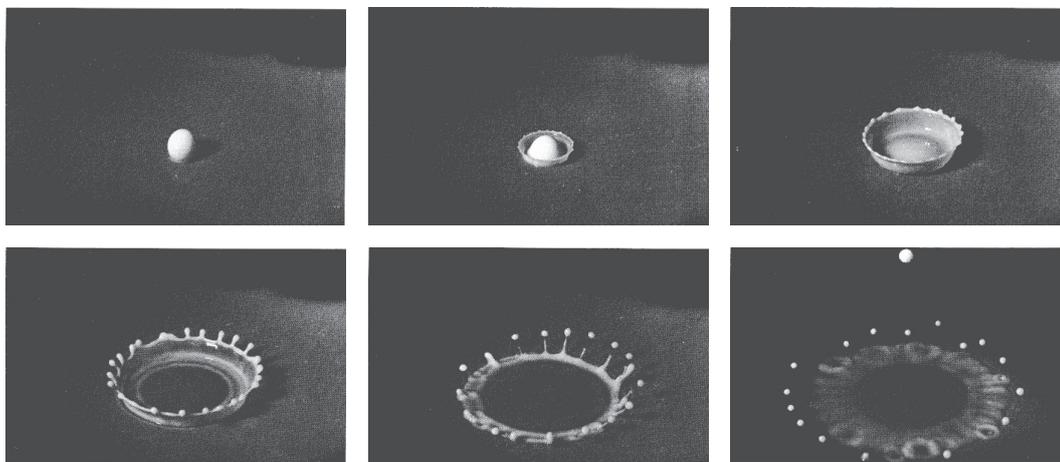


Abb. 2.9: Kronenbildung bei der Destruktion (Edgerton und Killian, 1979)

Cohen (1991) beschrieb die Zerfallswahrscheinlichkeit für den allgemeinen, theoretischen Fall eines plötzlichen Energieeintrages in einen Tropfen. Hierbei legte er einen minimalen Durchmesser der gebildeten Tropfen zugrunde, der aus der Bedingung resultiert, dass die gesamte Energie des Aufpralls in die Bildung neuer Oberflächen übergeht. Neben solchen theoretischen Ansätzen zur Beschreibung der Destruktion und der Grenze ihres Auftretens, dem *splashing limit*, existiert eine Vielzahl von experimentell gebildeten Grenzlinien, die abhängig von dimensionslosen Kenngrößen formuliert sind. Jedoch konnte bislang keine allgemeingültige Grenze gefunden werden, da sehr viele Einflussfaktoren berücksichtigt werden müssen, von denen bislang noch nicht alle experimentell variiert oder überhaupt identifiziert wurden.

Wie bereits angesprochen, bildet die kinetische Energie beim Aufprall den grundlegenden Einflussfaktor bezüglich der Abgrenzung der Destruktion. Überschreitet sie eine Schwelle, wird der Tropfen beim Aufprall zerstört. Der zweite direkt ersichtliche Faktor ist die Oberflächenspannung, die den Tropfen zusammenhält. Die Kenngröße, die den Zusammenhang aus kinetischer Energie und Oberflächenenergie beschreibt, ist die Weber-Zahl (We). Aufgrund des direkten Zusammenhangs ist an einigen Stellen in der Literatur eine kritische We -Zahl We_{krit} zu finden, die das Eintreten von Destruktion beschreiben soll. Cohen (1991) z. B. ermittelte bei seiner Analyse eine kritische We -Zahl, ab der die Zerfallswahrscheinlichkeit größer Null ist. Allerdings erkannte bereits Hinze (1955), auf dessen Untersuchungen zum Tropfenzerfall in einer Luftströmung Cohen (1991) Bezug nimmt, einen zusätzlichen Einfluss der Viskosität und ermittelte eine Abhängigkeit der kritischen We -Zahl von der Oh -Zahl. Der Großteil der aktuellen Literatur zur Destruktion beim Tropfenaufprall, die im Folgenden auszugsweise vorgestellt wird, formuliert die Grenzlinie in Abhängigkeit eines der Kennzahlenpaare We - und Re -, bzw. Oh - und Re -Zahl. Mundo (1996) entwickelte im Rahmen seiner Dissertation ein Modell, das dem Sekundärspray in Wandnähe beim Aufprall eines polydispersen Sprühstrahls genauer Rechnung tragen sollte. Zur Entwicklung dieses Modells führte er umfangreiche Untersuchungen (siehe z. B. Mundo et al., 1994, 1995) zum senkrechten Aufprall einer Tropfenkette auf eine rotierende Scheibe durch, was in Wirklichkeit einem schiefen Aufprall von einzelnen Tropfen auf eine trockene Oberfläche entspricht. Hierbei fand er eine starke Abhängigkeit des Schwellenwertes zur Destruktion vom Produkt aus Oh - und Re -Zahl und leitete daraus die Bedingung

$$Oh \cdot Re^{1,25} = K_{Mundo}, \quad \text{mit } K_{Mundo} = 57,7 \quad (2.10)$$

für die Grenzlinie ab. Auch Walzel (1980) berücksichtigte bei seiner Formulierung des Schwellenwertes zur Destruktion bereits den Einfluss der Viskosität, wobei er allerdings einen eigenen Parameter d_0^* definierte, der Oh^{-2} entspricht. Er verwendete experimentelle Ergebnisse aus der Literatur kombiniert mit eigenen Untersuchungen zum Aufprall von einzelnen Tropfen aus einem Gemisch aus Wasser und Glycerin. Für den Aufprall auf eine ideal trockene Wand formulierte er die Grenzlinie nach Gl. 2.11.

$$We = 7,9 \cdot 10^{10} \cdot d_0^{*-1,4} \quad (2.11)$$

Stow und Hadfield (1981) entwickelten bei ihren Untersuchungen ebenfalls eine Bedingung für den Übergang zur Destruktion. Sie untersuchten den Aufprall von einzelnen, millimetergroßen

Wassertropfen auf mehrere Aluminiumoberflächen unterschiedlicher Rauigkeit. Die Tropfen wurden im freien Fall beschleunigt, wobei die Fallhöhe die Aufprallgeschwindigkeit bestimmte. Um große Fallhöhen zu vermeiden und dennoch höhere Aufprallgeschwindigkeiten untersuchen zu können, wurde das Wandelement dem Tropfen beim Aufprall entgegen bewegt, so dass sich die Geschwindigkeit des Aufpralls aus der Summe der Tropfen- und der Wandgeschwindigkeit zusammensetzte. Bei diesem Versuchsaufbau konnte eine Oszillation der Tropfen nicht verhindert werden, so dass sie nicht als sphärisch angenommen werden konnten. Dagegen war die Wiederholgenauigkeit der Tropfenproduktion aber so gut, dass bei gleicher Geschwindigkeit und Größe auch die Form der Tropfen beim Aufprall kaum variierte. Außerdem war das charakteristische Zeitmaß der Tropfenoszillation deutlich größer als das des Aufpralls, weshalb die Form der Tropfen während des Aufpralls in guter Näherung als konstant angenommen werden konnte.

Die Untersuchungen von Stow und Hadfield (1981) zielten auf eine Analyse der Fluidströmung im Tropfen während des ganzen Aufprallvorgangs ab. Dabei entwickelten sie zunächst einen Schwellenwert S_T in Abhängigkeit von Tropfengröße und kritischer Tropfengeschwindigkeit als Bedingung für das Eintreten der Destruktion. Eine Transformation in SI-Einheiten und eine Ersetzung des Tropfenradius durch den Tropfendurchmesser führt zu Gl. 2.12. Dieser Schwellenwert weist eine deutliche Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit auf und wurde für jede untersuchte Rauigkeit bestimmt.

$$S_T = 500 \cdot d_{PT} \cdot v_{PT,krit}^{1,69} \quad (2.12)$$

Das vornehmliche Ziel der Arbeiten von Cossali et al. (1997) (siehe auch Coghe und Cossali, 1996, Coghe et al., 1995, 1999) lag dagegen in der Untersuchung der Entstehung und Entwicklung der Krone beim Tropfenaufprall auf einen dünnen Film. Einzelne millimetergroße Tropfen (Durchmesser 2 – 5,5 mm) fielen im freien Fall auf eine Aluminiumoberfläche, die mit einem Film definierter Dicke benetzt war. Mit Hilfe von globalen Visualisierungen und detaillierten Laserlichtschnittaufnahmen wurde die Grenze zwischen Deposition und Destruktion analysiert und eine Grenzlinie der Form

$$(Oh^{-0,4} \cdot We)_{GL} = 2100 + 5880 \cdot \delta^{1,44} \quad (2.13)$$

definiert, die zusätzlich zum Einfluss von Oberflächenkräften und Viskosität auch die dimensionslose Filmdicke δ mit einbezieht.

Da Cossali et al. (1997) auch den Aufprall auf eine trockene Wand ($\delta = 0$) untersuchten und ihre Grenzlinie auch für diesen Fall gültig ist, wird sie an dieser Stelle zum Vergleich zu einer Auswahl an Grenzlinien für den Aufprall auf trockene Wände mit aufgeführt. Um die verschiedenen Grenzlinien besser miteinander vergleichen zu können, fasst Tab. 2.1 die beschriebenen Gleichungen noch einmal zusammen und gibt für jede eine einheitliche Darstellung in der Form $Oh \cdot Re^{1,25} = K_{Autor}$ an. Da sich nicht jede Grenzlinie direkt in diese Form umrechnen lässt, sind teilweise Bereiche für die K -Zahl angegeben. Beispielsweise fand Walzel (1980) für den Aufprall auf eine ideal trockene Wand eine zusätzliche Abhängigkeit der Oh -Zahl, was für seine Bedingungen in einem Bereich der K -Zahl resultiert (vgl. Tab. 2.1). Stow und Hadfield

(1981) fanden unterschiedliche K -Zahlen für verschiedene Rauigkeiten. Werden die verschiedenen K -Zahlen in Abhängigkeit der Rauigkeiten der jeweiligen Oberflächen dargestellt (siehe Abb. 2.10), zeigt sich, dass die stark unterschiedlichen K -Zahlen beim Aufprall von einzelnen Tropfen hauptsächlich auf die fehlende Berücksichtigung der Wandrauigkeit zurückgeführt werden können.

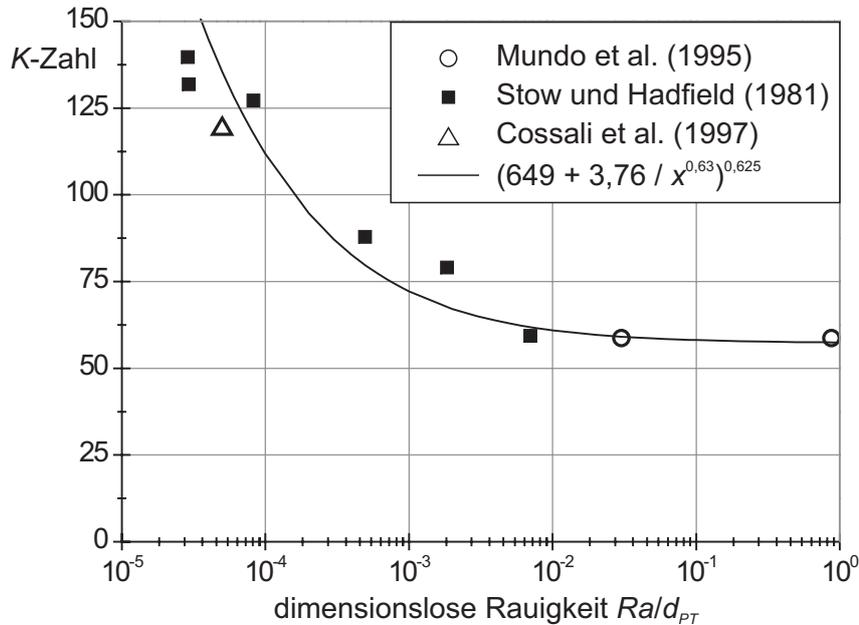


Abb. 2.10: Schwellenwert zwischen Deposition und Destruktion abhängig von der Wandrauigkeit (Cossali et al., 1997)

Die Abhängigkeit von der Wandrauigkeit stellt eine Hürde im Hinblick auf eine Skalierung der Ergebnisse dar. Um den Aufprall von sehr kleinen Tropfen mit Hilfe von großen Tropfen zu analysieren, muss die Rauigkeit der Oberfläche ebenfalls vergrößert werden. Reale Oberflächen bestehen aus regellos verteilten Bergen und Tälern, die anhand ihrer mittleren Erhebung cha-

Tab. 2.1: Überblick über Grenzliniengleichungen für trockene Wände

Autor	orig. Formulierung	ein. Grenzlinie
Mundo et al. (1995)	$Oh \cdot Re^{1,25} = 57,7$	$Oh \cdot Re^{1,25} = 57,7$
Walzel (1980)	$We = 7,9 \cdot 10^{10} \cdot d_0^{*-1,4}$	$Oh \cdot Re^{1,25} = 6,5 \cdot 10^6 \cdot Oh^{1,5}$ $\approx 317 - 1156$
Stow und Hadfield (1981)	$S_T = 500 \cdot d_{PT} \cdot v_{PT,krit}^{1,69}$	$Oh \cdot Re^{1,25} \approx 130 - 234$
Cossali et al. (1997)	$(Oh^{-0,4} \cdot We)_{GL} = 2100 + 5880 \cdot \delta^{1,44}$	$\xrightarrow{\text{mit } \delta=0} Oh \cdot Re^{1,25} = 119$

arakterisiert werden. Eine solche Oberfläche kann nicht künstlich hergestellt werden, ohne eine Struktur vorzugeben, die wiederum Einfluss auf das Aufprallverhalten von Tropfen haben kann. Der Aufprall von sehr kleinen Tropfen mit einem Durchmesser deutlich unter $100\ \mu\text{m}$ ist bislang kaum untersucht worden. Für eine Charakterisierung der Aufprallereignisse in einem Ottomotor mit Direkteinspritzung sind aber gerade extrem kleine Tropfen von großem Interesse. Ebenso ist eine realistische Beschaffenheit der Oberfläche unabdingbar, um für diesen Anwendungsfall zuverlässige Erkenntnisse erzielen zu können.

Über die Abgrenzung der Destruktion hinausgehend wurden an nur wenigen Stellen die Eigenschaften der entstehenden Sekundärtropfen untersucht. Mundo (1996) führte Experimente zur Bestimmung der Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilungen der Sekundärtropfen durch und variierte dabei die Auftreffparameter, die Oberflächenrauigkeit sowie den Abstand zur Aufprallstelle. Zusätzlich analysierte er die Anzahl der produzierten Sekundärtropfen. Dabei konnte eine direkte Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponenten der Sekundärtropfen von den Geschwindigkeitskomponenten der auftreffenden Tropfen festgestellt werden. Die Bedingungen der auftreffenden Tropfen, repräsentiert durch die K -Zahl, wirken sich vornehmlich auf die Anzahl der entstehenden Sekundärtropfen aus, wobei eine Erhöhung der K -Zahl zu einer Zunahme der Sekundärtropfen führt. Schließlich stellte Mundo fest, dass nur ein geringer Teil der Energie der auftreffenden Tropfen erhalten bleibt. Ein Großteil dissipiert in der Deformations- und Tropfenbildungsphase.

2.2.2 Benetzte Wand

Ein weiteres, vielfach untersuchtes Gebiet ist der Aufprall von Tropfen auf eine Flüssigkeitsoberfläche. Im Ottomotor mit Direkteinspritzung treffen die ersten Tropfen des Einspritzstrahls, welche die Wand erreichen, auf die trockene Kolbenoberfläche auf. Im weiteren Verlauf der Einspritzung bildet sich auf dem Kolben ein Wandfilm aus, auf den Tropfen auftreffen. Beim Tropfenaufprall auf eine benetzte Oberfläche müssen zwei Bedingungen differenziert werden, die zu deutlichen Unterschieden beim Ablauf des Aufpralls führen. Zum einen ist dies der Aufprall auf einen dünnen Wandfilm und zum anderen der Aufprall auf die Oberfläche einer tiefen Flüssigkeit, bei dem der Aufprallvorgang vom Grund der Flüssigkeit nicht beeinflusst wird. Der entscheidende Parameter zur Unterscheidung der beiden Szenarien ist die auf den Durchmesser des aufprallenden Tropfens bezogene, dimensionslose Filmdicke δ (Gl. 2.14). In diesem Ausdruck bezeichnet h die dimensionsbehaftete Dicke des Films.

$$\delta = \frac{h}{d_{PT}} \quad (2.14)$$

Wang et al. (2002) bestätigten in ihren Untersuchungen, dass die allgemein angenommene Grenze zwischen dünnen Wandfilmen und tiefen Flüssigkeiten bei der dimensionslosen Filmdicke $\delta \approx 1,0$ zu finden ist. Somit werden Filme mit einer Dicke bis zum Tropfendurchmesser als dünne Filme ($\delta \lesssim 1,0$) und die deutlich dickeren als tiefe Flüssigkeit ($\delta \gg 1,0$) bezeichnet. Zusätzlich untersuchten Wang et al. (2002) die kritische Weber-Zahl We_{krit} für den Bereich von

dünnen bis zu dicken Wandfilmen und fanden eine nicht-monoton ansteigende Abhängigkeit von der Filmdicke.

Oberhalb der kritischen We -Zahl bildet sich, wie bereits erwähnt, beim Tropfenaufprall auf benetzte Wände eine Krone aus. Macklin und Metaxas (1976) analysierten die zeitliche Entwicklung der Krone beim Aufprall von Tropfen sowohl auf dünne Filme als auch auf tiefe Flüssigkeiten. Auf der Basis einer Energiebetrachtung entwickelten sie einfache geometrische Modelle, die den maximalen Durchmesser und die maximale Höhe der Krone für diverse Randbedingungen beschreiben. Übergreifend stellten die Autoren fest, dass der Vorgang der Destruktion beim Aufprall auf dünne Filme hauptsächlich von der We -Zahl bestimmt wird, während beim Aufprall auf tiefe Flüssigkeiten zusätzlich die Fr -Zahl eine entscheidende Rolle spielt. Aufgrund der deutlichen Unterschiede im Ablauf und Ergebnis des Aufprallvorgangs werden die beiden Fälle in dieser Arbeit getrennt behandelt und zunächst der Aufprall auf dünne Wandfilme näher betrachtet.

Ein umfangreicher Überblick über beide Arten des Aufpralls auf Filmoberflächen ist bei Rein (1993), der die Untersuchungen des Tropfenaufpralls in ihrer Gesamtheit darstellt, und bei Prosperetti und Oğuz (1993) zu finden, die sich auf den Aufprall auf Flüssigkeitsoberflächen beschränken. Abb. 2.11 skizziert die Bildung und den Zerfall einer Krone beim Aufprall von Tropfen auf eine Flüssigkeitsoberfläche. Eine Fotografie eines solchen Vorgangs ist in Abb. 2.5 gezeigt.

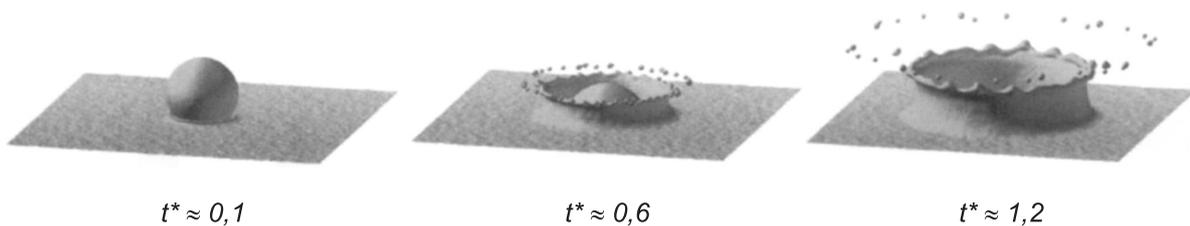


Abb. 2.11: Numerische Berechnung der Kronenbildung beim Aufprall auf einen dünnen Film, $\delta = 0,116$ (Rieber und Frohn, 1999)

Der Aufprall auf eine benetzte Oberfläche ist durch die Ausbildung einer derartigen Krone charakterisiert. Reicht die Aufprallenergie für die Bildung der Krone nicht aus, werden aufgrund des Aufpralls Oberflächenwellen gebildet und die Tropfenmasse geht in den Film über. Einige der Autoren, die den Aufprall auf trockene Wände, wie im vorangehenden Kapitel beschrieben, untersuchten, analysierten auch den Aufprall auf dünne Filme. So fand Walzel (1980) neben der Grenzlinie für ideal trockene Wände nach Gl. 2.11 die Bedingung für benetzte Wände nach Gl. 2.15. Hierbei war die Filmdicke auf der Wand stets $\delta \approx 0,1$ und die Filmoberfläche in Ruhe. Während sich Gl. 2.11 aufgrund des enthaltenen stärkeren Einflusses der Oh -Zahl nicht direkt in die Form von Mundo überführen lässt, ist dies mit Gl. 2.15 jedoch möglich und führt zu einer K -Zahl für benetzte Wände nach Walzel von $K_{Walzel} = 133$.

$$We = 2500 \cdot d_0^{*-0,2} \quad (2.15)$$

Oberhalb dieser Grenze entsteht beim Aufprall eine Krone, die in Sekundärtropfen zerfällt. Reske (1986) untersuchte deren Größen und Flugweiten beim Aufprall auf dünne, bewegte Wasserfilme. Zusätzlich analysierte er ihre Zusammensetzung im Hinblick auf die Herkunft der Flüssigkeit aus Tropfen oder Film. Als Ergebnis seiner Studien gab Reske den Abscheidegrad der Primärtropfenmasse und die Größenverteilung der Sekundärtropfen in Formeln an.

Näher an den Bedingungen der Einspritzung im Ottomotor untersuchten Samenfink (1997) und Elsäßer (1998) im Rahmen ihrer Dissertationen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen intensiv die Gemischbildung im Ottomotor sowie die Interaktion von Kraftstofftropfen mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen. Während sich die vorliegende Arbeit auf DI-Motoren konzentriert, waren die Untersuchungen von Samenfink und Elsäßer auf Ottomotoren mit Saugrohreinjection ausgerichtet (siehe z. B. Elsäßer et al., 1994, 1997, 1998, Samenfink et al., 1994, 1996, 1997a,b, 1998, 1999, Wittig et al., 1996a). Da sich im Saugrohr sehr schnell ein Wandfilm aufbaut, der schubspannungsgetrieben von der Ansaugluftströmung in Richtung Brennraum transportiert wird, beschränkte Samenfink seine Experimente auf den Aufprall auf benetzte Wände. Hierbei war speziell der Bereich einer Filmdicke $\delta > 1,0$ und der Einfluss der Filmbewegung bis zum damaligen Zeitpunkt weitgehend unerforscht.

Mit Hilfe eines *Phasen Doppler Anemometers* (PDA), das als laseroptisches Messinstrument eine berührungslose Erfassung von Partikelgeschwindigkeiten und -größen ermöglicht (siehe Albrecht et al., 2003), wurden die Abflugeigenschaften der beim Aufprall einer Tropfenkette entstehenden Sekundärtropfen erfasst. Zusätzlich wurde unter Einsatz einer im Rahmen der Arbeit entwickelten Leitfähigkeitssonde der Abscheidegrad bestimmt, der die zentrale Größe zur Charakterisierung der Aufteilung der Massenströme von Primärtropfen und Film bildet. Schließlich wurde mit Hilfe eines ebenfalls entwickelten optischen Filmdickensensors neben der Dicke auch der Wellenflankenwinkel gemessen, der Aufschluss über die Struktur des Wandfilms gibt.

Als Ergebnis seiner Untersuchungen definierte Samenfink einen vollständigen Satz an Korrelationen, der eine Vorausberechnung der Ergebnisse des Aufpralls auf schubspannungsgetriebene Wandfilme erlaubt. Auf die einzelnen Korrelationen soll an dieser Stelle nicht im Detail eingegangen werden, sondern es sei auf die Veröffentlichungen verwiesen, in denen eine Formulierung und Beschreibung der Korrelationen zu finden ist (siehe z. B. Samenfink, 1997, Samenfink et al., 1999). Diese Korrelationen sind für schubspannungsgetriebene Filme mit einer Dicke im Bereich von $0,3 \leq \delta \leq 3,0$ gültig. In gleicher Art und Weise wie die Grenzliniengleichungen anderer Autoren zusammengestellt und diskutiert wurden, soll auch für diese Untersuchungen die Abgrenzung zwischen Deposition und Destruktion näher erläutert werden. Für einen ruhenden Wandfilm mit einer Dicke von $\delta = 0,1$ gibt Samenfink eine Grenzlinie nach Gl. 2.16 an.

$$Re = 38,1 \cdot La^{0,4189} \quad \text{für } \delta = 0,1 \quad (2.16)$$

Dieser Zusammenhang ist abhängig von der Filmdicke, was zu einem Vorfaktor F_δ vor der Re -Zahl in Gl. 2.16 führt. Im Gegensatz zu den ruhenden Wandfilmen ist die Grenzlinie im Fall bewegter Flüssigkeitsfilme unabhängig von der Filmdicke. Dafür stellte Samenfink eine Abhängigkeit des Aufprallwinkels fest, die er mit der Interaktion der auftreffenden Tropfen mit den Wellen erklärte. Dadurch ändert sich die Grenzlinie im Fall bewegter Filme zu:

$$Re \cdot (\sin \alpha_{PT})^{0,63} = 24 \cdot La^{0,4189} \quad (2.17)$$

Aus diesem Zusammenhang definierte Samenfink einen Scharparameter s_{KD} nach Gl. 2.18, der zur Abgrenzung zwischen Deposition und Destruktion dient, wobei $s_{KD} > 1$ Destruktion bedeutet.

$$s_{KD} = \frac{(\sin \alpha_{PT})^{0,63}}{24} \cdot Re \cdot La^{-0,4189} \quad (2.18)$$

Samenfinks Darstellung der Grenzlinie lässt sich mit guter Näherung durch einfaches Potenzieren in die Formulierung von Mundo (vgl. Gl. 2.10) umrechnen, was nach Gl. 2.16 einen $K_{\text{Samenfink}} \approx 94,65$ ergibt. Somit charakterisiert Samenfink den Einfluss der bewegten Flüssigkeitsfilme durch den Wegfall der Abhängigkeit von der Filmdicke, durch den zusätzlichen Einfluss des Aufprallwinkels und durch Unterschiede im Vorfaktor.

Auch Cossali et al. (1997) untersuchten sowohl den Aufprall auf trockene als auch auf benetzte Wände und integrierten die Abhängigkeit von der Filmdicke in ihre Formulierung der Grenzlinie nach Gl. 2.13. Bei ihren Untersuchungen wurde die Filmdicke im Bereich $0 \leq \delta \leq 0,8$ variiert und der Film war stets in Ruhe. Die gefundene Grenzlinie lässt sich direkt in die Form von Mundo umformulieren und ergibt den folgenden Zusammenhang:

$$Oh \cdot Re^{1,25} = K_{\text{Cossali}} = (2100 + 5880 \cdot \delta^{1,44})^{0,625} \quad (2.19)$$

Somit geben Cossali et al. (1997) eine Abhängigkeit der K -Zahl von der Filmdicke an, die sich analog zum Einfluss der Wandrauigkeit im Fall von trockenen Wänden auswirkt. Neben den beschriebenen Untersuchungen zum Aufprall von Tropfen auf dünne Wandfilme, bei denen der Grad der Benetzung in Form der Filmdicke kontrolliert und variiert wurde, analysierten einige Autoren den Aufprall von Tropfenketten ohne Gegenwart eines zusätzlichen stationären Films. Hierbei kann weder von einer trockenen Oberfläche noch von einem ruhigen Film konstanter Dicke ausgegangen werden. Allerdings stellen sich aufgrund des streng periodischen Aufpralls konstante Randbedingungen ein und die Filmdicke kann als $\delta < 1,0$ vorausgesetzt werden. In diesem Fall trifft jeder Tropfen auf das Produkt des vorangegangenen Aufprallereignisses, das aus einer Lamelle besteht, deren Ausdehnung und Bewegung von Frequenz und Art des Aufpralls abhängig ist.

Yarin und Weiss (1995) untersuchten den Aufprall einer Tropfenkette und ermittelten dabei eine Grenzlinie für den Übergang zwischen Deposition und Destruktion abhängig von der *Capillary*-Zahl (Ca) und der *Viskositätslänge* λ nach Gl. 2.20. Hierbei wurde mit Hilfe der Viskositätslänge der Aufprallfrequenz Rechnung getragen.

$$Ca \cdot \lambda^{0,75} \approx 17 - 18 \quad (2.20)$$

Wird für den Frequenzeinfluss die Strouhal-Zahl Sr herangezogen, lässt sich Gl. 2.20 in folgende Form überführen:

$$\sqrt{Oh \cdot Re^{1,25} \cdot Sr^{-0,75}} = K_{Yarin} \approx 17 - 18 \quad (2.21)$$

Dabei ist als bemerkenswert hervorzuheben, dass wiederum der von Mundo (1996) formulierte Zusammenhang von *Oh*- und *Re*-Zahl nach Gl. 2.10 die dominierende Abhängigkeit bildet. Darüber hinaus erkannten Yarin und Weiss (1995) die Tropfenbildungsfrequenz als weiteren Parameter in ihren Untersuchungen. Für Tropfenkettengeneratoren kann aus einer Massenbilanz im Allgemeinen die Frequenz aus Gl. 2.22 angenommen werden, woraus sich für diese Form der Tropfenbildung eine Strouhal-Zahl nach Gl. 2.23 ergibt, die lediglich vom Durchmesser Verhältnis der gebildeten Tropfen zur eingesetzten Blende abhängt.

$$f = \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{D_{Blende}}{d_{PT}} \right)^2 \cdot \frac{v_{PT}}{d_{PT}} \quad (2.22)$$

$$Sr_{Kette} = \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{D_{Blende}}{d_{PT}} \right)^2 \quad (2.23)$$

Auf Basis von Vorversuchen und Angaben aus der Literatur ergibt sich bei Tropfenkettengeneratoren für das Durchmesser Verhältnis der Bereich nach Gl. 2.24, was zu den ebenfalls angegebenen Werten für die *Strouhal*-Zahl führt.

$$\frac{D_{Blende}}{d_{PT}} \approx 0,35 - 0,68 \Rightarrow Sr \approx 0,18 - 0,63 \quad (2.24)$$

Mit dieser Annahme kann die Grenzlinie von Yarin und Weiss (1995) in die einheitliche Form nach Gl. 2.25 überführt und ein Bereich für die *K*-Zahl angegeben werden. Dieser Bereich spiegelt wiederum die Abhängigkeit des Aufprallvorgangs von der Aufprallfrequenz wider.

$$Oh \cdot Re^{1,25} = K_{Yarin,mod} \approx 80 - 230 \quad (2.25)$$

Weiss (1993) kommt bei seinen Untersuchungen des Aufpralls von Tropfenketten in Bezug auf die Grenzlinie zwischen Deposition und Destruktion auf ein sehr ähnliches Ergebnis. Er formuliert sie abhängig von *We*, *Re* und *Sr* nach Gl. 2.26.

$$We^{0,25} \cdot Re^{0,125} = 18,1 \cdot Sr^{0,375} \quad (2.26)$$

Ein Ersetzen der *We*-Zahl und weitere einfache Umformung führen zu Gl. 2.27, die sich von der Grenzlinie von Yarin und Weiss (1995) (siehe Gl. 2.21) lediglich in der Konstante unterscheidet.

$$\sqrt{Oh \cdot Re^{1,25} \cdot Sr^{-0,75}} = 18,1 \quad (2.27)$$

Wiederum kann die *Sr*-Zahl nach Gl. 2.24 eingegrenzt werden und führt zu $K_{Weiss} \approx 90 - 231$. Obermeier (1997), der sich auf die Ergebnisse von Weiss (1993) bezieht, gibt eine Strouhal-Zahl von $Sr \approx 0,59$ an, was zu $K_{Obermeier} \approx 220$ führt. Allerdings ist in diesem Fall der Einfluss der Aufprallfrequenz nicht mehr berücksichtigt.

Analog zu Tab. 2.1 zeigt Tab. 2.2 eine Zusammenfassung der vorgestellten Grenzlinien für den Aufprall auf dünne Filme bzw. den Aufprall von Tropfenketten. Auch in diesem Fall ermöglicht eine einheitliche Darstellung in der Form von Mundo (1996) einen direkten Vergleich der Ergebnisse. Hierbei fällt auf, dass beim Aufprall auf benetzte Wände geringere Unterschiede festzustellen sind als beim Aufprall auf trockene Wände. Dies lässt sich durch die einheitliche Oberflächenbeschaffenheit erklären, da kein Einfluss unterschiedlicher Rauigkeiten auf den Aufprall vorhanden ist. Jedoch übt die Filmdicke einen Einfluss auf den Aufprall aus, weshalb sie in einer allgemeinen Formulierung der Grenzlinie berücksichtigt werden muss.

Einen Sonderfall stellen die Untersuchungen von Yarin und Weiss (1995) und Weiss (1993) dar, da dort ein deutlicher Einfluss der Aufprallfrequenz auf die Grenzlinie festzustellen ist. Da die Frequenz sowohl die momentane Filmdicke als auch filminterne Strömungen und die Welligkeit der Oberfläche beeinflusst, kann nicht davon ausgegangen werden, dass ihr Einfluss mit dem der stationären Filmdicke identisch ist.

Tab. 2.2: Überblick über Grenzliniengleichungen für benetzte Wände (bei $\delta = 0,1$)

Autor	orig. Grenzlinie	ein. Grenzlinie
Walzel (1980)	$We = 2500 \cdot d_0^{*-0,2}$	$Oh \cdot Re^{1,25} = 133$
Samenfink (1997)	$Re = 38,1 \cdot La^{0,4189}$	$Oh \cdot Re^{1,25} \approx 95$
Cossali et al. (1997)	$(Oh^{-0,4} \cdot We)_{GL} = 2100 + 5880 \cdot \delta^{1,44}$	$Oh \cdot Re^{1,25} = 127$
Yarin und Weiss (1995)	$Ca \cdot \lambda^{0,75} \approx 17 - 18$	$Oh \cdot Re^{1,25} \approx 80 - 230$
Weiss (1993)	$We^{0,25} \cdot Re^{0,125} = 18,1 \cdot Sr^{0,375}$	$Oh \cdot Re^{1,25} \approx 90 - 231$

Neben dem Aufprall von Tropfenketten stellt die Untersuchung des Aufpralls eines einzelnen Tropfens auf einen anderen ruhenden Tropfen auf der Wand einen weiteren Sonderfall der Untersuchung von Aufprallereignissen auf dünne Filme dar. Im Fall des Aufpralls von Sprays im DI-Ottomotor treten diese Sonderfälle mit einer höheren Wahrscheinlichkeit auf als der Aufprall auf einen ruhenden Wandfilm. Dies liegt darin begründet, dass sich der im Lauf des Sprayaufpralls bildende Film zu keinem Zeitpunkt wirklich in Ruhe befindet. Fujimoto et al. (2001) beispielsweise untersuchten den Aufprall eines einzelnen Tropfens auf einen auf der Wand ruhenden Tropfen. Neben experimentellen Visualisierungen in Form von kurzzeitbelichteten Bildern führten sie auch eine numerische Analyse des Phänomens durch.

Die Tropfen aus destilliertem Wasser wurden mit Hilfe einer Spritze gebildet und fielen im freien Fall von unterschiedlichen Höhen auf eine Glasoberfläche. Auf diese Weise wurden Tropfen mit einem Durchmesser von 2,4 mm und Geschwindigkeiten von 0,8 – 3,1 m/s erzeugt. Es wurden jeweils zwei Tropfen mit einem großen Zeitabstand generiert, so dass das Aufprallereignis des ersten Tropfens abgeschlossen war und die entstandene Flüssigkeitslamelle in Ruhe war, als der zweite Tropfen die Oberfläche erreichte. Die Randbedingungen der Benetzungseigen-

schaften von Wasser auf der verwendeten Glasoberfläche führten zu einer halbkugelförmigen Lamelle, auf die der zweite Tropfen prallte. Bei höheren Geschwindigkeiten konnte die Bildung einer Krone ähnlich dem Aufprall auf dünne Filme festgestellt werden. Bei nicht genau zentrischem Aufprall entstand eine asymmetrische Krone. Ein Vergleich der gemessenen zeitlichen Entwicklung der Krone mit numerischen Ergebnissen ergab eine gute Übereinstimmung. Ein Vergleich mit einem Aufprall auf eine trockene Wand unter ähnlichen Bedingungen brachte deutliche Unterschiede hervor, die auf einen Einfluss des ruhenden Tropfens auf den Ablauf des Aufpralls zurückgeführt wurden.

Kalb et al. (1999) untersuchten ebenfalls den Aufprall eines einzelnen Tropfens auf einen ruhenden Tropfen. Sie erzeugten die Tropfen mit Hilfe eines Tropfenkettengenerators und selektierten einzelne Tropfen aus der Kette mit Hilfe von elektrostatischer Ablenkung. Auf diese Weise wurden Wassertropfen mit Durchmessern zwischen $270 - 370 \mu\text{m}$ und Geschwindigkeiten zwischen $3,3 - 10 \text{ m/s}$ generiert. Zusätzlich wurde im Rahmen der Untersuchungen auch noch der Aufprallwinkel variiert. Das Aufprallereignis wurde mit einer CCD-Kamera aufgenommen und mit Hilfe einer Bildauswertung wurde anschließend die Ausbreitung der Lamelle nach Länge und Geschwindigkeit analysiert.

Die Autoren geben für den direkten Aufprall eines Tropfens auf einen ruhenden Tropfen eine Grenze zwischen Deposition und Destruktion von $We \approx 400$ an. Ein schiefer Aufprall führt zu einem leichten Versatz zwischen dem Aufprallort und der Position des ruhenden Tropfens auf der Oberfläche. Dadurch trifft die Lamelle des aufprallenden Tropfens bei ihrer Ausbreitung auf den ruhenden Tropfen und es bildet sich keine vollständige Krone, sondern nur eine aufsteigende Lamelle in Form einer Teilkrone. Der Zerfall dieser Teilkrone wird nicht von der Energie des aufprallenden Tropfens, sondern von der Ausbreitung der Lamelle ausgelöst, weshalb Kalb et al. (1999) eine kritische Ausbreitungsgeschwindigkeit feststellen. Diese ist abhängig vom Aufprallwinkel, so dass bei flacherem Aufprall eine niedrigere Ausbreitungsgeschwindigkeit den Zerfall der Lamelle hervorruft.

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, unterscheidet sich der Vorgang beim Aufprall von Tropfen auf die Oberfläche von tiefen Flüssigkeiten (Filme mit einer Dicke $\delta \gg 1,0$) vom Aufprall auf trockene Wände oder dünne Filme. Der Aufprall auf eine tiefe Flüssigkeit tritt häufig auf und ist durch Beobachtungen von Regentropfen beim Aufprall auf große Pfützen, Flüsse oder Seen allgemein bekannt.

Bei tiefen Flüssigkeiten ist keine feste Begrenzung in Richtung des Aufpralls vorhanden, weshalb neben der Betrachtung der Aufprallvorgänge an der Oberfläche auch Strömungs- und Mischungsphänomene unterhalb der Oberfläche an Bedeutung gewinnen. Während bereits Worthington (1908) faszinierende Bilder der verschiedenen Formen von Kronen und Jets, also der Vorgänge an der Oberfläche, vorstellte, beobachteten Rodriguez und Mesler (1985) auch die Vorgänge unterhalb der Oberfläche. Ein Ergebnis ihrer Untersuchungen ist die Abgrenzung von Destruktion und Koaleszenz in Abhängigkeit von Fr - und Re -Zahl. Einen guten Überblick über die verschiedenen zeitlichen Abläufe des Tropfenaufpralls auf tiefe Flüssigkeiten gibt Rein (2002b) und baut dabei auf umfangreiche frühere Arbeiten auf (siehe z. B. Rein, 1996). Abb. 2.12 zeigt qualitativ zeitliche Verläufe in Abhängigkeit der We -Zahl, wobei sich die Zeitachsen der verschiedenen Ereignisse unterscheiden.

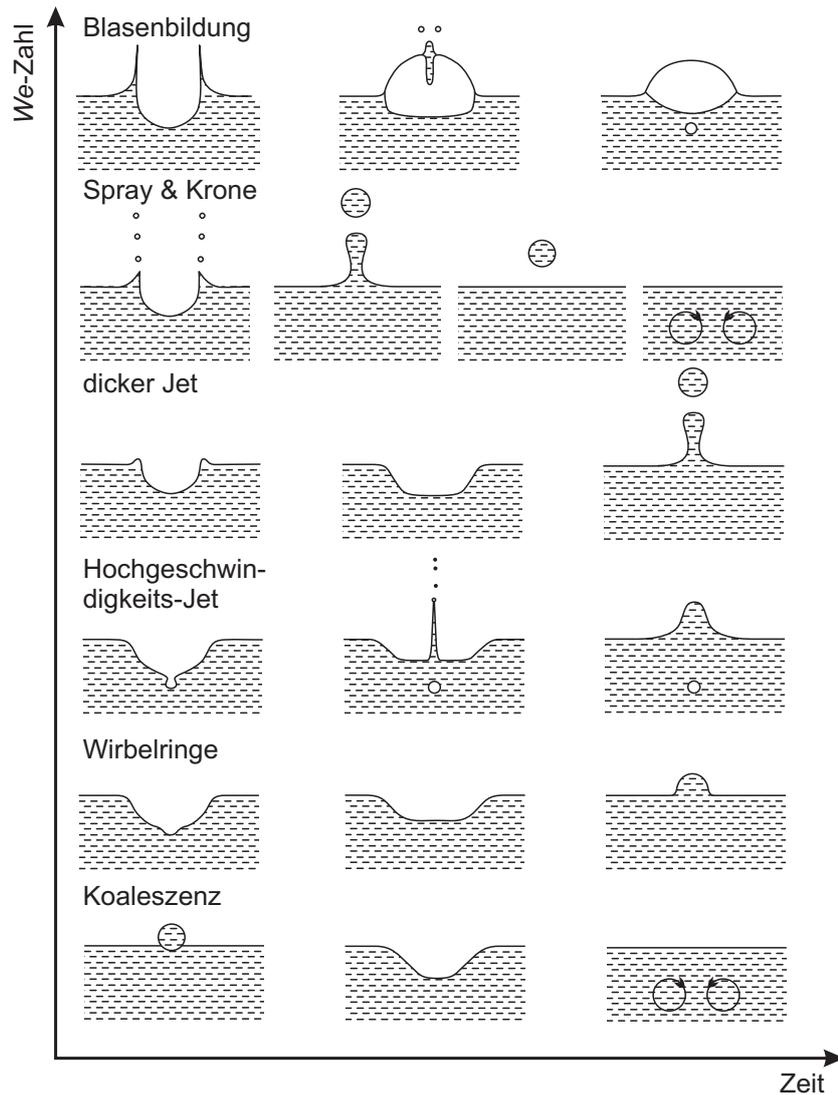


Abb. 2.12: Qualitative Skizze verschiedener Aufprallereignisse auf tiefe Flüssigkeiten (Rein, 2002b)

Bei niedrigen We -Zahlen bildet sich beim Aufprall ein Krater an der Oberfläche, der Oberflächenwellen hervorruft. Der Tropfen selbst tritt in die Flüssigkeit ein und vermischt sich mit ihr, wobei seine Restenergie die Mischungsvorgänge unterstützt. Mit steigender Aufprallenergie wird die Kraterbildung intensiver, was zum Aufbäumen der Flüssigkeit im Zentrum des Kraters nach dem Aufprall führt und bei weiter steigender Aufprallenergie zur Ausbildung eines Jets führt, der Rayleigh-Jet genannt wird. Dieser ist zunächst sehr dünn und breitet sich mit hoher Geschwindigkeit aus, wobei auch sehr kleine Sekundärtropfen entstehen können. Bei noch höheren We -Zahlen wird dieser Jet dicker und schließlich bildet sich beim Aufprall eine Krone analog zum Aufprall auf trockene Wände oder flache Filme aus.

Diesen Fall bezeichnet Rein (2002b) als *Spray und Jet*, der zu zwei gleichzeitig auftretenden, aber deutlich unterschiedlichen Arten der Sekundärtropfenbildung führt. Zum einen werden Tropfen aus dem zentralen Jet abgegeben und zum anderen werden auch durch den Zerfall der Krone Sekundärtropfen gebildet. Da die beiden Entstehungsmechanismen in einigen Un-

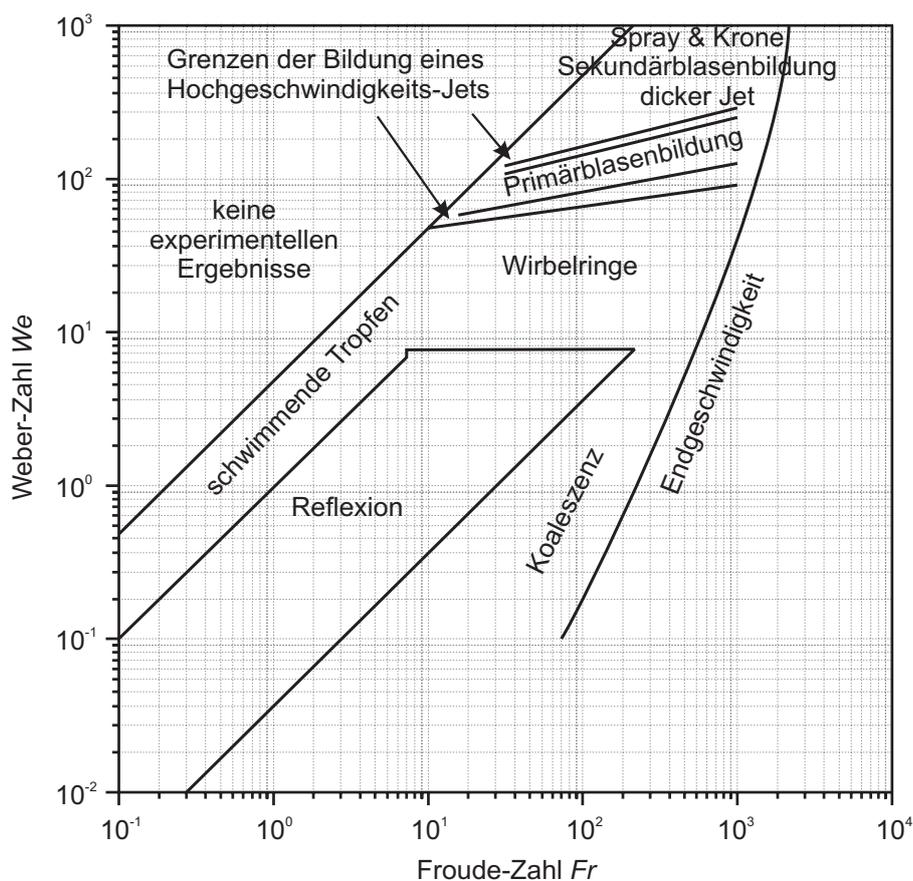


Abb. 2.13: Abgrenzung der Aufprallereignisse auf tiefe Flüssigkeiten (Liow, 2001)

tersuchungen getrennt betrachtet wurden und in anderen wiederum nicht, führt ihre Existenz zu unterschiedlichen Darstellungen der Abgrenzung von Destruktion und Koaleszenz in der Literatur.

Eine sehr ausführliche und detaillierte Abgrenzung der auftretenden Regimes bei frei fallenden Tropfen arbeitete Liow (2001, 2002) aus. Das Ergebnis seiner Untersuchungen ist in Abhängigkeit von We - und Fr -Zahl im Diagramm in Abb. 2.13 dargestellt. Hierbei sind die verschiedenen Gebiete mit steigender We -Zahl aus Abb. 2.12 bei einer Fr -Zahl von ungefähr 300 wiederzufinden. Liow konzentrierte sich bei seinen eigenen Experimenten besonders auf das Gebiet von niedrigen We -Zahlen und damit auf die Abgrenzung von schwimmenden Tropfen, Reflexion und Koaleszenz. Zur Vervollständigung des Diagramms bezog er neben den eigenen Ergebnissen viele Ergebnisse aus der Literatur mit ein.

Für die Abgrenzung der Bildung eines Hochgeschwindigkeits-Jets und einer Blase stützt sich Liow besonders auf die Ergebnisse von Oğuz und Prosperetti (1990), die dieses Gebiet intensiv erforschten. Bei ihren Untersuchungen entdeckten sie neben dieser Abgrenzung auch die Entstehung von Schall bei der Bildung der Blasen. Dieses Phänomen, das als Hauptursache für Geräusche in der Flüssigkeit, z. B. beim Aufprall von Regen, festgestellt wurde, wurde in späteren Arbeiten (Oğuz und Prosperetti, 1991, Prosperetti und Oğuz, 1993) intensiv experimentell und numerisch analysiert. Das global auftretende Geräusch beim Aufprall von Wassertropfen

auf tiefe Flüssigkeiten wurde bereits von Riedel (1977) näher untersucht, der sich allerdings auf das Geräusch oberhalb der Wasseroberfläche konzentrierte.

Die bisher beschriebenen Vorgänge beim Tropfenaufprall beruhen alle auf fluiddynamischen Eigenschaften und Prozessen. Die Untersuchung dieser Vorgänge begann, wie dargestellt, schon sehr früh und wurde von vielen Forschungsstellen im Hinblick auf diverse Anwendungsfälle vorangetrieben. Da unterschiedliche thermische Randbedingungen beim Aufprall von Tropfen aber ebenfalls eine erhebliche Rolle spielen, bildet neben der Fluiddynamik der Bereich der Thermodynamik ein weiteres bedeutendes Forschungsgebiet. Trotz dieser großen Bedeutung existieren vergleichsweise weit weniger Arbeiten zum thermischen Einfluss auf den Tropfen-aufprall.

2.2.3 Heiße Wand

Für die Gemischbildung sind Verdampfungsprozesse von Tropfen in einer heißen Umgebung von großer Bedeutung, die z. B. von Stengele et al. (1997) im Rahmen seiner Dissertation am Institut für Thermische Strömungsmaschinen experimentell analysiert wurden (siehe auch Stengele et al., 1999). Ebenso entscheidend ist aber auch der Einfluss einer heißen Wand. Insbesondere bei DI-Ottomotoren mit wandgeführtem Brennverfahren trifft der Einspritzstrahl vornehmlich auf die Kolbenoberfläche auf, die betriebspunktabhängig sehr hohe Temperaturen aufweist. Bei den thermischen Gegebenheiten beim Aufprall können aufgrund der zugrunde liegenden Anwendungen zwei Fälle unterschieden werden. Zum einen können heiße Tropfen auf eine kalte Wand treffen (siehe z. B. Poulikakos et al., 2002, Schiaffino und Sonin, 1997), was z. B. bei thermischen Beschichtungsvorgängen wie Flamm-spritzen entscheidenden Einfluss auf Dicke und Güte der aufgetragenen Schicht hat. Zum anderen und weit häufiger prallen kalte Tropfen auf eine heiße Wand. Diese Art des Aufpralls spielt eine entscheidende Rolle sowohl bei der Sprühkühlung (siehe z. B. Ciofalo et al., 1999, Loureiro et al., 2004) als auch bei der Gemischbildung in DI-Motoren. Der Kolben und die Brennraumwände im Ottomotor weisen bereits sehr kurze Zeit nach dem Motorstart hohe Temperaturen auf. In diesem Fall kommt dem Aufprall auf heiße Wände eine grundlegende Bedeutung zu, weshalb im Folgenden die thermodynamischen Auswirkungen näher diskutiert werden sollen.

Der Temperaturunterschied zwischen Tropfen und Wand induziert beim Kontakt einen Wärmestrom, der Verdampfungsprozesse initiiert und z. B. von Makino und Michiyoshi (1984) untersucht wurde. Abb. 2.14 veranschaulicht den sich einstellenden Wärmestrom von der Wand in die Flüssigkeit sowie die entsprechende Tropfenlebensdauer in Abhängigkeit der Überhitzung.

Abb. 2.14(a) zeigt deutlich, dass der Wärmestrom keineswegs monoton mit der Überhitzung ansteigt. Vielmehr erreicht er nach einem schnellen Anstieg ein lokales Maximum. Dieser kritische Wärmestrom \dot{q}_{krit} stellt sich exakt bei der Wandtemperatur ein, die gerade noch nicht zur Bildung eines zusammenhängenden Dampfpolsters zwischen Tropfen und Wand führt. Nukiyama (1934) wies das Vorhandensein dieses Temperaturpunktes experimentell nach, weshalb er auch als *Nukiyamatemperatur* bezeichnet wird. Der Bereich zwischen der einphasigen Verdampfung und dem kritischen Wärmestrom wird als *Blasensieden* bezeichnet, da er von der

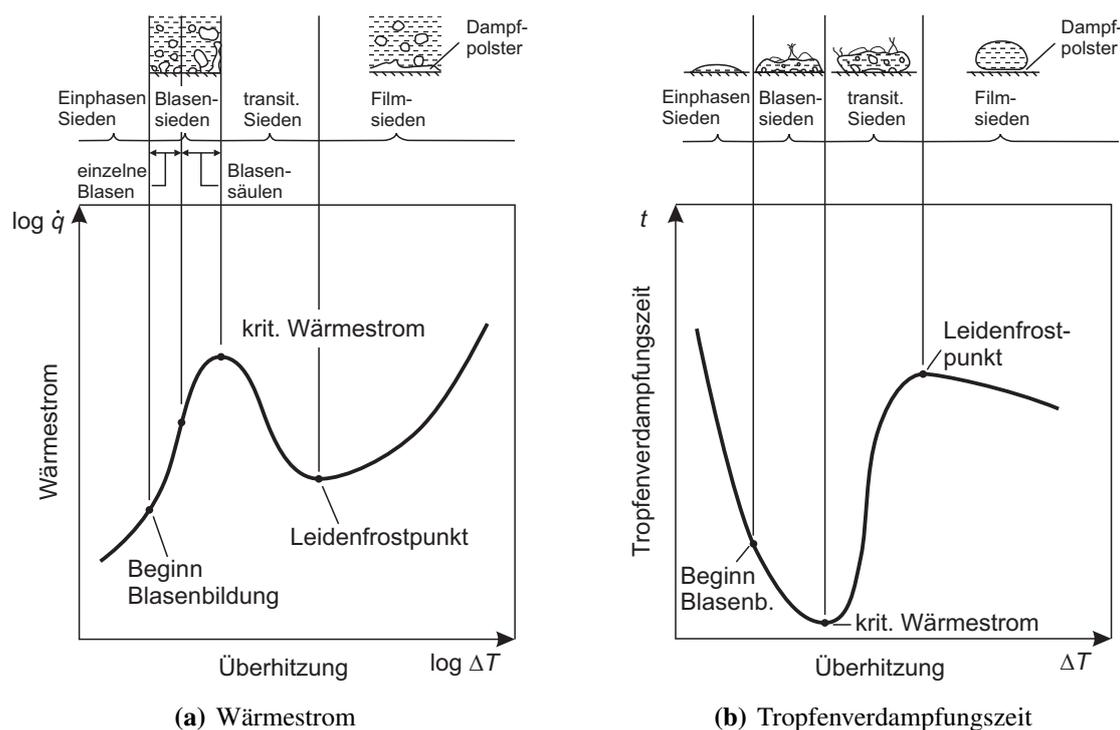


Abb. 2.14: Wärmestrom von einer Wand in einen Film und Verdampfungszeit von Tropfen, jeweils abhängig von der Überhitzung (Bernardin, 1996)

Bildung von zunächst isolierten Dampfblasen gekennzeichnet ist. Bevor der kritische Wärmestrom erreicht wird, steigen die Anzahl und die Größe der Dampfblasen an und es bilden sich Säulen aus.

Der kritische Wärmestrom beim Aufprall von monodispersen Tropfenketten wurde von Sawyer et al. (1997) untersucht. Mit Hilfe einer Variation von Tropfengröße, -geschwindigkeit und Aufprallfrequenz entwickelten die Autoren die Korrelation nach Gl. 2.28, die die Abhängigkeit des kritischen Wärmestroms von der We - und Sr -Zahl beschreibt. Für eine dimensionslose Darstellung bezogen sie den kritischen Wärmestrom \dot{q}_{krit} auf die Dichte ρ , die Verdampfungsenthalpie Δh_{lg} und die Aufprallgeschwindigkeit v_{PT} .

$$\dot{q}_{krit}^* = \frac{\dot{q}_{krit}}{\rho \cdot \Delta h_{lg} \cdot v_{PT}} = 0,1660 \cdot We^{-0,4138} \cdot Sr^{0,8906} \quad (2.28)$$

Diese Korrelation wurde von Healy et al. (1998) für niedrige We -Zahlen zwischen 55 und 109 optimiert und um den Einfluss des Umgebungsdrucks zwischen 0,2 und 2 bar erweitert. Bei Überschreiten des kritischen Wärmestroms ist die Blasenbildung derart intensiv, dass sie den Wärmestrom in die Flüssigkeit merklich behindert. Dieser Bereich wird als *transitionales Sieden* bezeichnet. Die intensiven Verdampfungsprozesse in dieser Phase führen zum Auftreten von Druckschwingungen. Deshalb analysierten Inada und Yang (1993) den Bereich des transitionalen Siedens, indem sie Amplitude und Frequenz von Schwingungen in der Wand und der Umgebung detektierten. Zusätzlich fällt der Wärmestrom deutlich ab und erreicht anschließend ein Minimum, das durch die Ausbildung eines stabilen Dampfpolsters zwischen Flüssigkeit und

Wand charakterisiert ist und die Flüssigkeit vollständig von der Wand trennt. Dieser Zustand wurde bereits 1756 von Johann Gottlob Leidenfrost untersucht und beschrieben (Leidenfrost, 1756). Daher wird dieses Minimum des Wärmestroms allgemein als *Leidenfrostpunkt* und die dazugehörige stoffabhängige Temperatur als *Leidenfrosttemperatur* bezeichnet. Der Siedevorgang oberhalb der Leidenfrosttemperatur wird im Allgemeinen als *Filmsieden* bezeichnet. Eine frühe Analyse der Dicke des Dampfpolsters und des sich einstellenden Wärmestroms kann bei Wachters et al. (1966) gefunden werden.

Abb. 2.14(b) verdeutlicht die Auswirkung des beschriebenen Wärmestroms auf die Lebensdauer eines Tropfens. Experimentelle Ergebnisse der Tropfenlebensdauer wurden z. B. von Michiyoshi und Makino (1978) veröffentlicht. Der kritische Wärmestrom bewirkt ein Minimum der Verdampfungszeit und somit auch der Lebensdauer des Tropfens. Im Gegensatz dazu ist der Leidenfrostpunkt von einem Maximum der Tropfenlebensdauer gekennzeichnet. Zusätzlich begrenzt der Leidenfrostpunkt das Auftreten von Dampfblasen im Tropfen, da oberhalb dieses Punktes der verdampfte Flüssigkeitsanteil zwischen Tropfen und Wand seitlich entweichen kann.

Die beschriebenen thermischen Prozesse überlagern sich beim Tropfenaufprall mit den dynamischen Vorgängen, die grundsätzlich in ähnlichen Zeitskalen ablaufen. Abb. 2.15 veranschaulicht den zeitlichen Ablauf des Aufprallereignisses für verschiedene Wandtemperaturen. Hierbei sind beispielhaft die Aufprallvorgänge im Bereich des Blasensiedens (unterhalb des Diagramms) und des Filmsiedens (oberhalb) anhand von mehreren Skizzen dargestellt.

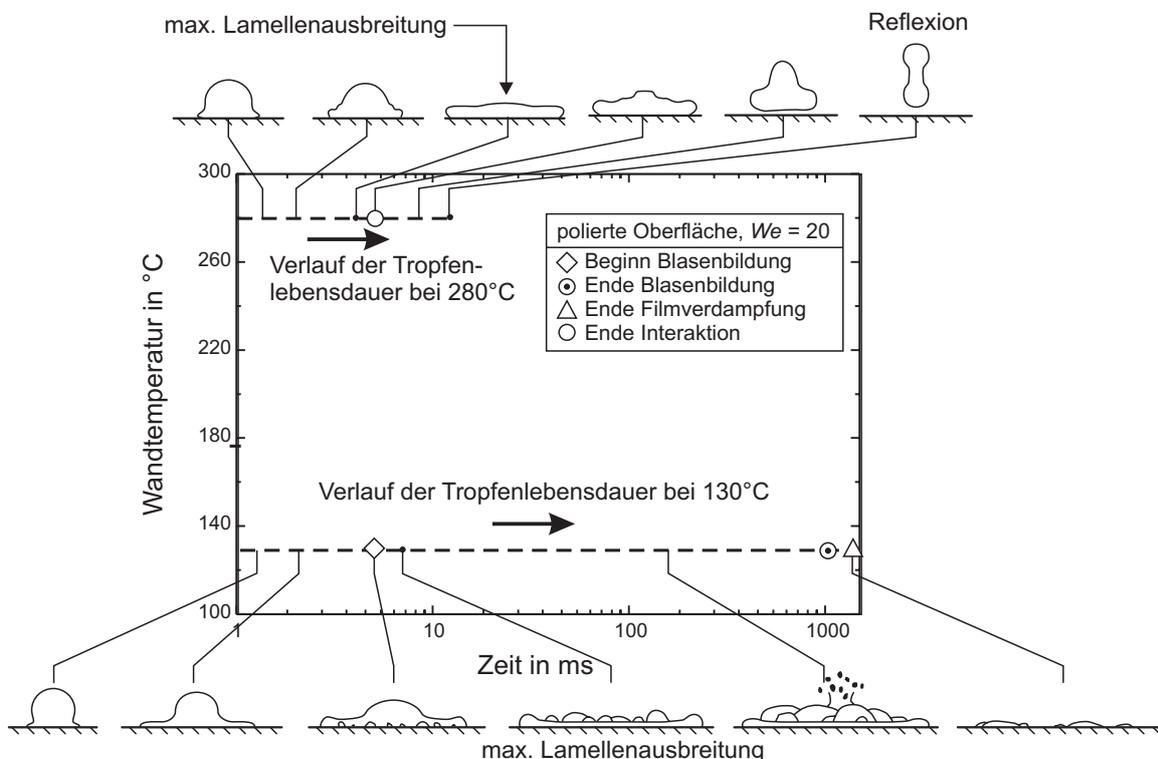


Abb. 2.15: Ablauf des Aufprallvorgangs für verschiedene Wandtemperaturen (Bernardin et al., 1997b)

Für Wandtemperaturen im Bereich des Blasensiedens dauert es eine gewisse Zeit nach dem ersten Wandkontakt, bis sich Dampfblasen in der Flüssigkeit bilden. Diese Blasen steigen in der Flüssigkeit auf und zerplatzen an der Oberfläche unter Bildung sehr kleiner Sekundärtropfen. Die von den Dampfblasen in der Flüssigkeit induzierte Strömung kann zu einer Zerteilung der Lamelle in mehrere Teile führen, die schließlich vollständig verdampfen.

Auch beim Tropfenaufprall kann eine Temperatur festgestellt werden, oberhalb derer ein stabiles Dampfpolster den direkten Wandkontakt verhindert (Leidenfrosttemperatur). Im Unterschied zur Verdampfung von auf der Wand ruhenden Tropfen wird das Dampfpolster durch den Aufprall verdrängt, was zu einer Erhöhung dieser Temperatur in Abhängigkeit vom Aufprallimpuls führt. Aus diesem Grund wird allgemein eine statische und eine dynamische Leidenfrosttemperatur unterschieden (siehe z. B. Rein, 2002a).

Ein Aufprallereignis oberhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur ist von dem trennenden Dampfpolster zwischen Tropfen und Wand geprägt. Aufgrund des fehlenden Kontakts mit der Wand ist die Reibung deutlich vermindert und der Ausbreitungs- und Rückzugsvorgang der Lamelle auf der Wand läuft schneller und intensiver ab. Von der fehlenden Reibung wird vor allem der Rückzug der Lamelle unterstützt, was die direkte Reflexion des Tropfens stark begünstigt. Deshalb wird im Allgemeinen die Reflexion als typischer Aufprallvorgang bei Wandtemperaturen oberhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur angesehen (siehe z. B. Rein, 1996). Dieser Vorgang ist in Abb. 2.15 angedeutet und wurde beispielsweise von Anders et al. (1993) näher untersucht. Hierzu erfassten sie den schiefen Aufprall einer Tropfenkette auf eine glatte, heiße Wand, wobei nur solche Bedingungen eingestellt wurden, bei denen keine Wechselwirkung zwischen aufeinander folgenden Aufprallereignissen auftrat. Mit Hilfe eines Bildauswertesystems wurde für diesen Vorgang der Reflexion bei Wandtemperaturen oberhalb der Leidenfrosttemperatur der Impulsverlust durch den Aufprall quantitativ analysiert.

Der Leidenfrostpunkt selbst war Kernpunkt der Untersuchungen von Bernardin (1996). Zu dessen Identifikation und Abgrenzung führte er zusammen mit Kollegen unter anderem grundlegende Experimente zum Kontaktwinkel (Bernardin et al., 1997a) und zur Rauigkeit der Oberfläche (Bernardin et al., 1997b) durch und analysierte anschließend die Überlagerung der dynamischen und thermischen Prozesse (Bernardin et al., 1997c). Ein zentrales Ziel war dabei die Charakterisierung und Modellierung des Leidenfrostpunktes (Bernardin und Mudawar, 1999). Diese Arbeit, in der Bernardin seine Experimente mit Wasser auf Kohlenwasserstoffe ausweitete, fasst die Ergebnisse vorangegangener Arbeiten zusammen. Bernardin identifizierte die Rauigkeit und die thermischen Eigenschaften der Oberfläche als dominierende Einflussfaktoren auf den Leidenfrostpunkt. Außerdem ermittelte er mit Hilfe einer detaillierten Analyse existierender Modelle zur Vorhersage des Leidenfrostpunktes, dass keines der berücksichtigten Modelle zufrieden stellende Ergebnisse liefert.

Experimente zur Tropfenlebensdauer von diversen Flüssigkeiten wurden bereits sehr frühzeitig von Gottfried et al. (1966) durchgeführt. Sie stellten dabei fest, dass der Leidenfrostpunkt für Kohlenwasserstoffe eindeutig identifiziert werden konnte, während er für Wasser im Bereich zwischen 250 – 310 °C variierte, ohne dabei die Ursache zuordnen zu können. Sie konnten auch keine Abhängigkeit der Tropfenlebensdauer von der Tropfengröße erkennen. Eine theoretische Beschreibung des Leidenfrostpunktes wurde von Baumeister und Simon (1973) begonnen. Sie

entwickelten eine Korrelation zwischen Tropfenlebensdauer und Wandtemperatur, die später von Emmerson (1975) im Wesentlichen bestätigt wurde, der wiederum den Einfluss des Umgebungsdrucks auf den Leidenfrostpunkt analysierte.

Untersuchungen zur Lebensdauer von teilweise sehr kleinen Tropfen ($70 - 1800 \mu\text{m}$) aus Wasser und verschiedenen Kohlenwasserstoffen wurden von Xiong und Yuen (1991) durchgeführt. Im Fall des kritischen Wärmestroms konnten sie keine deutliche Abhängigkeit der Lebensdauer von der Tropfengröße ermitteln. Oberhalb der Leidenfrosttemperatur allerdings bewegten sich kleine Tropfen über der Oberfläche um mehrere Tropfendurchmesser auf und ab, während größere Tropfen in Ruhe über der Oberfläche schwebten. Dies führte zu einer Zunahme der Tropfenlebensdauer mit steigender Wandtemperatur für kleine Tropfen, während große Tropfen das umgekehrte Verhalten zeigten. Diese deutlichen Unterschiede im Verhalten von großen und kleinen Tropfen konnte allerdings von den Autoren nicht zufriedenstellend erklärt werden.

Nicht die Lebensdauer, sondern vielmehr das Ausbreitungsverhalten von aufprallenden Tropfen auf einer heißen Oberfläche war das Ziel der Untersuchungen von Chandra und Avedisian (1991). Mit einer Flüssigkeit (n-Heptan), konstanter Tropfengröße ($\approx 1,5 \text{ mm}$) und konstanter *We*-Zahl (≈ 43) variierten sie die Wandtemperatur in einem weiten Bereich und nahmen sehr detaillierte Bilder der Aufprallvorgänge auf. Bei einer Wandtemperatur im Bereich der Siedetemperatur von n-Heptan stellten sie dabei die Verschmelzung von ringförmig angeordneten Blasen in der Lamelle zu zellförmigen Löchern fest. Daraus lässt sich ein deutlicher Einfluss der Wandtemperatur auf die Ausbreitung der Lamelle ableiten.

Im Vergleich zu den Untersuchungen von Chandra und Avedisian (1991) traten in einer sehr umfangreichen Studie von Chaves et al. (2000) (Chaves et al., 1999, Jonas et al., 1997, Obermeier, 1997) zu transienten Phänomenen beim Tropfenaufprall auf heiße Wände diese zellförmigen Löcher erst bei höheren *We*-Zahlen ($\gtrsim 300$) auf. Sie verwendeten eine ähnliche Tropfengröße ($\approx 1,8 \text{ mm}$), setzten aber Ethanol ein. Die Entstehung dieser Zellen führten die Autoren auf Rayleigh-Bénard Konvektion in der Lamelle zurück. Als zusammenfassendes Ergebnis dieser Studie zeigt Abb. 2.16 die Einteilung der identifizierten Phänomene abhängig von *We*-Zahl und Wandtemperatur.

Bei dieser Einteilung fällt auf, dass unterhalb der Leidenfrosttemperatur kein Einfluss der *We*-Zahl festgestellt worden ist und damit Bereichsgrenzen für feste Wandtemperaturen gefunden worden sind. In diesem Gebiet dominieren die dynamischen Randbedingungen den Ablauf des Aufpralls und die thermischen Einflüsse sind gering. Deshalb verweisen die Autoren auf in der Literatur zu findende Untersuchungen und konzentrieren sich im vorgestellten Diagramm auf die thermisch induzierten Prozesse. Oberhalb der Leidenfrosttemperatur hingegen war kaum noch ein Einfluss der Wandtemperatur zu erkennen, so dass die Bereichsgrenzen bei mehr oder weniger konstanten *We*-Zahlen liegen.

Die Bereiche IV und V umfassen die Bedingungen, unter denen Reflexion der Tropfen zu beobachten ist. Die Grenze zwischen Bereich V und VI stellt somit die kritische *We*-Zahl für eine heiße Wand dar, bei deren Überschreitung eine Zerteilung des Tropfens auftritt und somit mehrere Sekundärtropfen entstehen. Hierbei zerfällt zunächst der Rand der sich ausbreitenden Lamelle (Bereich VI). Diese zieht sich wieder zusammen und bildet neben den kleinen Sekun-

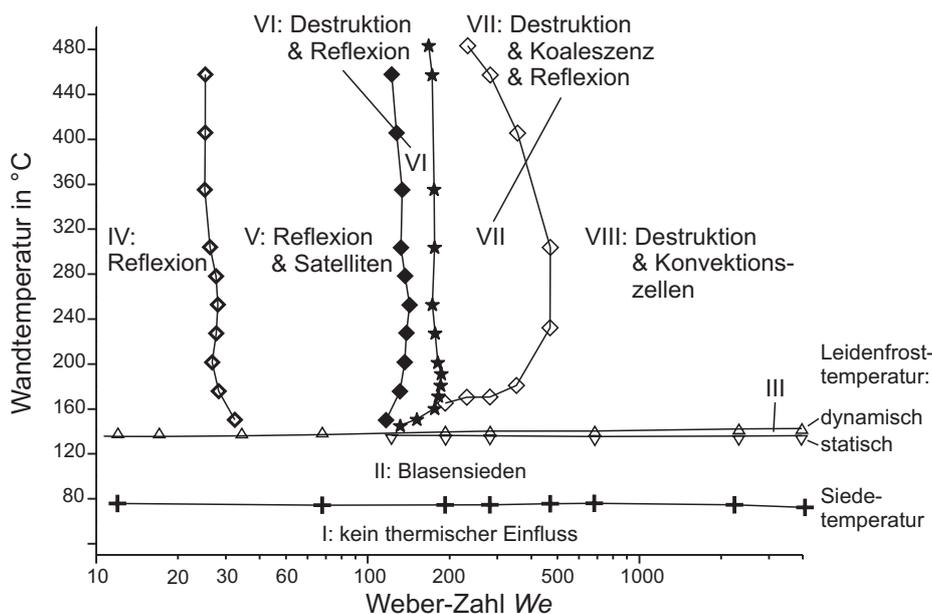


Abb. 2.16: Einteilung der Aufprallereignisse von Tropfen auf heiße Wände (Chaves et al., 2000)

därtropfen aus dem Randzerfall einen größeren Sekundärtropfen. Im Bereich VII ist die Ausbreitungsenergie der Lamelle sogar so groß, dass sie im Zentrum reißt und ein Loch entsteht. Dennoch findet auch hier eine Rückzugsphase statt, wobei die Lamelle in Fragmente zerfällt. Diese erhalten durch die Dynamik der Rückzugsphase jedoch eine Geschwindigkeit in Richtung Zentrum, wo sie sich treffen und vereinigen und so ebenfalls ein großer Sekundärtropfen entsteht. Erst im Bereich VIII ist die Ausbreitungsphase so intensiv, dass die Lamelle bereits während der Ausbreitung in Fragmente zerfällt, die getrennt als Sekundärtropfen die Aufprallstelle in unterschiedliche Richtung verlassen. Diese Trennung zwischen Bereich VII und VIII wurde ähnlich von Hatta et al. (1997) beschrieben.

Auffällig an der Einteilung von Chaves et al. (2000) ist auch, dass nur ein sehr geringer Unterschied zwischen der statischen und dynamischen Leidenfrosttemperatur festgestellt wurde. Da für das Leidenfrostphänomen das gebildete Dampfpolster stark genug sein muss, um dem Impuls des auftreffenden Tropfens zu widerstehen, wird allgemein ein deutlicher Anstieg der Leidenfrosttemperatur mit der We -Zahl erwartet (Yao und Cai, 1988). Diesen Effekt stellte Rein (2002a) in seiner Einteilung der Aufprallereignisse dar, die in Abb. 2.17 gezeigt ist.

Da zuverlässige und umfassende Ergebnisse gegenwärtig noch nicht verfügbar sind, zeichnet Rein (2002a) lediglich einen qualitativen Überblick. Auf der Basis seiner umfassenden Recherchen über veröffentlichte Ergebnisse und Erkenntnisse kommt er zu einer starken Abhängigkeit der dynamischen Leidenfrosttemperatur $T_{Leid,d}$ von der We -Zahl. Da oft das Auftreten der Reflexion zur Bestimmung der dynamischen Leidenfrosttemperatur herangezogen wird, bildet $T_{Leid,d}$ die Grenze zwischen Reflexion und Zerfall des Tropfens. Nur wenig unterhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur zerfällt der reflektierte Tropfen in einige Teile, was Rein durch die punktierten Linien andeutet. Die Reflexion oberhalb der Leidenfrosttemperatur sowie das Auftreten des Zerfalls in wenige Tropfen ist ausführlich von Karl et al. (1996) erforscht worden.

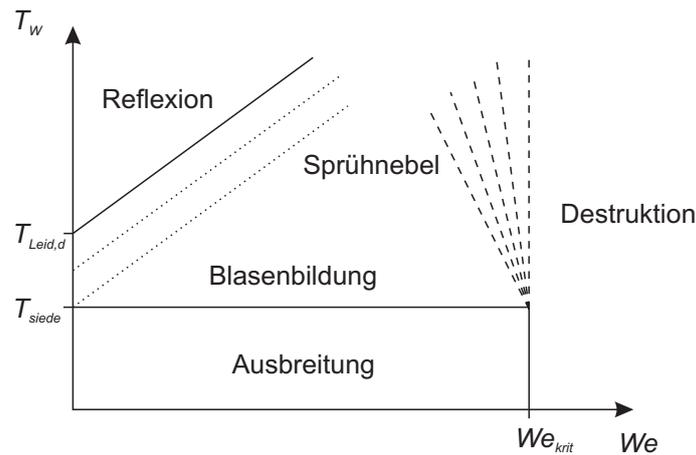


Abb. 2.17: Einteilung der Aufprallereignisse von Tropfen auf heiße Wände (Rein, 2002a)

Sie untersuchten den schiefen Aufprall einer monodispersen Tropfenkette und analysierten den Impulsverlust beim Aufprall sowie die Deformation der Tropfen. Neben einer deutlichen Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit stellten sie einen Grenzwinkel fest, unterhalb dessen kein Zerfall stattfindet (Karl, 1997, Karl und Frohn, 2000).

Bei hohen We -Zahlen kennzeichnet Rein (2002a) die beim Platzen der Dampfblasen entstehenden sehr kleinen Sekundärtropfen in seiner Einteilung als *Sprühnebel* (Abb. 2.17). Generell beruht die Einteilung hauptsächlich auf den experimentellen Daten von Wachters und Westerling (1966), Wachters et al. (1966) und Naber und Farrell (1993). Wachters und Westerling (1966) geben als Grenze zur Destruktion $We_{krit} = 80$ an, während Naber und Farrell (1993) in ihren Untersuchungen $We_{krit} = 130$ festhalten. Unterhalb dieser kritischen We -Zahl tritt der Zerfall des auftreffenden Tropfens thermisch induziert ein, während er oberhalb dynamisch induziert wird. Dort, im Gebiet der *Destruktion*, zerfällt die Lamelle bereits in der Ausbreitungsphase und es kann keine signifikante Abhängigkeit des Zerfallsmechanismus von der Wandtemperatur identifiziert werden. Da der Zerfall der Lamelle durch Siedeprozesse bereits während der Ausbreitungsphase begünstigt wird, erwartet Rein allerdings eine Verringerung von We_{krit} mit steigender Wandtemperatur, was er durch die gestrichelten Linien in Abb. 2.17 andeutet. Bestätigt wird diese Annahme von Akhtar und Yule (2001), die für den Aufprall von Wassertropfen in der Nähe der Nukiyamatemperatur ($140^\circ\text{C} < T_W < 160^\circ\text{C}$) eine kritische We -Zahl von $We_{krit} \approx 300$ angeben, die bei einer deutlichen Steigerung der Wandtemperatur auf $T_W > 260^\circ\text{C}$ auf $We_{krit} \approx 60$ fällt. Auch die Untersuchungen von Labeish (1994) bestätigen die Größenordnung der kritischen We -Zahlen.

Neben den Eigenschaften der Primärtropfen bildet der Zustand der Oberfläche für den Aufprall von Tropfen auf eine Wand den stärksten Einflussfaktor auf den Prozess. Hierbei ist die Temperatur der Oberfläche ebenso wichtig wie ihre Benetzung, also ob sie trocken oder mit einem Wandfilm bedeckt ist. Die Auswirkungen dieser verschiedenen Faktoren auf den Aufprallvorgang wurden in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben. Hierbei ist an einigen Stellen deutlich geworden, dass aufgrund fehlender oder widersprüchlicher Ergebnisse noch einige offene Fragestellungen existieren. Hierzu gehört vor allem die Verbesserung und Absicherung von bestehenden Modellen zur Tropfen-Wand-Interaktion mit Hilfe von experimentel-

len Daten. Hierbei ist nicht nur im Hinblick auf die Anwendung bei der Gemischbildung in DI-Ottomotoren insbesondere der Bereich der sehr kleinen Tropfen von besonderer Bedeutung und bislang weitgehend unerforscht. Es ist lediglich der Nachweis erbracht, dass im Vergleich zum Aufprall von millimetergroßen Tropfen unterschiedliche Phänomene auftreten. Genau auf diesem Gebiet trägt die vorliegende Arbeit deutlich zum Fortschritt bei und stellt sowohl experimentelle Daten als auch Erkenntnisse zum Verhalten der mikrometergroßen Tropfen (im Bereich von $50\ \mu\text{m}$) zur Verfügung.

Im folgenden Abschnitt soll abschließend noch auf einige zusätzliche Phänomene eingegangen werden, die nur vereinzelt untersucht wurden und deren Einfluss auf den Tropfenaufprall aufgrund begrenzter experimenteller Möglichkeiten oder schwieriger Bedingungen für eine gezielte Untersuchung noch weitgehend unklar ist.

2.2.4 Weitergehende Phänomene des Tropfenaufpralls

Strömungsvorgänge in der Flüssigkeitslamelle haben einen erheblichen Einfluss auf den Aufprallvorgang. Sehr deutlich wird dies beim Vorgang der Reflexion, die aufgrund einer tropfeninternen Strömung auftritt, die wiederum von der Oberflächenspannung induziert wird. In diesem Zusammenhang wirkt sich auch eine eventuell vorhandene Schwingung des Tropfens beim Aufprall auf den Vorgang aus. Insbesondere bei Versuchen mit sehr großen Primärtropfen lässt sich eine Schwingung der Tropfen zwischen einer langgestreckten und einer flachgedrückten Form kaum unterdrücken. Aufgrund der im Allgemeinen sehr viel größeren Zeitskala der Schwingung im Vergleich zum Aufprall wird ihr jedoch ein untergeordneter Einfluss auf Ausbreitungs- und Zerfallsvorgänge zugeordnet.

Auch die aufsteigenden Dampfblasen auf einer heißen Wand induzieren starke Strömungen in der Flüssigkeit, die durchaus Einfluss auf den Zerfall der Lamelle und die Bewegung der Sekundärtropfen haben können. Weniger offensichtliche Strömungen werden aber auch von einem Gradienten in der Oberflächenspannung induziert. Ein solcher Gradient entsteht beispielsweise bei Temperaturunterschieden, die bei der Annäherung und dem Auftreffen eines kalten Tropfens auf eine heiße Wand auf jeden Fall bestehen. Dieser Vorgang wird *thermischer Marangoni Effekt* genannt (Aharon und Shaw, 1996, Vignes-Adler, 2002). Die dabei entstehende Strömung ist nicht sehr intensiv und messtechnisch sehr schwer zu erfassen. Da der Marangoni Effekt auf einige durch Oberflächenkräfte getriebene Phänomene Einfluss hat, zu denen z. B. auch das Benetzungsverhalten gehört, ist ein Einfluss auf den Tropfenaufprall speziell auf heiße Wände sehr wahrscheinlich.

Bei der Untersuchung vom Einfluss der Oberflächenkräfte auf Aufprallereignisse wurden auch Mischungen mit oberflächenaktiven Stoffen untersucht. Qiao und Chandra (1997) beispielsweise analysierten die Siedeprozesse von Wassertropfen auf einer heißen Oberfläche bei unterschiedlicher Zumischung des Tensids Natrium-Dodecylsulfat. Während beim Filmsieden kein Einfluss des Tensids festgestellt werden konnte, führte es im Regime des Blasensiedens aufgrund veränderter Benetzungseigenschaften zu einer besseren Wärmeübertragung und damit zu verkürzten Verdampfungszeiten. Weiterhin konnte eine Verringerung der Leidenfrosttemperatur beobachtet werden.

Ein weiteres untergeordnetes Phänomen beim Tropfenaufprall ist das Auftreten von elektrischer Ladungstrennung beim Zerfall der Krone. Levin und Hobbs (1971) beschäftigten sich mit diesem Phänomen und sprachen ihm eine bedeutende Rolle bei atmosphärischer Elektrizität sowie bei Erosion in Dampfturbinen und an Flugzeugen zu. Da aber Kohlenwasserstoffe im Gegensatz zu Wasser eine sehr geringe Leitfähigkeit aufweisen, wird dem Effekt der Ladungstrennung beim Aufprall von Kraftstofftropfen eine untergeordnete Rolle zugeteilt. Eine sehr große Relevanz für die Anwendung der Gemischbildung im Verbrennungsmotor ist allerdings der Auswirkung von Stoffgemischen auf den Aufprallvorgang zuzuschreiben. Reale Kraftstoffe bestehen aus einer Vielzahl von Komponenten mit unterschiedlichen Eigenschaften. Hierbei spielen die unterschiedlichen thermischen Eigenschaften eine große Rolle, weshalb Kraftstoffe anstelle einer einzelnen Siedetemperatur anhand von einer Siedelinie charakterisiert werden. Das Vorhandensein von Anteilen im Kraftstoff, die bei unterschiedlichen Temperaturen sieden, wirkt sich auch auf die im vorangegangenen Abschnitt angesprochenen Phänomene beim Tropfenaufprall auf eine heiße Wand aus.

Karl et al. (2000) untersuchten in diesem Zusammenhang den Aufprall eines Zweistoffgemisches aus Ethanol und Wasser. Hierbei stellten die Autoren ein transitionales Regime in dem Temperaturbereich fest, der oberhalb der Leidenfrosttemperatur der einen Komponente, aber noch unterhalb der Leidenfrosttemperatur der anderen liegt. In diesem Bereich war ein intensiver Zerfallsvorgang zu beobachten. Diesen führten die Autoren auf eine verstärkte Verdampfung der niedrigsiedenden Komponente zurück. Aufgrund des noch bestehenden Wandkontaktes floss ein weitaus höherer Wärmestrom in die Flüssigkeit, als dies im Fall des Reinstoffs durch das ausgebildete Dampfpolster der Fall gewesen wäre. Hierdurch wurde ein heftiger Verdampfungsprozess dieser Komponente eingeleitet, der die Lamelle zerriss und zur verstärkten Entstehung von Sekundärtropfen führte.

Wie bereits angesprochen, bestehen reale Kraftstoffe aus einem Gemisch vieler Einzelkomponenten. Zusätzlich kommt der Aufprall von einzelnen Tropfen auf eine trockene Oberfläche im DI-Ottomotor nur selten vor. Die Einspritzstrahlen moderner Injektoren sind so dicht, dass dem einzelnen Tropfen bei weitem nicht genug Zeit für einen ungestörten Aufprallvorgang zur Verfügung steht. Außerdem beeinflussen sich auch benachbarte Aufprallereignisse aufgrund der Dichte des Sprays gegenseitig. Aus diesen Gründen gibt es bereits einige Untersuchungen, die sich gezielt mit dem Aufprall von Sprays befassen.

2.3 Aufprall von Sprays

Lange Zeit wurde in Untersuchungen des Sprayaufpralls die Grundidee einer Überlagerung der Ergebnisse aus Untersuchungen mit Einzeltropfen verfolgt. Dabei wurde allerdings immer wieder festgestellt, dass eine derartige Vorgehensweise im Ergebnis zu deutlichen Unterschieden im Vergleich zum Aufprall von realen Sprays führt. Um dieser Erkenntnis Rechnung zu tragen, verwendeten z. B. Tropea und Roisman (2000) einen statistischen Parameter, der die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion von Kronen beschreibt und existierende Modelle modifiziert, um sie für den Aufprall von Sprays anwendbar zu machen.

Wie später auf Basis der eigenen Untersuchungen noch gezeigt werden wird, kann davon ausgegangen werden, dass im Fall von Sprays der Aufprall auf eine trockene Oberfläche eine untergeordnete Rolle spielt, da sich sehr schnell ein Film an der Wand bildet. Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, ist der Tropfenaufprall auf einen Film durch die Ausbildung einer Krone charakterisiert. Deshalb analysierten Sivakumar und Tropea (2002) diese näher und verglichen sie mit den Ergebnissen von Einzeltropfenuntersuchungen. Dabei traten deutliche Unterschiede zutage, die die Autoren auf die unruhige Filmoberfläche und auf Strömungen im Film zurückführten. Die Auswirkungen des Sprayaufpralls auf den Film selbst untersuchten Roisman und Tropea (2002a). Dabei berücksichtigten sie sowohl den Aufprall von einzelnen Tropfen als auch den eines Sprays. Sie konnten die Ausbildung der bereits experimentell nachgewiesenen Jets auf Schwankungen des dynamischen Druckes zurückführen, den aufprallende Tropfen eines dichten Sprays auf den sich bildenden Wandfilm ausüben.

Neben einigen Veröffentlichungen, die sich mit dem Aufprall von realen, polydispersen Sprays befassen, finden sich wenige, die als Erweiterung von Untersuchungen mit Einzeltropfen die Interaktion von mehreren Aufprallereignissen näher beleuchten. Speziell für den Fall hoher Aufprallenergien erforschten Roisman et al. (2002) die Interaktion der Kronen benachbarter Aufprallereignisse. Beim Aufeinandertreffen der Kronen entsteht eine aufsteigende Lamelle. Die Untersuchung konzentrierte sich auf die Form dieser Lamelle und die Bewegung des Lamellenrands (siehe auch Roisman et al., 2003). Die Auswirkung aufeinander folgender Aufprallereignisse für die Ausbreitung der Lamelle bei weniger hohen Aufprallenergien wurde von Fujimoto et al. (2002) analysiert. Hierbei tritt eine weitere, verzögert eintretende Ausbreitung statt. Vadillo et al. (2003) stellten bei ähnlichen Untersuchungen fest, dass diese weitere Ausbreitungsphase der Ausbreitung beim Aufprall von einzelnen Tropfen sehr ähnlich ist, was eine vereinfachte Beschreibung zulässt.

Trifft der nachfolgende Tropfen nicht senkrecht sondern unter einem Winkel auf den ruhenden Tropfen auf, wird die Ausbreitung der Lamelle stromab deutlich verstärkt. Hierbei entstehen meist einzelne Sekundärtropfen (Kalb et al., 2000). Beim Aufprall auf eine heiße Wand überlagert sich die Interaktion der Aufprallereignisse mit dem Vorgang der Reflexion, wobei die Lamelle aufgrund der Interaktion dreidimensional stark verzerrt wird (Karl et al., 1997).

Die Auswirkung einer solchen Interaktion von mehreren Aufprallereignissen wurde auch von Bernardin und Mudawar (1997) näher untersucht, wobei deren Hauptaugenmerk auf den Wärmeübergang beim Aufprall auf eine heiße Wand unter den Bedingungen des Filmsiedens lag. Zunächst analysierten sie den Wärmeübergang beim zeitlich überlagerten Aufprall unter Verwendung einer Tropfenkette. Als zentrale Einflussfaktoren konnten die Wandtemperatur sowie Tropfengröße und -geschwindigkeit identifiziert werden. Eine aus diesen Untersuchungen abgeleitete empirische Korrelation ließ sich ohne Modifikation auf den Aufprall mehrerer Tropfenketten übertragen, solange die räumliche Interaktion der Aufprallereignisse gering ausgeprägt war. Eine räumliche Interaktion verringert den Wärmeübergang deutlich, da die wärmeübertragende Fläche kleiner wird. Bernardin und Mudawar (1997) konnten diesen Einfluss für den Fall eines dünnen Sprays erfassen und ihre Korrelation entsprechend erweitern.

Die Beschreibung des Sprayaufpralls war das Ziel einer Vielzahl von Untersuchungen mit Einzeltropfen. Trotz der langen Zeit, in der diese Untersuchungen bereits durchgeführt werden,

wurde erst sehr spät deutlich, dass das ihnen zugrunde liegende Vorgehen, den Sprayaufprall durch eine Überlagerung der Aufprallereignisse von Einzeltropfen zu beschreiben, nicht zielführend ist. Einige wenige Autoren bezogen zusätzlich zum Einzeltropfenaufprall auch die zeitliche und räumliche Interaktion mehrerer Aufprallereignisse in ihre Untersuchungen mit ein, allerdings ohne universell einsetzbare Modelle ableiten zu können. Nur sehr wenige Veröffentlichungen behandeln den Aufprall von realen Sprays. Insgesamt fehlen nicht nur zuverlässige Modelle zur Beschreibung der Ergebnisse des Aufpralls, sondern für viele Anwendungen auch eine allgemeine Darstellung der beim Sprayaufprall in Realität vorherrschenden Bedingungen. Die Gründe für diese Lücke liegen zum großen Teil auf der Seite der Messtechnik, was im folgenden Abschnitt sowohl für die Untersuchung mit einzelnen Tropfen als auch für den Aufprall von Sprays zusammengefasst werden soll.

2.4 Grenzen der bisherigen experimentellen Analyse des Tropfenaufpralls

Obwohl die frühesten Untersuchungen zur Tropfen-Wand-Interaktion deutlich mehr als ein Jahrhundert zurückliegen (Worthington, 1876, 1877) und schon damals die Bedeutung und Komplexität dieser Vorgänge erkannt worden war, ist es sehr lange Zeit nicht gelungen, Experimente mit einzelnen Tropfen unter realitätsnahen Bedingungen durchzuführen. Dies lag vor allem an fehlenden Methoden zur kontrollierten Erzeugung extrem kleiner Tropfen sowie an unzureichenden Messsystemen zur Erfassung der relevanten Parameter. Aus diesen Gründen wurden lange Zeit frei fallende millimetergroße Tropfen, die zumeist durch Abtropfen aus einer Kapillare erzeugt wurden, als Modell herangezogen (siehe z. B. Levin und Hobbs, 1971, Stow und Hadfield, 1981). Der Einsatz unterschiedlicher Flüssigkeiten mit deutlich variierenden Stoffwerten sollte hierbei eine dimensionslose Skalierung der Ergebnisse ermöglichen und somit auch reale Bedingungen widerspiegeln.

Die Verwendung großer Tropfen bringt dabei einige Vorteile mit sich. Eine Vergrößerung der Tropfen verschiebt die Grenze zwischen Deposition und Destruktion hin zu niedrigeren Geschwindigkeiten. Diese wiederum ermöglichen längere Belichtungszeiten ($10\ \mu\text{s}$ und mehr), ohne dass Momentaufnahmen aufgrund von Bewegungsunschärfe undeutlich werden. Somit ist unter Verwendung leistungsfähiger Blitzgeräte eine Belichtung von Fotografien und Filmen problemlos möglich und liefert zusätzlich aufgrund der hohen Auflösung des Fotopapiers detaillierte und aufschlussreiche Bilder auch von sehr kleinen Sekundärtropfen und sehr dünnen Lamellen.

Allerdings bringt die Verwendung großer Tropfen auch den erheblichen Nachteil der Realitätsferne mit sich. Einen deutlichen Schub in Richtung realitätsnaher Bedingungen und damit kleinerer Tropfen bewirkte die Entwicklung piezoelektrischer Tropfenkettengeneratoren in den Neunziger Jahren (siehe z. B. Anders et al., 1990, 1992, Brenn und Lackermeier, 1997, Brenn et al., 1995), die eine kontrollierte Erzeugung monodisperser Tropfenketten mit Tropfengrößen unter $100\ \mu\text{m}$ ermöglichten. Zusätzlich erlebten ungefähr zur selben Zeit laseroptische Messverfahren wie das *Phasen Doppler Anemometers* (PDA) und die *Particle Image Velocimetry* (PIV) ihren Durchbruch. Beide Verfahren ermöglichen eine sehr genaue und detaillierte, berührungslo-

se Vermessung von Sprays, wobei PDA eine punktuelle Erfassung von Tropfengeschwindigkeit und -größe ermöglicht, während PIV eine flächige Vermessung nur der Geschwindigkeit erlaubt (siehe z. B. Dullenkopf et al., 1996, Ismailov et al., 1998, Rottenkolber et al., 2000, Wigley und Pitcher, 2001, Wigley et al., 2002). Auf eine nähere Beschreibung der Funktionsweisen von PDA und PIV wird an dieser Stelle verzichtet und statt dessen auf die umfangreiche Literatur zu dem Thema verwiesen (siehe z. B. Albrecht et al., 2003, Raffel et al., 1998).

Mit den vorgestellten Hilfsmitteln konnten detailliertere und besser reproduzierbare Ergebnisse erarbeitet werden. Bei früheren Experimenten war eine deutliche Abhängigkeit von der Versuchsdurchführung und der eingesetzten Technik feststellbar, was zu Unstimmigkeiten beim Vergleich verschiedener Experimente führte, die bei einer Skalierung noch deutlicher hervortraten. Die aktuelleren Experimente erlaubten eine bessere Kontrolle der äußeren Einflussfaktoren und dadurch eine Einschränkung der Unstimmigkeiten, aber immer noch keine vollständige Eliminierung (siehe z. B. Mundo, 1996, Yarin und Weiss, 1995). Insbesondere eine Skalierung der Ergebnisse zu kleineren Tropfen zeigte immer noch einen deutlichen Einfluss der Gestaltung des Experiments.

Zusätzlich ist es auch mit den laseroptischen Messverfahren nicht ohne Weiteres möglich, den Aufprall realer Sprays zu analysieren. Die extrem dichten Sprays und die vielfältigen Interaktionsvorgänge sowohl zwischen einzelnen Tropfen als auch zwischen Tropfen und Wänden sowie den sich bildenden Filmen, verhindern den Zugang für optische Messtechnik. Die Weiterentwicklung der Messtechnik und eine Kombination von verschiedenen Messverfahren erlaubt aber zunehmend auch die Analyse von dichten Sprays (z. B. Calabria et al., 2003, Jermy und Greenhalgh, 2000, Krüger und Grünefeld, 2000, Lazaro et al., 2003). Allerdings gilt dies bislang nur für eine Analyse der Ausbreitung des Sprays in der Umgebung und nicht eine Interaktion des Sprays mit einer Wand. Dabei sind die optischen Gegebenheiten für die bisher bekannten Messverfahren immer noch zu schlecht.

Zusätzlich zur Messtechnik entwickeln sich auch die technischen Sprays weiter, was zu noch kleineren und schnelleren Tropfen und gleichzeitig dichteren Sprays führt. Außerdem bleibt, wie bereits angesprochen, auch bei Verwendung der neuesten Messverfahren eine Analyse der Prozesse beim Wandaufprall schwierig. Weiterhin können einzelne Tropfen in diesem Größen- und Geschwindigkeitsbereich auch bis dato nicht zuverlässig generiert und kontrolliert werden (siehe z. B. Allocca et al., 2001, Comer et al., 2001, Park et al., 2002). Aber diese Weiterentwicklung der Sprays, insbesondere z. B. bei Ottomotoren mit Direkteinspritzung, unterstreicht die Notwendigkeit der Durchführung von Experimenten unter möglichst realitätsnahen Bedingungen. Somit sind Untersuchungen zum Aufprall extrem kleiner Tropfen, wie sie in der vorliegenden Arbeit vorgestellt werden, unabdingbar, um die Prozesse bei realen Sprays zu verstehen und zu beherrschen.

Neben der technischen Weiterentwicklung von Anwendung und Experiment hat sich aber auch das Ziel von grundlagenorientierten Untersuchungen verändert. Zu Beginn stand die Identifizierung von physikalischen Phänomenen sowie die Bewertung ihrer Relevanz im Vordergrund. Nachdem die Komplexität der auftretenden Phänomene erkannt worden war, lag der Schwerpunkt der wissenschaftlichen Untersuchungen dann auf der Formulierung von Modellen, die die Resultate des Experiments mit Hilfe von einfachen Zusammenhängen möglichst genau wieder-

geben sollten. Mit der Entwicklung leistungsfähiger Computer und der Etablierung der numerischen Simulation wurde das Bemühen um die Einfachheit der Modelle durch eine möglichst schnelle numerische Berechnung ersetzt. Zusätzlich sind für die Numerik neben den Modellen insbesondere auch detailliert dokumentierte Validierungsfälle unabdingbar. Der gegenwärtig erreichte Stand der Forschung auf dem Gebiet der numerischen Berechnung der Tropfen-, bzw. Spray-Wand-Interaktion soll im Folgenden kurz dargestellt werden.

2.5 Numerische Simulation der Tropfen-Wand-Interaktion

Die modernen Werkzeuge der numerischen Simulation bieten bei der Analyse von Strömungen inzwischen sehr viele Möglichkeiten. Die Strömungen, die bei diversen Anwendungsfällen auftreten, können berechnet werden und auch eine detaillierte Simulation der Strömungsvorgänge im Ottomotor mit Direkteinspritzung ist möglich. Hierbei wird der Einspritzvorgang und die Ausbreitung des Kraftstoffsprays im Brennraum mit simuliert (siehe z. B. Suh und Rutland, 1999). Somit ist theoretisch eine Vorhersage der Verteilung des Luft-Kraftstoff Verhältnisses zu jedem Zeitpunkt und für alle Einspritzbedingungen möglich. Allerdings treten hierbei noch erhebliche Differenzen zur Realität auf. Dies liegt vor allem an den der Simulation zugrunde liegenden Modellen zur Sprayausbreitung und Spray-Wand-Interaktion, die nicht in der Lage sind, die physikalischen Vorgänge hinreichend genau abzubilden.

Für den Aufprall von einzelnen Tropfen ist es inzwischen grundsätzlich möglich, eine *direkte numerische Simulation (DNS)* ohne den Einsatz von Modellen durchzuführen (siehe z. B. Nikolopoulos und Bergeles, 2003, Rieber und Frohn, 1999). Die Berechnung eines einzelnen Aufprallereignisses dauert allerdings auch mit modernsten Rechenanlagen immer noch so lange, dass es in absehbarer Zukunft nicht möglich sein wird, ein reales Spray auf diese Weise zu beschreiben. Somit sind Modelle, welche die Ergebnisgrößen des Aufpralls abhängig von einigen Anfangsrandbedingungen vorhersagen, auch zukünftig unabdingbar. Die Zuverlässigkeit und Skalierbarkeit der Modelle entscheidet hierbei über die Realitätsnähe der Ergebnisse. Direkte Rechnungen am Einzeltropfen können aber heute schon die Formulierung der Modelle unterstützen und Ergebnisse aus Experimenten validieren und ergänzen. Die gegenwärtigen Möglichkeiten der numerischen Simulation von Aufprallereignissen soll zunächst für die Berechnung von Einzeltropfen und anschließend für den Aufprall von Sprays kurz vorgestellt werden.

2.5.1 Rechnungen mit einzelnen Tropfen

Schon im frühen Stadium der Entwicklung von Computern wurden erste eindrucksvolle Berechnungen des Tropfenaufpralls durchgeführt. Harlow und Shannon (1967) berechneten mit Hilfe der *Marker-and-Cell* Technik den Tropfenaufprall auf trockene sowie benetzte Oberflächen. Diese Arbeit war einer der ersten Anläufe zur numerischen Simulation des Aufpralls von Tropfen. Für die Entwicklung der numerischen Simulation von Strömungen (*Computational Fluid Dynamics CFD*) war sie wegweisend. Allerdings handelt es sich um zweidimensionale Rechnungen, weshalb die Ergebnisse noch nicht geeignet sind, das physikalische Verständnis

der Vorgänge zu vertiefen. Zur Erfüllung dieser Aufgabe waren weitere Entwicklungsschritte notwendig.

Ähnlich wie bei der experimentellen Untersuchung des Tropfenaufpralls beschäftigten sich frühe numerische Untersuchungen mit der Analyse des Phänomens unter zunächst einfachen Bedingungen. Bei der Berechnung der Ausbreitung von Tropfen beim Aufprall waren sowohl eine Analyse unterschiedlicher Modelle (Healy et al., 1996) als auch die Validierung der eingesetzten Rechenverfahren Ziel verschiedener Untersuchungen (z. B. Fukai et al., 1995). Hierbei wurden die Rechnungen bereits frühzeitig auf den Aufprall auf heiße Wände übertragen (Fukai et al., 1997). Ein großer Vorteil der numerischen Rechnungen sind die vollständig vorhandenen Ergebnisgrößen, wodurch z. B. eine Darstellung der Temperaturverteilung in Tropfen und Wand während der Ausbreitungsphase problemlos möglich ist, die experimentell kaum erfasst werden kann. Wie nahe diese Ergebnisse der Realität kommen, kann allerdings ohne den experimentellen Nachweis nicht festgestellt werden. Deshalb sind umfangreiche Darstellungen von unvalidierten Ergebnisgrößen äußerst kritisch zu betrachten. Validierte, numerisch berechnete Temperaturverteilungen werden z. B. von Zhao et al. (1996a) vorgestellt, die eigene Experimente zur Validierung ihrer Rechnungen durchführten (Zhao et al., 1996b). Selbst bei dieser umfangreichen Studie wird allerdings deutlich, dass eine Validierung von Temperaturverteilungen beim Tropfenaufprall nur sehr begrenzt durchführbar ist, da es bislang nicht möglich ist, diese in der notwendigen räumlichen und zeitlichen Auflösung experimentell zu erfassen.

Eine weitere, experimentell sehr schwer zugängliche Größe ist die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Tropfens sowie der ihn umgebenden Gasphase. Karl et al. (1996) führten für ihre bereits angesprochenen Untersuchungen zur Reflexion von Tropfen an einer heißen Oberfläche auch numerische Berechnungen durch und validierten sie anhand der äußeren Form der Tropfen in der Ausbreitungs- und Rückzugsphase. Anschließend extrahierten sie die Strömungsverhältnisse aus den numerischen Daten. Die Kenntnis der Strömungsverhältnisse kann insbesondere eine Analyse des Wärmetransports von der Wand in den Tropfen unterstützen.

Dieser Wärmetransport beim Tropfenaufprall wird von vielen Modellen in der ersten Ausbreitungsphase vernachlässigt. Healy et al. (2001a) analysierten diese Annahme numerisch und stellten fest, dass in der Tat die übertragene Wärmemenge in dieser Phase nur gering ist. Allerdings ist ihr Einfluss auf die Ausbreitung der Lamelle und deren maximalen Durchmesser nicht unerheblich. Die Größe der Lamelle wirkt sich insbesondere auf den Wärmeübergang in den anschließenden Phasen des Aufpralls aus. Somit kann die Auswirkung der zu Beginn übertragenen Wärmemenge für die Kühlungs- und Verdampfungseigenschaften des gesamten Aufprallereignisses durchaus nicht unbedeutend sein.

Neben den Wechselwirkungen mit dem Wärmeübergang wirkt sich die Ausbreitung der Lamelle auf den gesamten Ablauf des Tropfenaufpralls aus. Aufgrund ihrer zentralen Bedeutung war sie Gegenstand weiterer Analysen. So untersuchten (Healy et al., 2001b) neben der Wärmeübertragung die Benetzungseigenschaften und optimierten mit Hilfe von numerischen Rechnungen ein bereits bestehendes Modell. Die Benetzung war auch ein zentraler Bestandteil der Untersuchung von Pasandideh-Fard et al. (1996). Sie setzten bei einer numerischen Untersuchung des Einflusses der Oberflächenspannung ein dreidimensionales VOF-Verfahren (*Volume of Fluid*) ein und betrachteten nicht nur den maximalen Durchmesser der Lamelle, sondern analysierten

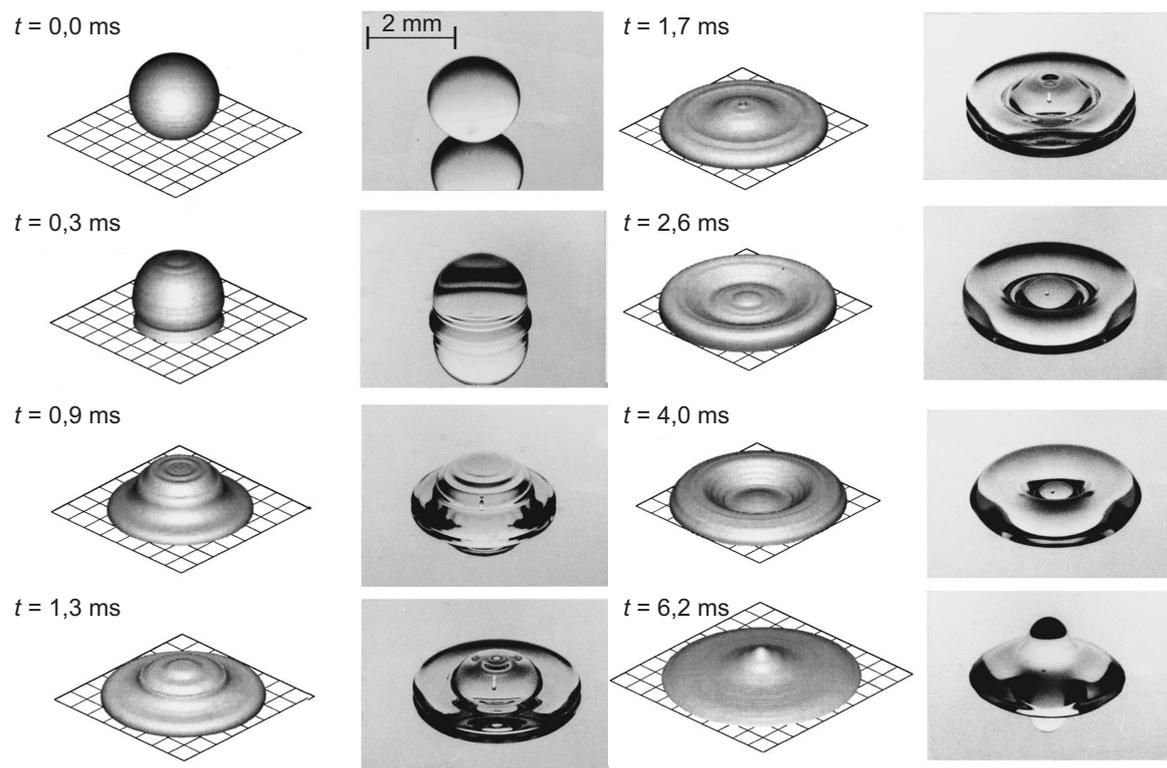


Abb. 2.18: Numerische Berechnung der Ausbreitungsphase im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen (Pasandideh-Fard et al., 1996)

auch den vollständigen Ausbreitungsvorgang. Als Beispiel zeigt Abb. 2.18 den Vergleich von Rechnung und Messung für den Fall des Aufpralls eines 2 mm großen Wassertropfens, der mit einer Geschwindigkeit von 1 m/s auftrifft.

Generell konnte während der Ausbreitungsphase kaum ein Einfluss der Oberflächenspannung festgestellt werden. Allerdings führte eine Verringerung der Oberflächenspannung zu einem größeren maximalen Durchmesser der Lamelle und zu einer Abschwächung der Rückzugsphase. Eine Analyse des Einflusses des Kontaktwinkels auf den maximalen Durchmesser der Lamelle ergab, dass unter der Bedingung $We \gg \sqrt{Re}$ der Einfluss des Kontaktwinkels vernachlässigbar ist.

Der Übergang von den reinen Ausbreitungsvorgängen zur Destruktion wurde von Geldorp et al. (2000) numerisch untersucht. Hierbei wurde der Aufprall auf eine raue Oberfläche simuliert und es konnte die Ausbreitungsphase sowie der aufgrund der rauhen Oberfläche instabil werdende Lamellenrand zufriedenstellend simuliert werden. Allerdings waren die Rechnungen nur zweidimensional und konnten somit den Zerfall der Lamelle nicht erfassen. Bussmann et al. (1999) stellten eine Methode vor, mit der dreidimensionale Rechnungen des Tropfenaufpralls auch auf nicht ebene Oberflächen möglich ist. Sie analysierten den Zerfall der Lamelle mit Hilfe dieser Methode und fanden gute Übereinstimmungen mit eigenen Experimenten (Bussmann et al., 2000).

Neben dem Aufprall auf trockene Oberflächen war auch der Aufprall auf benetzte Wände Gegenstand einiger numerischer Analysen. Beim Aufprall auf eine benetzte Wand bildet sich eine aufsteigende Lamelle in Form einer Krone aus. Rieber und Frohn (1999) berechneten den Aufprall auf einen Film dreidimensional, wobei sie ihren Rechnungen die Theorie von Yarin und Weiss (1995) zugrunde legten, welche die aufsteigende Lamelle als kinematische Unstetigkeit beschrieben. Ihre Rechnungen gaben sowohl die aufsteigende Lamelle als auch deren Zerfall zufriedenstellend wieder. Ein Beispiel der Rechnungen ist bereits in Abb. 2.11 dargestellt. Um den Zerfall zu erreichen, prägten sie dem Film und der Lamelle Störungen auf. Dabei suchten sie nach dem Mechanismus, der zum Zerfall des Lamellenrands führt, und fanden für ihren Untersuchungsbereich die Rayleigh Instabilität als mögliche Ursache für die Bildung der Spitzen, die im weiteren Verlauf zu Sekundärtropfen zerfallen.

Trujillo und Lee (2001) erweiterten die Theorie von Yarin und Weiss (1995) um den Einfluss der Viskosität. Roisman und Tropea (2002b) ergänzten noch den schiefen Aufprall. Ihnen gelang es hierbei, zufriedenstellende Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen zu erreichen, ohne Parameter zur Anpassung zu verwenden. Zusätzlich zum schiefen Aufprall analysierten Roisman und Tropea (2002b) die Interaktion von zwei Aufprallereignissen. Böhm et al. (2000) untersuchten die Interaktion von bis zu 22 identischen Tropfen beim Aufprall numerisch.

Auch die Ergebnisse von diesen Untersuchungen weisen darauf hin, dass eine einfache Überlagerung von Einzeltropfenereignissen zur Beschreibung des Sprayaufpralls nicht ausreicht. Vielmehr muss die Interaktion mehrerer Aufprallereignisse detaillierter mit einbezogen werden, was bislang nur vereinzelt geschah. An dieser Stelle weist der gegenwärtige Stand der Modellierung des Sprayaufpralls, der im Folgenden kurz dargestellt wird, noch einige ungelöste Fragestellungen auf.

2.5.2 Modellierung des Sprayaufpralls

Die numerische Berechnung von dichten Sprays stellt eine sehr komplexe Aufgabe dar, die die Beschreibung von Zerfalls-, Transport- und Verdampfungsprozessen beinhaltet. Der Zerfall der Flüssigkeit beim Austritt aus dem Zerstäuber unterliegt einer Vielzahl von physikalischen Prozessen (z. B. Schmehl et al., 2000). Auch die Verdampfung eines solchen Sprays in Anwesenheit eines ebenso verdampfenden Wandfilms war Gegenstand intensiver Forschung (Roßkamp et al., 1997, Schmehl et al., 1999). Kennzeichen des Sprays im DI-Ottomotor ist zusätzlich eine sehr große Anzahl kleiner Tropfen, die sich mit großer Geschwindigkeit fortbewegen. Wegen der bereits angesprochenen Grenzen der verfügbaren Messtechnik sind die physikalischen Kenntnisse von Bildung und Ausbreitung des Sprays bislang noch begrenzt. Daher ist eine Simulation des Sprays ohne spezielle Anpassung an einzelne Validierungsfälle auch ohne Wandkontakt sehr aufwändig. Die Möglichkeiten der Simulation werden hierbei von Faktoren limitiert, die bei der Interaktion mit einer Wand noch deutlicher zutage treten. Um dennoch die Gemischbildung auch für diesen Fall simulieren zu können, wurden auf Basis derzeitiger Kenntnisse zum Aufprall von Tropfen bereits einige Modelle entwickelt, die den tatsächlichen Verhältnissen beim Aufprall von Sprays mehr oder weniger nahe kommen.

Bai und Gosman (1995) entwickelten ein solches Modell, das nicht alle, aber doch sehr viele Faktoren bereits berücksichtigt. Es basiert auf Untersuchungen zum Aufprall von einzelnen Tropfen und unterscheidet sieben verschiedene Resultate des Aufpralls. Da das Modell auch den Einfluss einer heißen Wand beinhaltet, wird für den Zerfall des Tropfens beim Aufprall zwischen dynamisch und thermisch induziertem Zerfall unterschieden. Die Grenze zwischen reiner Anlagerung auf der Wand oder im Film und Destruktion mit Bildung von Sekundärtropfen basiert auf den Ergebnissen von Stow und Hadfield (1981). In dieser Grenzlinie ist bereits der Einfluss der Wandrauigkeit enthalten (vgl. Abb. 2.10). Für den Aufprall auf einen Film nehmen die Autoren ein vergleichbares Verhalten wie beim Aufprall auf eine sehr raue Wand an, berücksichtigen aber nicht den Einfluss der Filmdicke. Zur Generierung der Eigenschaften der Sekundärtropfen führten Bai und Gosman (1995) einen Zufallsparameter ein und setzten z. B. die Masse der Sekundärtropfen zufällig und ohne Einfluss der Aufprallbedingungen an. Das Modell zeigt für verschiedene Validierungsfälle eine akzeptable Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Eine Beschränkung besteht allerdings in der Vernachlässigung der Interaktion von Aufprallereignissen. In einer weiteren Arbeit erweiterten die Autoren ihr Modell um den Aufbau eines Wandfilms als Folge eines Sprayaufpralls (Bai und Gosman, 1996).

Ein ähnliches Modell, das allerdings die zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen mit einbezieht, wurde von Stanton und Rutland (1996, 1998) entwickelt. Der zeitlichen Interaktion wird hierbei durch Einführen der Aufprallfrequenz als Eingabeparameter Rechnung getragen. Für die Grenze zwischen Deposition und Destruktion beziehen sich die Autoren auf die Untersuchungen von Yarin und Weiss (1995) deren Grenzlinie den Einfluss der Aufprallfrequenz bereits berücksichtigt (vgl. Gl. 2.21). Auch dieses Modell zeigt eine gute Übereinstimmung mit einigen Validierungsfällen. Ein sorgfältiger Vergleich zwischen den verschiedenen Modellen zeigt allerdings die Grenzen der einzelnen Modelle auf und bringt deutliche Unterschiede sogar innerhalb der Gültigkeitsbereiche zutage (Cossali et al., 2005).

Habchi und Foucart (2000) stellten ein etwas neueres Modell vor, das auf den Ergebnissen von Mundo et al. (1995) zur Abgrenzung zwischen Deposition und Splashing beruht. Eine Validierung an der Anwendung eines DI-Sprays zeigt eine mäßige Übereinstimmung, welche die Autoren auf Schwierigkeiten der Simulation des Sprays vor dem Wandaufprall zurückführen. Dies zeigt wiederum, dass die derzeitigen Grenzen der Simulation, wie bereits angesprochen, nicht nur auf die Interaktion mit einer Wand beschränkt sind, sondern bereits bei einer zuverlässigen Simulation der Sprayausbreitung beginnen.

Ein Modellansatz, der nicht auf Ergebnissen von Einzeltropfenereignissen basiert, wurde von Roisman et al. (1999) vorgestellt. Er beruht auf umfangreichen Messungen von Größe und Geschwindigkeit der Tropfen vor und nach dem Aufprall eines Wassersprays auf eine Wand. Die Autoren führten einen integralen Parameter in Form einer mittleren We -Zahl als Aufprallbedingung für das Spray ein. Auf diesem Parameter basierende Ergebnisse des Verhältnisses der Massenströme vor und nach dem Aufprall sowie der Tropfenanzahl zeigen gute Übereinstimmungen mit den Experimenten. Ein Vergleich mit den Modellen von Bai und Gosman (1995) und Stanton und Rutland (1996) zeigt wiederum die deutlichen Grenzen der Modelle, die auf Einzeltropfenuntersuchungen beruhen. Wie bereits mehrfach angesprochen, fehlt diesen Modellen der Einfluss der Interaktion von mehreren Aufprallereignissen.

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass bewusst nur auf eine kleine Auswahl an Arbeiten zur numerischen Simulation von Aufprallereignissen eingegangen worden ist. Es existiert eine Vielzahl von Veröffentlichungen zu diesem Thema, die sowohl eine Weiterentwicklung der numerischen Werkzeuge als auch eine Vertiefung des physikalischen Verständnisses ermöglichen sollen. Allen diesen Arbeiten fehlen aber immer noch aussagekräftige experimentelle Ergebnisse, insbesondere zum Aufprall realer Sprays, die eine Validierung der numerischen Modelle unter Einbeziehung der vielfältigen Interaktionsvorgänge erlauben. Gründe für diese Lücke wurden bereits mehrfach aufgezeigt.

2.6 Zielsetzung der Arbeit

Mit Hilfe der bislang durchgeführten experimentellen Untersuchungen zur Tropfen-Wand-Interaktion konnte der Aufprall von einzelnen Tropfen unter verschiedensten Bedingungen ausführlich analysiert werden. Lücken bestehen noch bei der zuverlässigen Vorhersage von Größe, Geschwindigkeit und Anzahl der entstehenden Sekundärtropfen und beim Einfluss der realen Rauigkeit der Oberfläche. Speziell die Rauigkeit wirft erhebliche Schwierigkeiten bei der Skalierung auf. In der Konsequenz ist es bislang nicht gelungen, aus den experimentellen Daten ein zuverlässiges Modell abzuleiten, das auch außerhalb des Parameterbereichs der ursprünglichen Experimente z.B. für Interaktionsvorgänge bei der Direkteinspritzung im Ottomotor anwendbar ist. Die Ergebnisse mit millimetergroßen Tropfen konnten nicht zufriedenstellend auf die realen Verhältnisse im Verbrennungsmotor, die mikrometergroße Tropfen (unter $50\mu\text{m}$) bedeuten, übertragen werden. Somit fehlen bislang Ergebnisse aus Experimenten zu Aufprallvorgängen von mikrometergroßen Tropfen, die für eine Erarbeitung von numerischen Modellen eingesetzt werden können.

Ein derartiges Modell würde den Entwicklungsprozess neuer Motoren deutlich beschleunigen, da eine zuverlässige Vorhersage der Gemischbildung eine frühzeitige Optimierung der Einspritzung ermöglichen würde, noch bevor ein Prototyp auf dem Motorprüfstand untersucht wird. Die dadurch mögliche Reduzierung der erforderlichen Prüfstandsversuche führt zu einer Verringerung des zeitlichen und finanziellen Aufwands im Entwicklungsprozess eines neuen Verbrennungsmotors. Ein konkretes Beispiel stellt die Positionierung der Zündkerze dar, der im DI-Ottomotor eine Schlüsselstellung zukommt. Der Einspritzstrahl darf die Zündkerze nicht direkt treffen, da eine zu starke Benetzung zu Verkokungen führt, muss aber zum Zündzeitpunkt ein zündfähiges Gemisch in ihre Nähe bringen, um die Einleitung einer stabilen Verbrennung sicherzustellen. Ein Modell, das die Ausbreitung des Einspritzstrahls sowohl vor dem Auftreffen auf eine Wand als auch darüber hinaus vorhersagen kann, würde zur Lösung der Problemstellung deutlich beitragen. Die größte Lücke der bestehenden Modelle liegt wie bereits angedeutet beim Spray-Wand-Aufprall. Zur Formulierung eines solchen Modells ist die Klärung der Ursachen der Abweichungen bei der Skalierung unentbehrlich. Außerdem sind Daten aus realitätsnahen Experimenten erforderlich, die eine zuverlässige Modellbildung zulassen. Aus diesem Grund liegt ein Schwerpunkt der vorgestellten Arbeit auf Untersuchungen zum Aufprall von einzelnen Tropfen, deren Größe und Geschwindigkeit nahezu der Realität entsprechen. Diese treffen auf eine reale Oberfläche auf, womit eine Skalierung vermieden wird.

Aufgrund der hierbei zwangsläufig auftretenden extrem kleinen Größen- und Zeitskalen bildet der experimentelle Aufbau mit kontrollierter Tropfenerzeugung sowie die Auswahl und Kontrolle der geeigneten Messtechnik einen nicht unerheblichen Teil der Arbeit. Ausgehend von Primärtropfengrößen deutlich unter $100\mu\text{m}$ müssen Sekundärtropfen mit einem Durchmesser von einigen Mikrometern detektiert werden können. Um aber gleichzeitig den globalen Ablauf des Aufpralls analysieren zu können, ist die Entwicklung eines bildgebenden Messverfahrens unabdingbar, das ein den Tropfengrößen entsprechendes räumliches Auflösungsvermögen aufweisen muss. Gleichzeitig muss das Experiment sicherstellen, dass die Tropfen innerhalb des Messvolumens auf die Wand auftreffen, das aufgrund der notwendigen Auflösung Dimensionen deutlich unter einem Millimeter annimmt. Bei allen Experimenten steht die Nähe zu den realen Bedingungen des Ottomotors mit Direkteinspritzung im Mittelpunkt, was zu den angesprochenen Herausforderungen an den Versuchsaufbau führt und den Einsatz von außerordentlich komplexer Messtechnik erforderlich macht.

Eine weitere Lücke bei den bislang durchgeführten Untersuchungen bildet die Interaktion von mehreren Aufprallereignissen. Es hat sich an mehreren Stellen gezeigt, dass eine Überlagerung von Einzeltropfenergebnissen nicht zielführend ist und somit die wechselseitige Interaktion von Aufprallereignissen gesondert berücksichtigt werden muss. Sie spielt bei der praktischen Anwendung eine entscheidende Rolle, da bei dichten Sprays, z.B. im Ottomotor, eine separate Behandlung von einzelnen Tropfen nicht möglich ist und der Aufprallprozess eines einzelnen Tropfens nur eine untergeordnete Rolle spielt. Um diesem weiteren wichtigen Schritt auf dem Weg zu dem angestrebten Modell Rechnung zu tragen, bildet die Untersuchung der Interaktion von Aufprallereignissen einen weiteren Schwerpunkt der Arbeit. Zur Analyse der zeitlichen Interaktion werden monodisperse Tropfenketten eingesetzt. Hierbei trifft jeder Tropfen auf die Lamelle des vorhergehenden Tropfens. Die Frequenz der Tropfenkette legt direkt das Zeitfenster für einen ungestörten Aufprall und den Zustand der Lamelle beim Aufprall des folgenden Tropfens fest. Die Abhängigkeit der Aufprallprodukte von dieser Frequenz wird detailliert analysiert.

Neben dem Zeitfenster, das ein Tropfen im Spray für den Aufprall zur Verfügung hat, spielt der Einfluss von benachbarten Aufprallereignissen eine entscheidende Rolle. Um diese räumliche Interaktion von Aufprallereignissen zu untersuchen, werden Experimente mit mehreren parallelen Tropfenketten durchgeführt. Der entscheidende Parameter ist hierbei der Raum, der dem Aufprallereignis zur Verfügung steht. Darum wird die Abhängigkeit des Aufprallvorgangs vom Abstand der Tropfenketten untersucht.

Die gewonnenen Ergebnisse der zeitlichen und räumlichen Interaktion vervollständigen die bestehenden und neu dazu gewonnenen Kenntnisse des Aufpralls einzelner Kraftstofftropfen auf heiße Wände dahingehend, dass sie für eine modellhafte Beschreibung des Aufpralls realer Sprays herangezogen werden können. Hierzu ist eine umfangreiche Datenbasis unabdingbar, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wird. Außerdem dienen die Ergebnisse als Validierungsfälle für die numerische Simulation. Dazu ist die durchgeführte bildgebende Untersuchung besonders hilfreich, da sie einen direkten visuellen Abgleich der ablaufenden Prozesse bei Rechnung und Experiment ermöglicht.

3 Versuchsaufbau und Messtechnik

Gegenwärtig eingesetzte Modelle zur Berechnung der Prozesse beim Sprayaufprall in Ottomotoren mit Direkteinspritzung zeigen erhebliche Abweichungen zur Realität. Eine sorgfältige Recherche des zugrunde liegenden Kenntnisstandes hat einen Bedarf an realitätsnahen Experimenten aufgezeigt, da die Abweichungen auf eine unzureichende Möglichkeit der Übertragung von Aufprallereignissen von millimetergroßen Tropfen auf die Randbedingungen im Verbrennungsmotor zurückgeführt werden können. Zusätzlich zur fehlenden Nähe zur Realität ist eine detaillierte Analyse der Interaktion von mehreren Aufprallereignissen bislang nicht durchgeführt worden. Abb. 3.1 zeigt schematisch die sich daraus ergebenden und im Rahmen der Arbeit durchgeführten Experimente. Neben dem Aufprall von mikrometergroßen Einzeltropfen soll die zeitliche und räumliche Interaktion mit Hilfe von einer einzelnen sowie mehreren Tropfenketten untersucht werden. Der hierfür erarbeitete Versuchsaufbau wird im Folgenden näher vorgestellt.

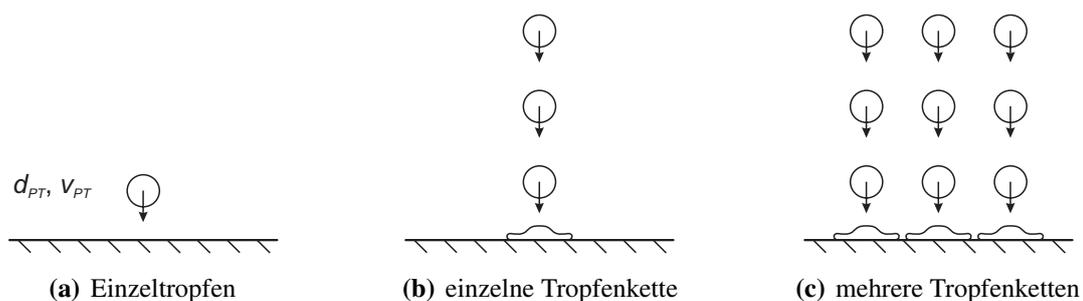


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der angestrebten Experimente

Die detaillierte Untersuchung der Abläufe beim Aufprall extrem kleiner Tropfen, die zusätzlich einen hohen Impuls aufweisen, stellt enorme Anforderungen an den Versuchsaufbau und die Messtechnik. Ein zentrales Element bildet dabei der Tropfengenerator, der die Tropfen in einem engen Größenbereich zuverlässig erzeugen und ihnen außerdem die notwendige Geschwindigkeit verleihen muss. Die zweite wichtige Komponente dieses Aufbaus ist das eigentliche Wandelement. Es muss die Einstellung genauer Wandtemperaturen ermöglichen und gleichzeitig unterschiedliche Oberflächenstrukturen erlauben. Schließlich muss das verwendete Messsystem in der Lage sein, die extrem kleinen Aufprallprodukte der selbst schon sehr kleinen Primärtropfen zu erfassen und einer Auswertung zugänglich zu machen.

3.1 Tropfenerzeugung

Jeder Zerstäubungsprozess beinhaltet den Zerfall einer Flüssigkeit und letztendlich die Entstehung von Tropfen. Im Normalfall entsteht ein mehr oder weniger breites Tropfenspektrum. Um zielgerichtet die Vorgänge beim Tropfenaufprall zu untersuchen, ist es notwendig, Tropfen von bestimmter Größe und Geschwindigkeit zu erzeugen und diese an einem festgelegten Ort mit

der Wand interagieren zu lassen. Für diese Aufgabe sind teilweise kommerzielle Generatoren verfügbar, aber gerade für die Erzeugung der extrem kleinen einzelnen Tropfen mit Durchmessern deutlich unter $100\ \mu\text{m}$ war die Entwicklung und der Aufbau von zusätzlichen Apparaturen zur Erfüllung der Anforderungen notwendig.

3.1.1 Tropfengenerator für Einzeltropfen

Die Bereitstellung von einzelnen Tropfen kann grundsätzlich auf zwei Arten geschehen. Entweder durch gezielte Separation von Tropfen aus einer Tropfenkette (siehe z. B. Jonas et al. (1997), Lindblad und Schneider (1965)) oder durch wirkliche Erzeugung eines einzelnen Tropfens auf Anforderung (*Drop On Demand*) (siehe z. B. Badie und de Lange (1997), Ulmke et al. (1999), Yang et al. (1997)). Die Separation von Tropfen aus einer Kette geschieht zumeist durch eine elektrostatische Aufladung und anschließende Ablenkung der unerwünschten Tropfen. Diese Technik hat den Vorteil, dass die Tropfen aufgrund der Erzeugung der Tropfenkette bereits eine hohe Geschwindigkeit haben können. Allerdings ist die elektrische Leitfähigkeit der eingesetzten Flüssigkeit Voraussetzung für die Funktionsweise. Da die Reinstoffe, die in ihren Eigenschaften realem Benzin ähneln, nicht oder nur in sehr geringem Maße leitfähig sind, konnte diese Technik im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht eingesetzt werden.

Die Erzeugung einzelner Tropfen im Größenbereich von ca. $30 - 100\ \mu\text{m}$ mit einer Austrittsgeschwindigkeit von bis zu $15\ \text{m/s}$ stellte an den Tropfengenerator Anforderungen, die in Kombination von keinem bisher bekannten Gerät erfüllt werden konnten. Daher wurden beide Funktionen getrennt realisiert und es kam ein kommerziell verfügbarer Drop-On-Demand Generator zum Einsatz, dem eine neu konzipierte Beschleunigungsvorrichtung nachgeschaltet wurde. Der piezoelektrische Tropfengenerator (Ulmke et al., 1999) besteht aus einer Glaskapillare, die von einem Piezokristall umgeben ist und aus einem Vorratsbehälter so mit Flüssigkeit versorgt wird, dass sie ständig gefüllt ist, aber keine Flüssigkeit austritt (vgl. Abb. 3.2).

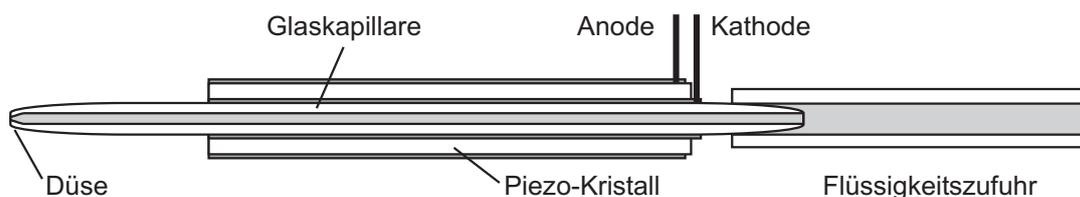


Abb. 3.2: Aufbau eines piezoelektrischen Einzeltropfengenerators

Am Austritt ist die Kapillare zu einer feinen Düse verengt. Wird dem Piezokristall ein Spannungsimpuls aufgeprägt, verengt und erweitert er den Querschnitt der Kapillare entsprechend der Form des Impulses, was zum Ausstoß und Abschneiden eines Flüssigkeitstropfens aus der Öffnung der Kapillare führt. Über die Form dieser Öffnung in Kombination mit der Form des Spannungsimpulses kann die Größe der erzeugten Tropfen in einem gewissen Bereich beeinflusst werden. Allerdings weisen die erzeugten Tropfen lediglich eine Geschwindigkeit von $1 - 1,5\ \text{m/s}$ auf, weshalb eine Vorrichtung zur Beschleunigung der Tropfen entworfen und aufgebaut wurde.

3.1.2 Beschleunigungsvorrichtung für Einzeltropfen

Zur Beschleunigung der erzeugten Tropfen wurde der Tropfengenerator in einer beruhigten Gasströmung platziert, deren Strömungsgeschwindigkeit der gewünschten Endgeschwindigkeit angepasst wurde. Der Generator wurde dabei so in der Strömung positioniert, dass die Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen ungefähr der dort vorherrschenden Strömungsgeschwindigkeit entsprach. Anschließend wurden die Tropfen zusammen mit der Gasströmung in einer Düse auf die Endgeschwindigkeit beschleunigt. Für diesen Vorgang war die Gleichmäßigkeit der Gasströmung sowohl in der Nähe des Generators als auch während der Beschleunigung in der Düse von entscheidender Bedeutung, um eine Ablenkung der Tropfen zu vermeiden. Abb. 3.3 zeigt den vollständigen Aufbau von Tropfengenerator und Beschleunigungsvorrichtung. Der Vorratsbehälter des Tropfengenerators und dessen Justagemöglichkeit zur Sicherstellung der Befüllung der Kapillare sind ebenfalls in der Abbildung dargestellt.

Durch die sorgfältige Auslegung konnte eine turbulenzarme aerodynamische Beschleunigung realisiert werden. Dennoch war es nicht möglich, eine Ablenkung einzelner Tropfen beim

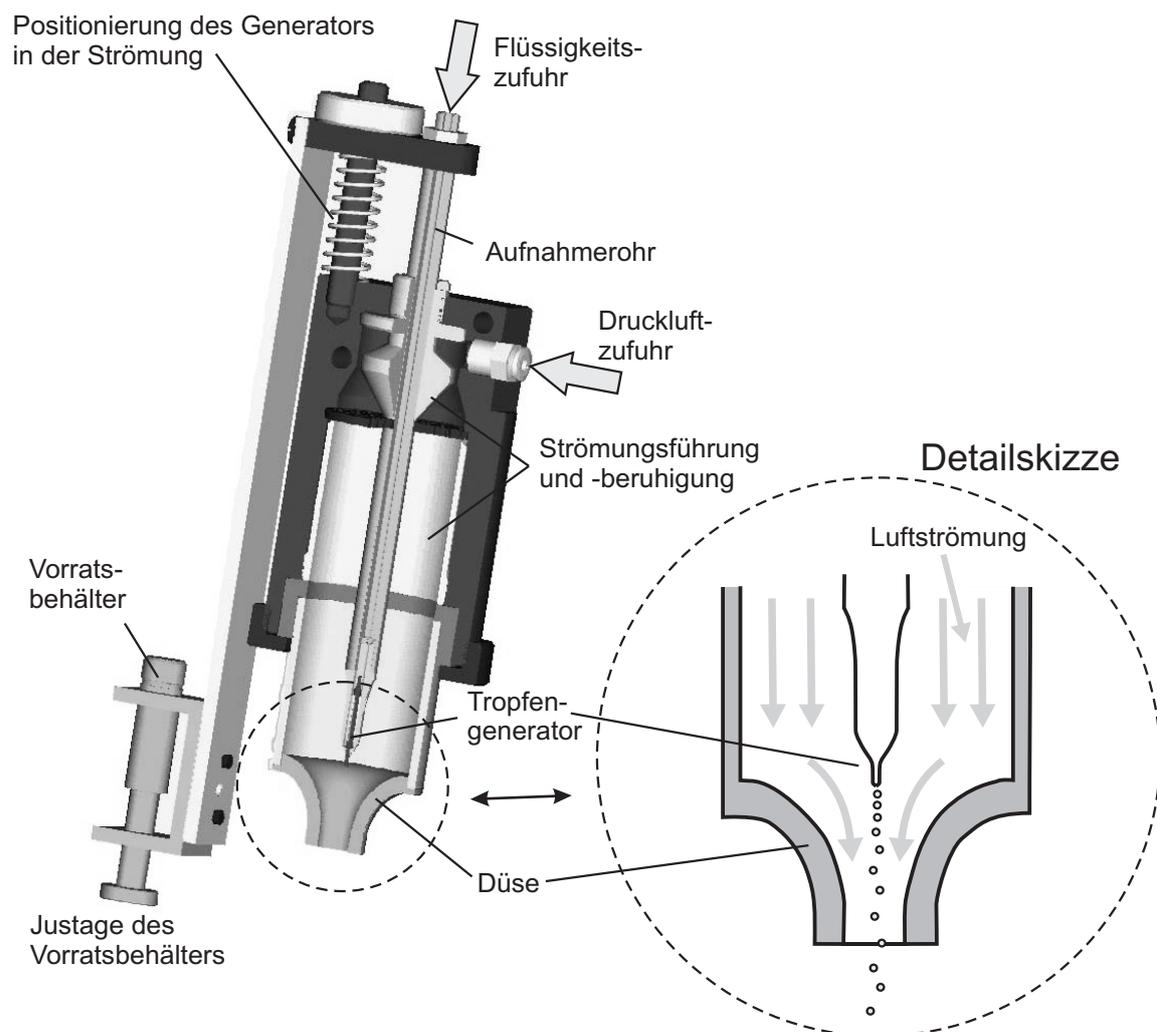


Abb. 3.3: Konstruktion der aerodynamischen Tropfenbeschleunigung

Beschleunigungsvorgang völlig auszuschließen. Neben dieser räumlichen Abweichung waren auch geringe Unterschiede in der Austrittsgeschwindigkeit der Tropfen aufgrund leicht unterschiedlicher Anfangsgeschwindigkeiten sowie ungleichmäßiger Beschleunigung nicht völlig zu vermeiden.

Da jedoch aufgrund der geringen Tropfengrößen ein hochauflösendes Messsystem notwendig war, das darüber hinaus ein sehr kleines Messvolumen aufweisen sollte, waren Anforderungen an die Positionierung der Aufprallstelle zu stellen, die ohne weitergehende Optimierung der Beschleunigungsvorrichtung nicht erfüllt werden konnten. Zusätzlich war mit einer inakzeptablen Beeinflussung der Aufprallprodukte durch die Gegenwart der Beschleunigungsströmung an der Aufprallstelle zu rechnen. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde eine Selektionseinheit entworfen, die sowohl die abgelenkten Tropfen entfernen als auch die beschleunigende Gasströmung von der Aufprallstelle fern halten sollte.

3.1.3 Selektionseinheit zur Kontrolle der Einzeltropfen

Die Selektionseinheit besteht aus einem strömungsführenden Gehäuse, das die Gasströmung an der Aufprallstelle vorbei leitet. Im Zentrum der Strömung, wo die Tropfen eigentlich auf die Wand treffen würden, ist eine Blende mit einem Loch von $200\ \mu\text{m}$ Durchmesser in der Tropfenströmung platziert, die zentral fliegende Tropfen von denen mit abweichender Flugbahn trennt. Durch diese Selektion geht allerdings die zeitliche Zuordnung zwischen Tropfenentstehung und Aufnahme vollständig verloren, da nicht vorausgesagt werden kann, welche Tropfen die Blende passieren und welche nicht. Zur Synchronisation der Bildaufnahme mit dem Tropfenaufprall wird das Messvolumen eines 1D-LDA unterhalb der Blende angeordnet (vgl. Abb. 3.4).

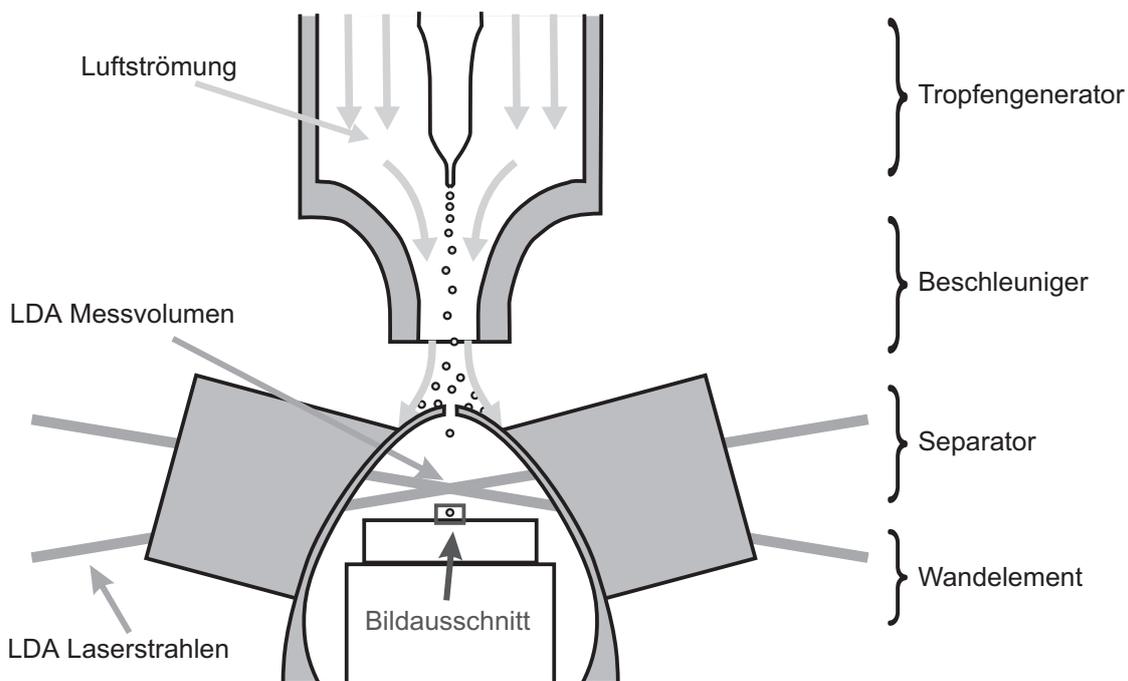


Abb. 3.4: Kernelemente des Versuchsaufbaus und ihre Funktionsweise

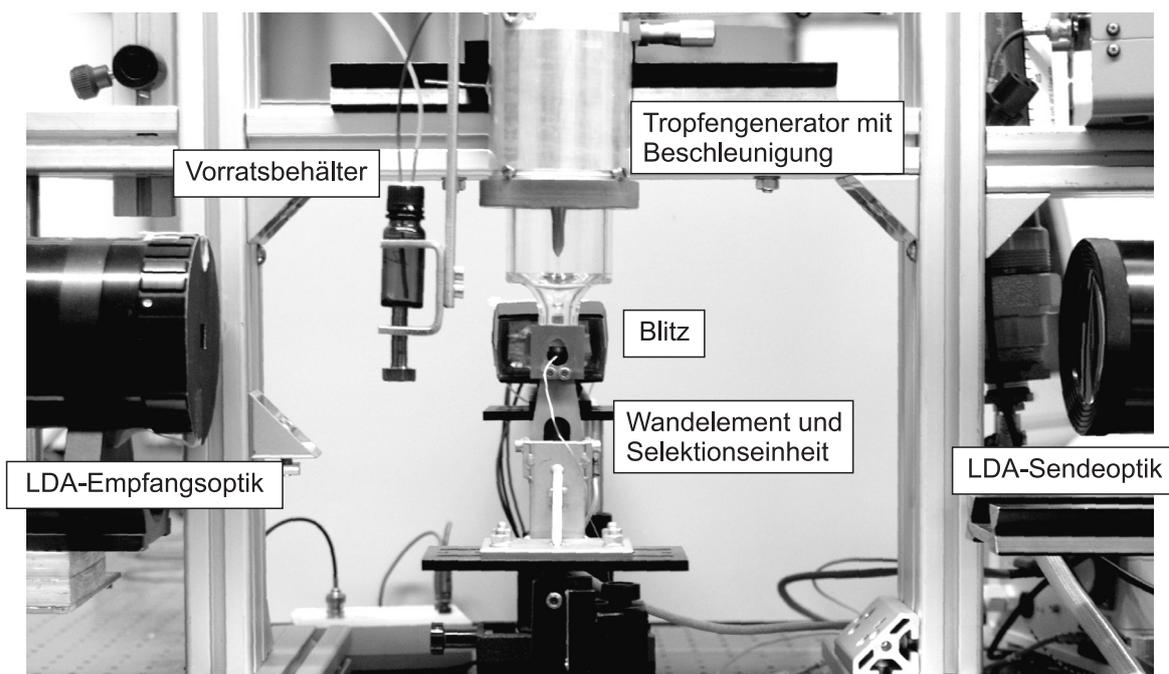


Abb. 3.5: Vollständiger Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einzeltropfenaufpralls

Das Laser Doppler Anemometer (LDA) ist ein etabliertes und verbreitetes optisches Messverfahren zur Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten mit Hilfe von in der Strömung mitgeführten Partikeln. Das Messvolumen wird von dem Kreuzungspunkt zweier Laserstrahlen gebildet. Bewegt sich ein Partikel durch dieses Messvolumen, wird das von ihm gestreute Laserlicht mit Hilfe eines Detektors erfasst. Anhand der durch den Doppler-Effekt verschobenen Interferenzfrequenz kann eine Geschwindigkeitskomponente des Partikels ermittelt werden. Eine ausführliche Erläuterung des Messverfahrens kann in Albrecht et al. (2003) gefunden werden. Informationen zu Anwendung und Weiterentwicklung der Messtechnik sind umfangreich in der Literatur verfügbar (z. B. Willmann et al., 1994, Wittig et al., 1986).

Passiert ein Tropfen unterhalb der Blende der Selektionseinheit das Messvolumen, wird ein Trigger-Signal von der LDA-Auswerteeinheit ausgegeben, das als Startsignal für die Bildaufnahme verwendet werden kann. Zusätzlich zur zeitlichen Synchronisation des Messsystems bietet die Verwendung eines LDA-Systems als Triggerquelle den weiteren Vorteil, dass das Signal bezüglich der Tropfengeschwindigkeit ausgewertet werden kann. Somit kann die mittlere Geschwindigkeit der Primärtropfen sehr genau ermittelt werden, was auch zur Kalibration des Auswertesystems, das für den Aufprall eingesetzt wird, herangezogen werden kann.

Abb. 3.4 zeigt schematisch den vollständigen Versuchsaufbau zur Generierung von Einzeltropfen. Im oberen Teil der Abbildung ist der Tropfengenerator zentral angeordnet dargestellt. Im unteren Teil sind das Wandelement und der erfasste Bildausschnitt skizziert. Zusammenfassend zeigt Abb. 3.5 ein Foto des beschriebenen Versuchsaufbaus.

Durch den neuen Versuchsaufbau ist es erstmals möglich, einzelne Tropfen im angestrebten Größen- und Geschwindigkeitsbereich zu generieren. Somit können Experimente unter nahezu realen Bedingungen durchgeführt werden. Zur Untersuchung der zeitlichen Interaktion von Auf-

prallvorgängen wird eine monodisperse Tropfenkette mit geringen Tropfenabständen eingesetzt. Im Unterschied zur Bildung von Einzeltröpfen sind kommerzielle Generatoren verfügbar, die Tropfenketten im angestrebten Tropfengrößen- und Geschwindigkeitsbereich erzeugen können.

3.1.4 Erzeugung von Tropfenketten und monodispersen Sprays

Für eine Untersuchung von Tropfen-Tropfen- und Tropfen-Wand-Interaktionsvorgängen werden vielfach Tropfenkettengeneratoren eingesetzt. Dies liegt sowohl am zuverlässigen Funktionsprinzip, das die Generierung einer extrem stabilen Tropfenkette mit hoher Reproduzierbarkeit von Tropfengröße und Abstand ermöglicht, als auch an ihrem breiten Größen- und Geschwindigkeitsbereich. Es können Tropfengrößen zwischen $10\ \mu\text{m}$ (Berglund und Liu, 1973) und $300\ \mu\text{m}$ (Samenfink, 1997) sowie Geschwindigkeiten von $1\ \text{m/s}$ bis über $30\ \text{m/s}$ realisiert werden. Auch Untersuchungen mit mehreren Tropfenketten wurden vereinzelt durchgeführt (Bernardin und Mudawar, 1997, Brenn et al., 1995).

Das Funktionsprinzip solcher Generatoren beruht auf dem regelmäßigen Strahlzerfall des Zertropfens, der in Abschnitt 2.1.1 beschrieben ist. Der eingesetzte Tropfenkettengenerator konnte bezüglich seiner Grundfunktionen von früheren Untersuchungen übernommen werden und wurde an die speziellen Anforderungen angepasst. Sein Aufbau ist in Abb. 3.6 schematisch dargestellt. Die Versuchsflüssigkeit wird durch eine Blende gepresst und zu einem Flüssigkeitsstrahl geformt. Mit Hilfe eines Piezo-Kristalls wird dem Strahl eine longitudinale Druckschwankung aufgeprägt, wodurch eine monodisperse Tropfenkette entsteht. Der Durchmesser der generierten Tropfen ist hauptsächlich vom Durchmesser der Blende abhängig und ihre Geschwindigkeit vom Volumenstrom der Flüssigkeit. Zusätzlich hängt der Tropfendurchmesser noch von der Tropfenfrequenz ab, die im Normalfall gleich der Erregungsfrequenz ist. Aus diesem Grund kann der Abstand der Tropfen, der den Zeitabstand zwischen den Aufprallereignissen an der Wand bestimmt, nicht unabhängig von der Tropfengröße variiert werden, wodurch Einschränkungen bei der Versuchsdurchführung verursacht werden.

Die Funktionalität des beschriebenen Tropfenkettengenerators wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit um die Erzeugung eines monodispersen Sprays erweitert, indem eine Blende mit

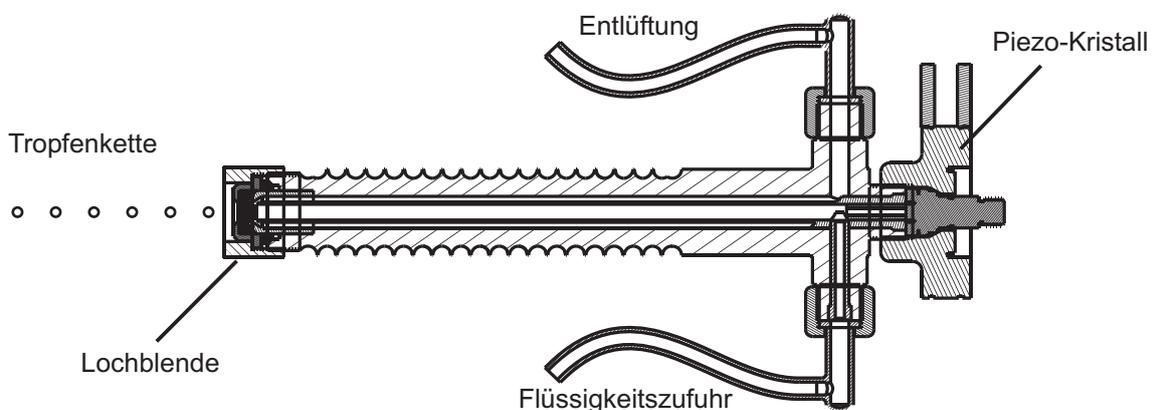


Abb. 3.6: Schematische Darstellung des Tropfenkettengenerators

mehreren Löchern konstruiert und adaptiert wurde. Das Ziel der Untersuchung des Aufpralls eines monodispersen Sprays war die Charakterisierung der räumlichen Interaktion zwischen benachbarten Aufprallereignissen. Das Funktionsprinzip des Generators bleibt generell beim Einsatz von unterschiedlichen Blenden unverändert. Weisen die Löcher einer Blende den gleichen Durchmesser auf, wird pro Loch jeweils eine Tropfenkette erzeugt, die zusammen ein monodisperses Spray bilden. Dabei ist wiederum der Tropfendurchmesser maßgeblich vom Lochdurchmesser abhängig und der Abstand zwischen benachbarten Tropfenketten vom Lochabstand. Um die Zugänglichkeit der Messtechnik nicht unnötig zu erschweren, wurden Blenden mit drei Löchern eingesetzt, die in einer Linie angeordnet waren. Eine solche Blende ist in Abb. 3.7 skizziert.

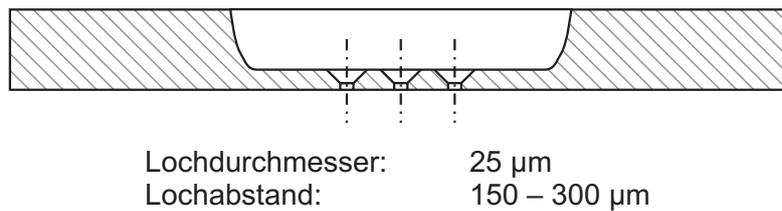


Abb. 3.7: Skizze der Mehrlochblende zur Erzeugung eines monodispersen Sprays

Mit Hilfe des weiterentwickelten Generators können somit einzelne und mehrere Tropfenketten mit definierten Tropfengrößen und -geschwindigkeiten generiert werden. Im Folgenden wird auf die übrigen Bestandteile des eingesetzten Versuchsaufbaus näher eingegangen.

3.2 Wandelement

Um den Tropfenaufprall unter möglichst realitätsnahen Bedingungen eines DI-Ottomotors zu untersuchen, ist neben Größe und Geschwindigkeit der Tropfen die Beschaffenheit der Oberfläche, auf welche die Tropfen aufprallen, von entscheidender Bedeutung. Wie in Abschnitt 2.2.3 ausführlich beschrieben, untersuchten Bernardin et al. (1997b) den Einfluss der Rauigkeit auf den Tropfenaufprall auf eine heiße Wand und stellten bei rauen Oberflächen intensivere Siedeprozesse als bei glatten fest. Da es generell problematisch ist, definierte Rauigkeiten künstlich herzustellen, werden für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen reale Oberflächen eingesetzt.

Teile aus einem realen Kolben wurden ausgefräst und als Wandelemente verwendet. Der verwendete Kolben wies drei verschiedene Oberflächenrauigkeiten (fein gedreht, grob gedreht und gegossen) auf, so dass durch Einsatz von Wandelementen aus den verschiedenen Bereichen des Kolbens die Rauigkeit variiert werden konnte. Die unterschiedlichen Oberflächenstrukturen sind zusammen mit dem Kolben selbst in Abb. 3.8 dargestellt. Hierbei sei darauf hingewiesen, dass sich die Skalierungen der beiden Achsen eines jeden Diagramms in der Abbildung deutlich unterscheiden, da die x-Achse in Millimetern und die y-Achse in Mikrometern dargestellt ist. Somit trifft ein $50\ \mu\text{m}$ Tropfen nicht auf mehrere Spitzen der zackigen Oberflächenkontur auf, sondern auf eine mehr oder weniger sanfte Hügellandschaft. Der Aufprall selbst soll zusammen

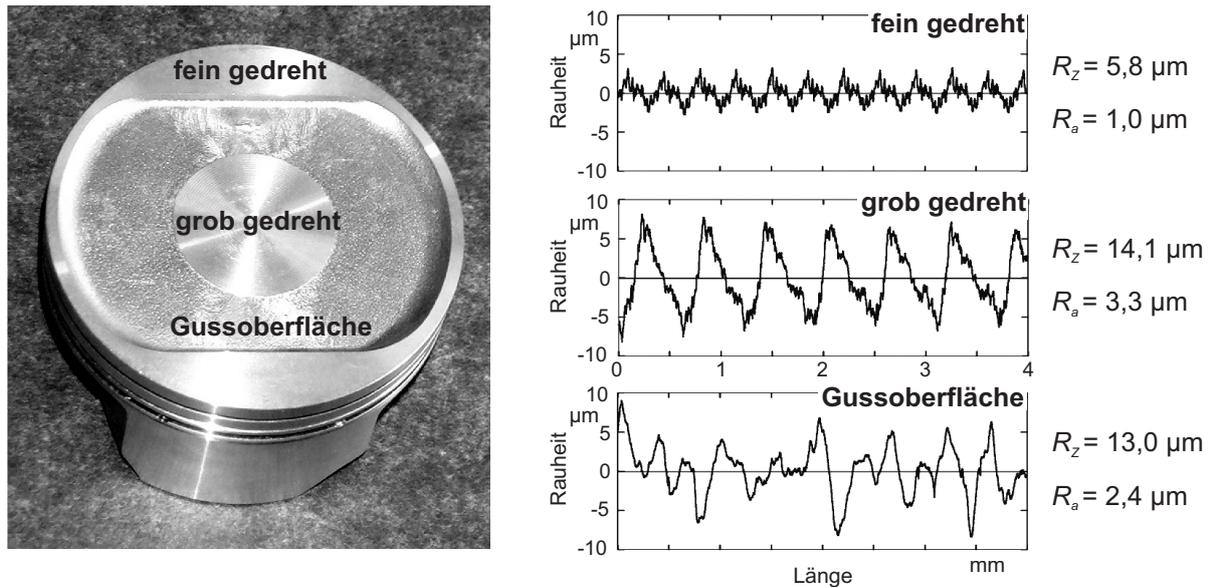


Abb. 3.8: Beschaffenheit der Kolbenoberfläche

mit der Auswirkung der Rauigkeit auf den Vorgang anhand der bildbasierten Experimente näher analysiert werden.

Die aus dem Kolben entnommenen Wanelemente wurden in ein Verbindungselement aus Kupfer eingeschraubt. Durch Verwendung verschiedener Verbindungselemente konnte der Aufprallwinkel der Tropfen variiert werden (vgl. Abb. 3.9). Darüber hinaus diente das Verbindungselement als wärmeleitendes Bauteil zur Verbindung des Wanelements mit dem Basisblock aus Kupfer. In diesen Basisblock war eine elektrische Heizpatrone integriert, die an einen Regelkreis angeschlossen war und eine geregelte Beheizung der Wandoberfläche ermöglichte. Als Regelgröße diente das Ausgangssignal eines Thermoelements, das direkt unterhalb der Wandoberfläche positioniert war.

Hierbei musste eine kleine Abweichung der gemessenen Wandtemperatur von der realen Oberflächentemperatur in Kauf genommen werden. Sie trat auf, da ein geringer Abstand des Thermoelements von der Oberfläche nicht vermieden werden konnte und die Heizung sowie ihre Regelung zu träge waren, um schnelle lokale Temperaturänderungen, wie sie vom Tropfenaufprall hervorgerufen werden, zu kompensieren.

Wie in Abschnitt 2.2.3 herausgestellt wurde, ist die Wandtemperatur ein sehr wichtiger und sensibler Parameter für die Vorgänge beim Tropfenaufprall. Eine zeitlich hoch aufgelöste Messung der realen Oberflächentemperatur während eines Aufprallereignisses von mikrometergroßen Tropfen ist extrem komplex und aufwändig. Ohne eine Veränderung der Oberflächenstruktur durch Gegenwart eines Sensors ist eine solche Messung nach gegenwärtigem Wissensstand sogar unmöglich.

Jedoch weist Aluminium eine recht hohe Wärmeleitfähigkeit und eine recht große Wärmekapazität auf. Außerdem sind die Flüssigkeitsmassenströme, die bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten auf die Wand auftreffen, extrem klein. Aus diesen Gründen konnte die leichte

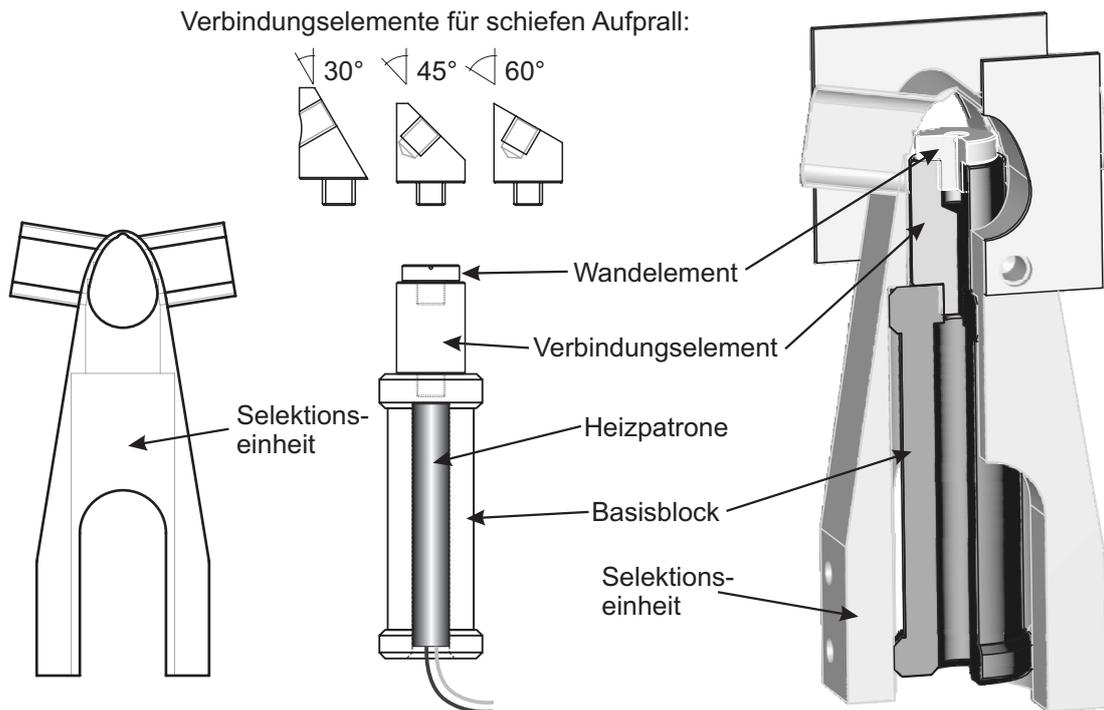


Abb. 3.9: Aufbau und variable Einsetzbarkeit des Wandelements (vgl. Abb. 3.4)

Abweichung der gemessenen Wandtemperatur von der realen Oberflächentemperatur toleriert werden.

Die gesamte Einheit von Wärmequelle, verschiedene Verbindungselemente und Wandelement konnte in das Gehäuse der Selektionseinheit (siehe Abschnitt 3.1.3) integriert werden. Die verschiedenen Bauteile des Wandelements sind in Abb. 3.9 schematisch dargestellt. Mit diesem Wandelement und den vorgestellten Systemen zur Tropfenerzeugung war die Durchführung der Experimente zum Wandaufprall von Kraftstofftropfen möglich. In den folgenden Kapiteln soll auf die eingesetzte Messtechnik und die verwendeten Analysensysteme eingegangen werden.

3.3 Messtechnik

Die bei den angestrebten Experimenten auftretenden Dimensionen von Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit stellen nicht nur an die Versuchsanlage sondern auch an die Messtechnik hohe Anforderungen. Sie soll Größe und Geschwindigkeit der beim Aufprall gebildeten Sekundärtropfen erfassen, wobei diese erwartungsgemäß ungefähr eine Größenordnung kleiner als die Primärtropfen sind. Allein optische Messtechniken bieten überhaupt die Möglichkeit, in diese extrem kleinen Dimensionen vorzudringen. In der Literatur finden zwei Systeme zur Charakterisierung solch kleiner Tropfen verbreitet Anwendung, zum einen das Phasen Doppler Anemometer (PDA) und zum anderen die softwaregestützte Bildanalyse.

Das Funktionsprinzip des PDA basiert auf dem bereits in Abschnitt 3.1.3 kurz vorgestellten Laser-Doppler-Anemometer. Dieses wird durch einen zweiten, räumlich getrennt angeordneten

Detektor erweitert und ermöglicht dadurch zusätzlich zur Detektion von Partikelgeschwindigkeiten die simultane Erfassung der Partikelgröße. Auch das PDA ist ein etabliertes und verbreitet im Einsatz befindliches Messsystem, dessen Funktionsweise detailliert in der Literatur beschrieben wird, weshalb an dieser Stelle nicht näher darauf eingegangen werden soll, sondern auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen wird (siehe z. B. Albrecht et al., 2003, Durst et al., 1987).

Zur Untersuchung des Tropfenaufpralls bietet das PDA zum einen eine hohe räumliche Auflösung aufgrund des sehr kleinen, punktuellen Messvolumens, das in Standard-Konfiguration ca. $80\ \mu\text{m}$ im Durchmesser aufweist und $2000\ \mu\text{m}$ lang ist, wobei üblicherweise die Länge mit Hilfe einer Schlitzblende auf ca. $100\ \mu\text{m}$ reduziert wird. Zum anderen besitzt das PDA auch eine hohe zeitliche Auflösung, die nur durch die Voraussetzung begrenzt ist, dass nicht mehr als ein Partikel gleichzeitig im Messvolumen sein darf. Das Messvolumen kann jedoch aufgrund von Reflexionen nicht beliebig nah an einer Oberfläche positioniert werden (Mindestabstand $\approx 100\ \mu\text{m}$). Weiterhin können keine einzelnen Ereignisse mit dem PDA ausgewertet werden, sondern nur mittlere Größen, die aus einer großen Anzahl an Einzelereignissen ermittelt werden. Dies setzt in Bezug auf den Tropfenaufprall einen räumlich stabilen Aufprallort und einen vielfach reproduzierbaren Aufprall voraus, denn um eine flächige Information zu Tropfengrößen und -geschwindigkeiten zu erhalten, muss das Messvolumen auf einem Raster in dieser Fläche traversiert werden. An jedem Rasterpunkt muss eine statistisch abgesicherte Anzahl an Ereignissen aufgenommen werden und somit muss das Aufprallereignis eine lange Zeit stabil sein. Im Fall einer Tropfenkette oder eines monodispersen Sprays sind diese Voraussetzungen zwar teilweise gegeben, für die Untersuchung von Einzeltropfen jedoch im angestrebten Bereich nicht realisierbar.

Aus diesem Grund wurde eine rein bildbasierte Erfassung des Aufpralls durchgeführt. Aktuell verfügbare Kamerasysteme und Objektive bieten bei entsprechendem Aufbau sowohl die notwendige räumliche Auflösung (Tropfen mit wenigen Mikrometern im Durchmesser müssen erfasst werden) als auch bei Verwendung spezieller Hochgeschwindigkeitskameras eine extrem hohe zeitliche Auflösung (Aufnahmeraten bis über 1 MHz). Weiterhin bietet diese Analyse-methode den Vorteil, dass ein visueller Eindruck der Vorgänge während und nach dem Aufprall gewonnen werden kann. Allerdings ist die Bildanzahl pro Aufnahmezeitpunkt begrenzt und die Auswertung und Archivierung der Rohdaten aufwändig.

Grundsätzlich können Aufnahmen im Auflicht- oder im Gegenlichtverfahren durchgeführt werden. Beim ersteren Verfahren werden die Partikel von einer Lichtquelle beleuchtet und ihr Streulicht von einer Kamera registriert. Dabei erscheinen Tropfen als helle Punkte vor dunklem Hintergrund. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der Möglichkeit, mit Hilfe eines Laserlichtschnitts nur eine bestimmte Ebene zu beleuchten und somit eine genaue Information über den Aufenthaltsort der Partikel zu erhalten. Allerdings ist es schwierig, Oberflächen kontrolliert sichtbar zu machen, da sie mit ähnlicher Intensität Licht streuen bzw. reflektieren müssen wie die Partikel selbst, um diese nicht zu überstrahlen. Außerdem ist es nicht ohne weiteres möglich, aus dem Streulichtsignal auf die Partikelgröße zu schließen. Theoretisch ist dies zwar über eine Auswertung der Streulichtintensität realisierbar, setzt aber eine exakte Kenntnis der Bestrahlungsintensität eines jeden Partikels voraus, was insbesondere unter schwierigen Randbedingungen in der Praxis nicht zuverlässig durchgeführt werden kann. Darüber hinaus sind

Fehlereinflüsse durch unterschiedliche Bestrahlungsintensitäten innerhalb des Lichtschnitts nur schwer zu minimieren (vgl. Kadambi et al. (1998)).

Eine weitere Möglichkeit der Auswertung von Partikelgrößen aus Streulichtbildern bietet die *Global Phase Doppler* Technik, die eine Weiterentwicklung des *Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS)* (z. B. Glover et al., 1995) darstellt. Dieses sehr neue Verfahren arbeitet mit einer Überlagerung von zwei Laserlichtschnitten und der simultanen Aufnahme eines fokussierten und eines defokussierten Doppelbildes. Wird ein Partikel, das mit einem Laser beleuchtet wird, mit einem Objektiv scharf abgebildet, entstehen zwei Lichtpunkte, die so genannten *Glare Points*. Der eine wird durch die direkte Reflexion des Lasers an der Tropfenoberfläche gebildet und der andere durch Brechung beim Durchtritt des Lichts durch den Tropfen. Bei einer Abbildung außerhalb der Fokusebene werden diese *Glare Points* zunächst größer. Im Fall einer Überlappung interferieren sie, was in Abb. 3.10 schematisch dargestellt ist.

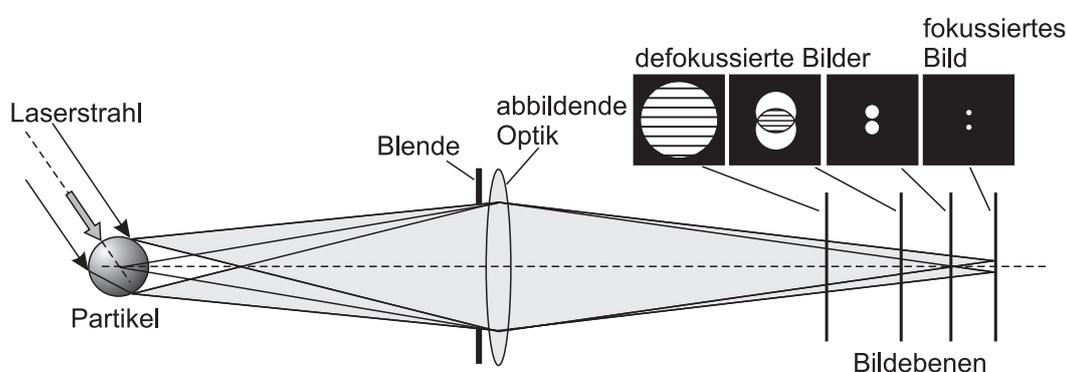


Abb. 3.10: Entstehung von fokussierten und defokussierten Bildern eines sphärischen Partikels bei optischer Abbildung (Damaschke et al., 2002)

Das Funktionsprinzip der *Global Phase Doppler* Technik wird in Abb. 3.11 kurz vorgestellt. Im defokussierten Bild interferieren die Streulichtanteile der beiden Lichtschnitte und bilden ein Streifenmuster, aus dessen Frequenz die Partikelgröße ermittelt werden kann. Eine Auswertung des scharfen Doppelbildes mit Hilfe der *Particle Image Velocimetry (PIV)*, deren Funktionsweise z. B. in Raffel et al. (1998) und Richter (1998) detailliert erläutert wird, liefert die beiden Geschwindigkeitskomponenten in der Lichtschnittebene. Über eine Analyse der Größe der beiden defokussierten Partikelbilder kann zusätzlich die dritte Geschwindigkeitskomponente berechnet werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Messverfahrens kann bei Damaschke et al. (2002) und Albrecht et al. (2003) gefunden werden.

Wie bereits erwähnt, ist dieses Verfahren sehr neu und befindet sich noch in der Entwicklung. Außerdem ist seine Eignung zur Durchführung von Messungen in der Nähe einer Wand bislang unbekannt und auf jeden Fall eingeschränkt. Das Schattenverfahren hingegen stellt ein für die Untersuchung der Tropfen-Wand-Interaktion sehr gut geeignetes Messverfahren dar. Es wird auch als *Shadowgraphy* bezeichnet (Lecuona et al., 1999, Whybrew et al., 1999) und basiert auf Bildern, die im Gegenlichtverfahren aufgenommen werden (siehe Abb. 3.12). Hierbei werden die Schatten von Partikeln vor einem hellen Hintergrund (im Gegenlicht) erfasst. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, dass die reale Form der Partikel scharf abgebildet wird und

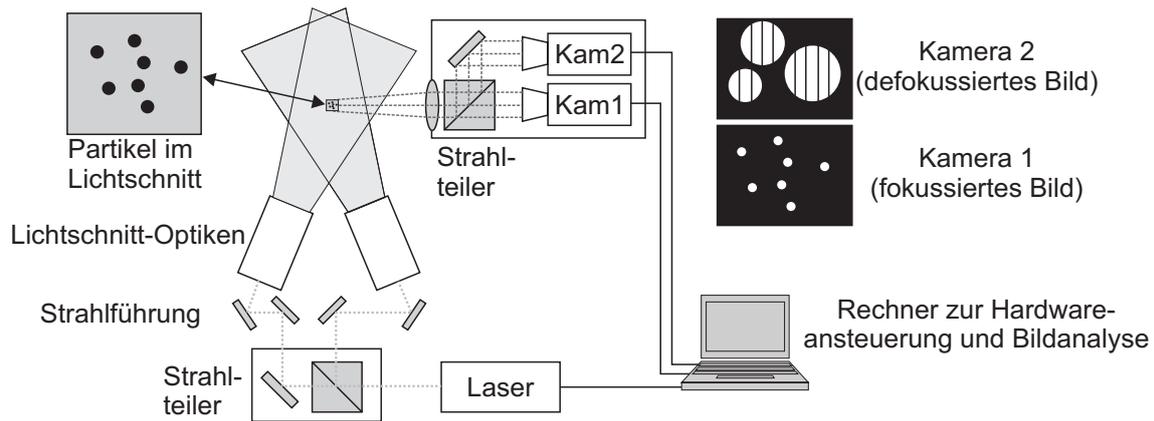


Abb. 3.11: Funktionsprinzip der *Global Phase Doppler* Messtechnik (Damaschke et al., 2002)

direkt zur Auswertung der Partikelgröße herangezogen werden kann. Somit können auch nicht-sphärische Partikel charakterisiert werden. Darüber hinaus ist das Verfahren unabhängig vom Brechungsindex der Flüssigkeit und es können auch opake Partikel analysiert werden.

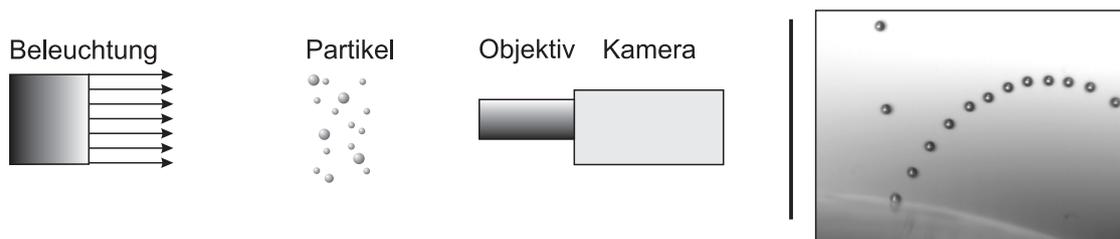


Abb. 3.12: Funktionsprinzip der *Shadowgraphy* (LaVision, 2003)

Allerdings weist das Schattenverfahren im Vergleich zur Beleuchtung mit einem Laserlichtschnitt zunächst den Nachteil auf, dass alle Partikel zwischen Lichtquelle und Objektiv einen Schatten erzeugen und damit die Tiefeninformation verloren gehen könnte. Es werden jedoch nicht alle Partikel scharf auf dem Chip der Kamera abgebildet, sondern nur diejenigen, die sich innerhalb des Tiefenschärfebereichs des Objektivs befinden. Unscharf werden nur diejenigen Partikel abgebildet, die sich in der Nähe dieses Bereichs befinden. Alle übrigen schwächen lediglich die Intensität der Beleuchtung. Die Größe dieses Tiefenschärfebereichs ist von der optischen Konfiguration des Objektivs abhängig und kann sogar kleiner sein als die Dicke eines Laserlichtschnitts, die normalerweise einige hundert Mikrometer beträgt. Somit können mit Hilfe eines geeigneten Objektivs auch beim Schattenverfahren Partikel innerhalb einer Ebene untersucht werden. Grundsätzliche Voraussetzung zum Verständnis und effektiven Einsatz dieser Messtechnik sind die Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften der verwendeten Hardware und die optimale Abstimmung der einzelnen Komponenten aufeinander.

3.3.1 Bildaufnahmesysteme

Zur Aufnahme der Schattenbilder ist neben Kamera und Objektiv eine geeignete Lichtquelle von großer Bedeutung. Zunächst sollen die verschiedenen verwendeten Kameras etwas detail-

liert beschrieben werden, bevor auf das Objektiv und die Lichtquelle eingegangen wird. Zur Aufnahme der Bilder des Tropfenaufpralls wurden drei verschiedene Kamerasysteme ausgewählt und für die Untersuchungen optimiert. Das erste Kamerasystem war eine *FlowMaster* Kamera der Firma *LaVision*. Dabei handelt es sich um eine digitale 12 bit Schwarz-Weiß-Kamera mit einer Auflösung von 1280×1024 Pixel. Dieses System ist in der Lage, zwei Bilder mit extrem kurzem zeitlichen Abstand (≥ 200 ns) aufzunehmen (*DoubleShutter* Funktion), wobei allerdings das zweite Bild für die Auslesedauer des ersten Bildes (125 ms) belichtet wird und somit die Belichtungszeit des zweiten Bildes zwingend von der Lichtquelle begrenzt werden muss.

Diese Kamera eignet sich aufgrund der hohen räumlichen Auflösung und der hohen Farbtiefe zur Aufnahme qualitativ hochwertiger Einzelbilder. In Kombination mit einer geeigneten Lichtquelle können auch Doppelbilder aufgenommen werden und dadurch zusätzlich zu Ort und Größe die Geschwindigkeiten von Partikeln zu einem bestimmten Zeitpunkt erfasst werden. Da nur zu einem festen Zeitpunkt ein Bild aufgenommen werden kann, muss der zeitliche Ablauf des untersuchten Prozesses vorher sehr genau bekannt sein, bzw. sehr genau vorhergesagt werden können. Das beschriebene Aufnahmesystem eignet sich auch für die Untersuchung von zeitlich andauernden Prozessen, wenn eine Einzelaufnahme zu einem beliebigen Zeitpunkt ausreichend ist. Ein Beispiel für ein solches Ereignis bildet der Siedeprozess eines Tropfens nach dem Auftreffen auf einer heißen Oberfläche. Wenn Größe und Geschwindigkeit des Primärtropfens sowie Zeitpunkt und genereller Ablauf des Aufpralls bekannt sind, kann mit Hilfe eines einzelnen Bildes eine Aussage über den Zustand des Tropfens, wie z. B. Tropfengröße bzw. verdampfter Anteil, zu diesem einen Zeitpunkt getroffen werden. Variiert nur einer der genannten Parameter des Primärtropfens, kann keine Aussage von einem Einzelbild abgeleitet werden, da die gesuchten Ergebnisgrößen zu stark von den Eigenschaften der Primärtropfen abhängen.

Um in einem solchen Fall den Ablauf des Aufpralls zu untersuchen, muss eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt werden, die eine Serie von Bildern mit sehr hoher Aufnahme rate erfassen kann. Hierzu konnten zwei unterschiedliche extrem leistungsfähige Kamerasysteme eingesetzt werden. Das eine war eine *UltraSpeedStar* Kamera der Firma *LaVision*. Diese Kamera besitzt einen Strahlteiler, der das einfallende Licht auf vier maskierte CCD-Chips aufteilt, wobei jeder dieser Chips vier Bilder in kurzer zeitlicher Abfolge aufnehmen kann. Dabei speichert jedes einzelne Pixel den Grauwert des ersten Bildes in einem benachbarten Pixel zwischen, das sich unterhalb der Maske befindet und somit keiner direkten Belichtung ausgesetzt ist, und ist daher sofort wieder bereit für die zweite Belichtung. Insgesamt hat jedes unmaskierte Pixel drei maskierte Nachbarpixel, so dass 16 Bilder mit einer Aufnahme rate von bis zu 1 MHz zur Verfügung stehen.

Die Auflösung jedes dieser Bilder beträgt 640×511 Pixel und ist für qualitative Visualisierungen und die Detektion größerer Sekundärtropfen ausreichend, schränkt jedoch die quantitative Erfassung der kleinsten Tropfen deutlich ein. Zusätzlich reduziert der Strahlteiler die Lichte effizienz der Kamera, was für kurze Belichtungszeiten, die für bewegungsscharfe Bilder notwendig sind, eine äußerst starke Lichtquelle voraussetzt. Die Belichtungszeit wird mit Hilfe eines elektronischen Verschlusses des CCD-Chips realisiert. Für sehr kurze Belichtungszeiten von deutlich unter einer Mikrosekunde ist dieser Verschlussmechanismus allerdings nur bedingt einsetz-

bar. Während der Auslesezeit des Chips, die 125 ms beträgt, schützt lediglich eine elektronische Barriere die Pixel zwischen zwei Belichtungen vor weiterem einfallendem Licht. Diese Barriere weist einen endlichen Wirkungsgrad auf, d.h. ein bestimmter Prozentsatz des einfallenden Lichts bricht durch die Barriere hindurch.

Sorgfältige Voruntersuchungen zeigten noch zwei weitere Schwachstellen der erläuterten Maskierung des Chips bezüglich des Einfalls von Falschlicht auf. Zum einen besitzt auch die Maskierung einen begrenzten Wirkungsgrad für die Blockierung von direkt einfallendem Licht, der aber größer ist als derjenige der elektronischen Barriere. Zum anderen muss unerwünschter Transport von Ladung des aktiven Pixels zu seinen Nachbarn unterhalb der Maske verhindert werden. Da dieser Transport jedoch zwischen zwei Belichtungen erwünscht bzw. sogar erforderlich ist, ist die Barriere zwischen diesen Pixeln sehr schwach. Fällt nun vergleichsweise viel Licht auf das aktive Pixel, kommt es leicht zum unerwünschten Transport von Ladung unter die Maske, was als Übersprechen bezeichnet wird und zu Geisterbildern von hellen Elementen eines Frames auf den anderen Frames desselben Chips führt.

Sollen nun sehr kurze Belichtungszeiten realisiert werden, die für bewegungsscharfe Bilder notwendig sind, muss in dieser kurzen Zeit genug Licht auf den Chip fallen, um ein kontrastreiches Bild zu erhalten. Wird dies mit einer Konstantlichtquelle oder einem Blitz mit langer Blitzdauer realisiert, was eine einfache und wirkungsvolle Art der Beleuchtung darstellt, fällt sowohl zwischen den Belichtungen als auch während eines großen Teils der Auslesezeit dieselbe Lichtleistung auf Maske und elektronische Barriere, wie während der sehr viel kürzeren Dauer der Belichtung. Dadurch würde die Bildqualität in nicht akzeptablem Maße verschlechtert.

Um diese Nachteile zu überwinden, wurde für die angestrebten Experimente noch ein zweites Hochgeschwindigkeitskamarasystem eingesetzt. Hierbei handelte es sich um eine *HSFC-Pro* Kamera der Firma *PCO* (siehe Abb. 3.13). Diese besteht aus vier separaten, bildverstärkten Kameras, die jeweils zwei Bilder mit einem minimalen Zeitabstand von $1\ \mu\text{s}$ aufnehmen können und über Strahlteiler sowie ein gemeinsames Objektiv auf dasselbe Objekt ausgerichtet sind. Somit kann die Kamera insgesamt acht Bilder mit einer Aufnahmezeit von maximal 4 MHz aufnehmen, wobei jedes Bild eine Auflösung von 1280×1024 Pixeln aufweist. Der Einsatz von vier bildverstärkten Kameras ermöglicht zudem Aufnahmen bei normaler Beleuchtung. Da die Begrenzung der Belichtungszeit vom Bildverstärker übernommen wird, der außerhalb der Belichtungszeit völlig undurchlässig für Licht ist und darüber hinaus extrem kurze Belichtungszeiten von bis zu 3 ns realisieren kann, weist die *HSFC-Pro* Kamera die oben beschriebenen Schwierigkeiten des Lichtdurchbruchs nicht auf.

Durch eine hohe Aufnahmezeit, bei gleichzeitig guter Auflösung und Lichtempfindlichkeit bei zugleich kurzen Belichtungszeiten, eignet sich dieses Kamerasystem besonders gut für die Untersuchung der schnellen Vorgänge beim Tropfenaufrall. Jedoch ist mit einer leichten Verschlechterung der Bildqualität aufgrund der Verwendung der Bildverstärker zu rechnen, die sich allerdings nur bei einer Visualisierung bemerkbar macht, eine quantitative Auswertung aber nicht negativ beeinflusst.

Um die *HSFC-Pro* Kamera ansteuern und mit dem Experiment synchronisieren zu können, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Hardware-Anbindung der Kamera an das Software-

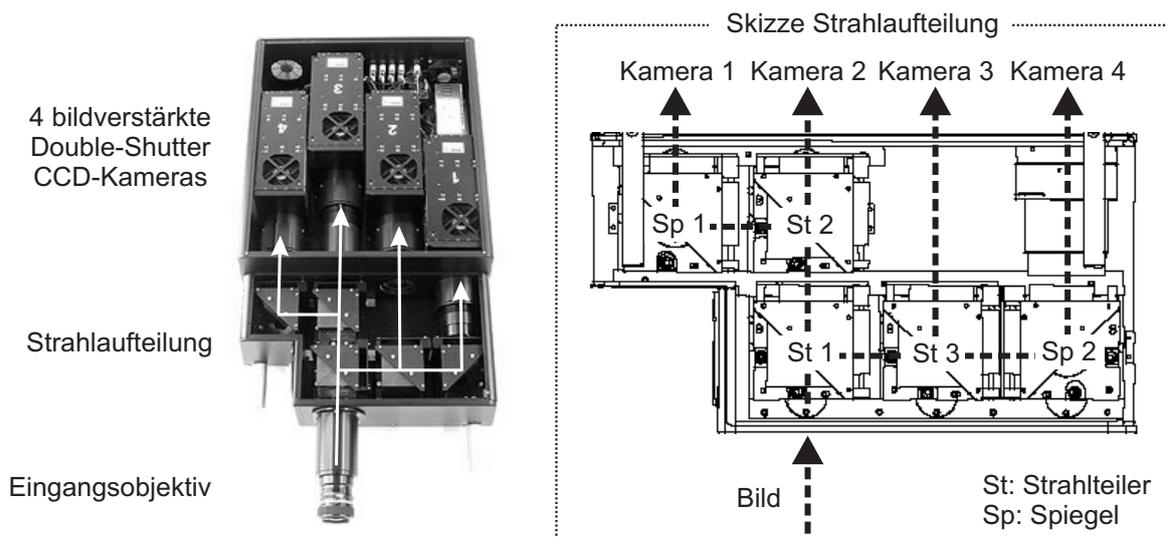


Abb. 3.13: Die Hochgeschwindigkeitskamera *HSFC-Pro*

paket *DaVis* der Firma *LaVision* programmiert. Die beiden vorher beschriebenen Kamerasysteme können direkt mit dieser Software betrieben werden. Durch die vier Kameras, die erforderliche Genauigkeit des Timings und die vielfältigen Möglichkeiten, welche die *HSFC-Pro* bietet, stellte die Programmierung der Schnittstelle eine große Aufgabe dar.

Die drei vorgestellten Kamerasysteme weisen jeweils spezifische Vorteile auf und ergänzen sich so gegenseitig hervorragend. Somit können sie in Kombination besonders gut für die angestrebten Untersuchungen eingesetzt werden. Zur Komplettierung des Bildaufnahmesystems ist weiterhin ein Objektiv erforderlich, das eine entsprechende Vergrößerung ermöglicht und dabei gleichzeitig einen gewissen Objektabstand nicht unterschreitet, um Verschmutzungen durch Kontakt mit den Aufprallprodukten zu vermeiden.

3.3.2 Objektiv

Standardobjektive bestehen aus einem System von unterschiedlichen Linsen. Ein solches Linsensystem bedingt jedoch eine direkte Abhängigkeit der Vergrößerung vom Objektabstand. Sollen Bildausschnitte von ungefähr einem Millimeter Kantenlänge auf den CCD-Chip vergrößert werden, sind Objektabstände von wenigen Zentimetern erforderlich. Diese sind beim Einsatz an einem komplexen Versuchsaufbau zumeist nur schwer zu realisieren. Eine starke Vergrößerung bei gleichzeitig großen Objektabständen bietet dagegen ein Fernfeldmikroskop. Ein solches Objektiv besteht aus einem System von Hohlspiegeln in Kombination mit Korrekturlinsen. Es arbeitet nach demselben Prinzip wie ein Teleskop, ist aber im Gegensatz zu diesem nicht für extrem große Objektabstände, wie sie bei der Betrachtung von Himmelskörpern auftreten, optimiert, sondern auf Abstände von unter einem Meter.

Die besonderen Anforderungen der angestrebten Untersuchungen an die Bildaufnahme konnten von dem Fernfeldmikroskop *QM100* der Firma *Questar* erfüllt werden. Es ermöglicht Objektabstände zwischen 150 und 350 mm und eine über 14-fache Vergrößerung. Somit sind bei Verwen-

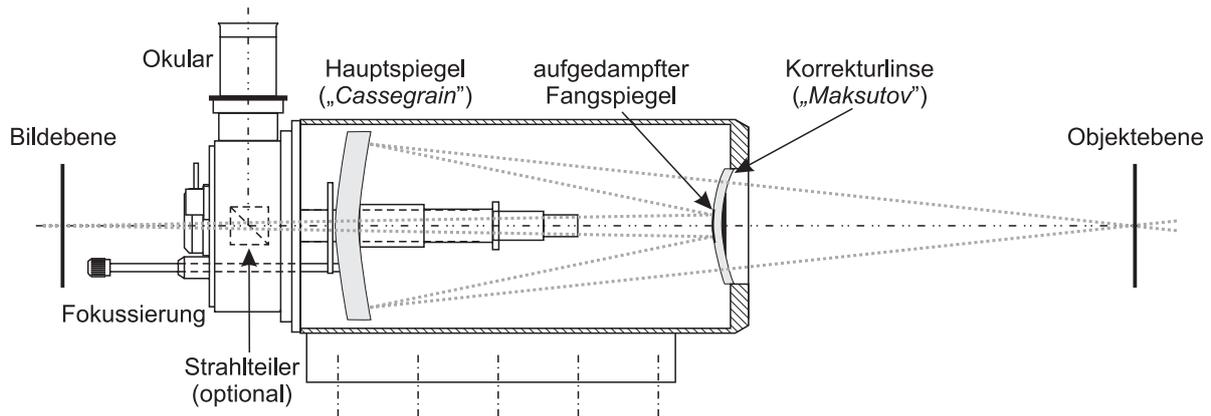


Abb. 3.14: Strahlengang des Fernfeldmikroskops *QM100* von *Questar*

dung eines $2/3''$ -CCD Chips, der $8,8 \times 6,6 \text{ mm}^2$ groß ist, Bildausschnitte bis unter $0,5 \times 0,4 \text{ mm}^2$ realisierbar. Abb. 3.14 zeigt den Strahlengang im Objektiv und in Abb. 3.15 ist der Aufbau der *HSFC-Pro* Kamera mit dem Fernfeldmikroskop dargestellt.

Bei entsprechend feiner Justage ermöglichen die beschriebenen hochentwickelten Kamerasysteme in Kombination mit dem leistungsfähigen Fernfeldmikroskop die Aufnahme des Aufpralls von mikrometergroßen Tropfen. Die aus diesen Komponenten aufgebauten Bildaufnahmesysteme müssen allerdings noch durch eine geeignete Lichtquelle ergänzt werden.



Abb. 3.15: Aufbau der *HSFC-Pro* Kamera mit dem Fernfeldmikroskop

3.3.3 Beleuchtung

Um bei den hohen Geschwindigkeiten der Tropfen bewegungsscharfe Bilder zu gewährleisten, sind kurze Belichtungszeiten im Bereich von wenigen Mikrosekunden bis hinunter zu einigen hundert Nanosekunden erforderlich. Wie bereits in Abschnitt 3.3.1 dargestellt, können diese kurzen Belichtungszeiten bei Verwendung der Hochgeschwindigkeitskameras direkt von der Kamera realisiert werden. Hierbei müssen jedoch je nach verwendeter Kamera Einschränkungen bezüglich der einfallenden Lichtleistung zwischen den gewünschten Belichtungen beachtet werden. Der Einsatz eines Blitzes bietet im Vergleich zu einer Konstantlichtquelle den Vorteil einer wesentlich höheren Lichtleistung. Falls die Begrenzung der Belichtungsdauer nicht von der Kamera realisiert werden kann, was z. B. bei der Aufnahme von Doppelbildern mit der *FlowMaster* Kamera der Fall ist (vgl. Abschnitt 3.3.1), muss diese Aufgabe von der Lichtquelle erfüllt werden. Dies kann sehr gut mit Hilfe eines gepulsten Lasers realisiert werden.

Um den unterschiedlichen Anforderungen des Experiments und der Kameras gerecht zu werden, wurden verschiedene Beleuchtungssysteme eingesetzt. Dabei handelte es sich um Blitzgeräte, wie einen Foto-Blitz und ein Industrie-Stroboskop sowie eine sehr variabel einsetzbare LED-Lichtquelle, die sowohl als Blitz als auch als Konstantlichtquelle betrieben werden konnte. Außerdem wurden auch zwei Lasersysteme verwendet.

Als Foto-Blitz wurde das Modell *54MZ-3* der Firma *Metz* eingesetzt, das eine variable Blitzdauer von ca. $100\mu\text{s}$ – $1,5\text{ms}$ bei konstant hoher Lichtleistung aufweist. Das Gerät wurde modifiziert, um extern mit einem TTL-Impuls ausgelöst zu werden. Der größte Nachteil dieser Lichtquelle ist ein recht langes Anfangsdelay von ca. $75\mu\text{s}$, bevor Lichtleistung abgegeben wird. Als Industrie-Stroboskop diente ein *BLS-20* der Firma *Polytec*, das mit einer Frequenz von bis zu 20Hz sehr energiereiche, kurze Blitze abgeben kann. Die Energie pro Blitz ist stufenlos einstellbar und beträgt max. $2,16\text{J}$. Jeder Blitz ist ca. $20\mu\text{s}$ lang und wird nach externer Ansteuerung um lediglich $7\mu\text{s}$ verzögert abgegeben. Das Stroboskop ist zudem mit einem Lichtleiter ausgestattet, der einen sehr flexiblen Einsatz der Lichtquelle ermöglicht. Die Blitzdauer des Stroboskops ist zu lang, um eine zusätzliche Begrenzung der Belichtung überflüssig zu machen, aber zu kurz, um mehr als eine Belichtung pro Blitz zuzulassen. Jedoch zeichnet es sich durch die große Lichtenergie, die sehr kurze Verzögerung und eine flexible Lichtführung aus.

Die LED-Lichtquelle war ein *LED Spotlight* bestehend aus 79 LEDs der Firma *Polytec*. Die LEDs wurden von einem *Ultra LX Interface* der Firma *Schott* angesteuert, das eine sehr variable Ansteuerung der LEDs sowie eine Modulierung der Leistungsabgabe ermöglicht. Dadurch sind sowohl Blitzfrequenzen bis zu 50kHz als auch eine Übersteuerung der LEDs abhängig vom High/Low-Verhältnis des Signals möglich. Die Lichtleistung der LEDs liegt deutlich unter jener der beiden Blitzgeräte, erlaubt aber im Gegensatz zu diesen eine sehr freie Ansteuerung ohne merkliche Verzögerung. Aufgrund der geringeren Lichtleistung ist jedoch eine deutlich verlängerte Belichtungszeit notwendig, wodurch bewegungsscharfe Aufnahmen von schnellen Vorgängen unmöglich werden.

Deutlich unterschiedliche Eigenschaften im Vergleich zu den beschriebenen Blitzgeräten weisen Lasersysteme auf. Zum einen kam ein Double-Cavity Nd:YAG Laser *Dual SL400* der Firma *Spectron Laser Systems* zum Einsatz, der bei einer Frequenz zwischen 8 und 15Hz zwei

Laserpulse mit einer maximalen Energie von 120 mJ, einer Pulsdauer von ca. 20 ns und einem aufgrund der beiden getrennten Kavitäten frei wählbaren zeitlichen Abstand zwischen beiden Pulsen abgeben kann. Der Nd:YAG Laser ist ein Festkörperlaser, dessen Kristall bei diesem System von einer Blitzlampe gepumpt und dessen Laserenergie über einen Güteschalter (*Q-Switch*) kontrolliert abgegeben wird. Zwischen Blitzlampen- und Q-Switch-Trigger liegt bei dem hier beschriebenen Laser ein vorgegebenes Delay zwischen 500 und 200 μs , was im ersten Fall eine minimale Pulsenergie von nahe 0 mJ und im zweiten Fall maximale Pulsenergie bedeutet. Deshalb kann bei externer Triggerung eine minimale Verzögerung von 200 μs nicht unterschritten werden. Außerdem müssen die Blitzlampen des Lasers mit einer konstanten Frequenz zwischen 8 und 15 Hz betrieben werden, um die thermische Stabilität und damit eine konstante Pulsenergie zu gewährleisten. Dafür erlauben die extrem energiereichen kurzen Pulse auf jeden Fall bewegungsscharfe Bilder unabhängig von der Belichtungszeit der eingesetzten Kamera, was in Kombination mit der *FlowMaster* Kamera auch die Aufnahme von zwei getrennten Bildern ermöglicht.

Zum anderen wurde ein diodengepumpter Nd:YVO₄ (Neodym-dotierter Yttrium-Orthovanadat Kristall) Laser vom Typ *Innoslab IS 4II-D* der Firma *EdgeWave* eingesetzt, der ebenfalls mit zwei Kavitäten ausgestattet ist. Jede Kavität kann unabhängig voneinander mit einer Frequenz von bis zu 30 kHz betrieben werden, wobei die maximale Pulsenergie pro Kavität bei 1 mJ bei 10 kHz liegt und die Pulsdauer ca. 5 ns beträgt. Dieser Laser ist ebenfalls ein Festkörperlaser, dessen Kristall im Unterschied zum zuvor beschriebenen Nd:YAG Laser von Dauerstrich-Diodenlasern kontinuierlich gepumpt wird. Die Laserpulse werden von einem Güteschalter optimiert, wodurch die Pulse mit einer vernachlässigbaren Verzögerung von unter einer Mikrosekunde sehr variabel abgegeben werden können. Die Pulsenergie lässt bei hohen Frequenzen aufgrund der kurzen Pumpzeiten zwischen den Pulsen nach, was bei dem beschriebenen Laser jedoch erst bei Frequenzen oberhalb von 10 kHz merklich auftritt. Der diodengepumpte Laser ist also aufgrund der variablen Ansteuerung, der kurzen Pulse und der fehlenden Verzögerung sehr gut als Lichtquelle für die Hochgeschwindigkeitskameras geeignet.

Beide beschriebenen Lasersysteme arbeiten mit frequenzverdoppelnden Kristallen und geben Laserlicht im sichtbaren Bereich bei 532 nm ab. Aufgrund der hohen Kohärenz des Laserlichtes lässt es sich jedoch nicht direkt zur Hintergrundbeleuchtung einsetzen. Sobald Laserlicht auf eine Oberfläche auftrifft, was z. B. bei Verwendung einer Streuscheibe unweigerlich der Fall ist, bildet sich aufgrund der Rauigkeit der Oberfläche ein Specklemuster, das auf den Bildern einen fleckigen Hintergrund erzeugt. Um dies zu vermeiden, wurde eine Alternative Beleuchtungstechnik erarbeitet und erstmals am Institut für Thermische Strömungsmaschinen eingesetzt. Hierbei wurde anstelle der Streuscheibe ein Gefäß mit fluoreszierender Flüssigkeit verwendet (siehe Abb. 3.16). Als Fluoreszenzfarbstoff wurde in Ethylenglykol gelöstes Sulforhodamin verwendet. Durch den Einsatz des Fluoreszenzfarbstoffes bildet nicht mehr das auf der Streuscheibe gestreute Laserlicht den hellen Bildhintergrund, sondern das durch den Laser induzierte Fluoreszenzlicht, das nicht kohärent ist und somit auch keine Speckle bildet.

Die beschriebenen Beleuchtungssysteme besitzen jeweils spezifische Stärken, weshalb die geeignete Lichtquelle in Abhängigkeit von Aufgabenstellung und eingesetztem Kamerasystem ausgewählt wurde. Die vorgestellten Kamerasysteme bieten in Kombination mit dem Fernfeld-

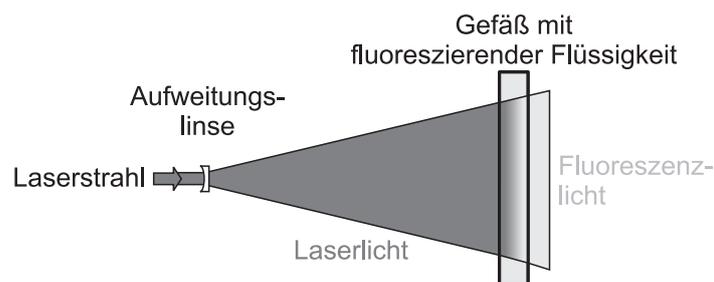


Abb. 3.16: Verwendung eines Lasers als Hintergrundbeleuchtung mit Hilfe einer fluoreszierenden Flüssigkeit

mikroskop und der jeweiligen Lichtquelle vielfältige Einsatzmöglichkeiten zur Untersuchung des Tropfenaufralls im Schattenverfahren. Durch die zielgerichtete Auswahl sowie die sorgfältige Abstimmung und Ansteuerung der Komponenten wurde die Möglichkeit geschaffen, erstmals den Aufprall von einzelnen Tropfen in mikroskopischen Dimensionen zu beobachten und zu analysieren. Die Analyse beinhaltet eine Auswertung der erfolgreich aufgenommenen Bilder hinsichtlich der auftretenden Tropfengrößen und -geschwindigkeiten. Das dabei eingesetzte Verfahren zur Bildauswertung wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

3.3.4 Bildauswertung

Bei der Auswertung einer größeren Anzahl an Einzelmessungen ist generell eine manuelle Analyse der Tropfen auf jedem einzelnen Bild nicht durchführbar, weshalb im Allgemeinen computergestützte Bildanalysetechniken für diese Aufgabe eingesetzt werden. Für die Untersuchung der Tropfen-Wand-Interaktion wurde das Softwarepaket *DaVis* der Firma *LaVision* verwendet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde es an die spezifischen Randbedingungen der angestrebten Experimente angepasst und zusätzlich um die Schnittstelle zur Ansteuerung der Hochgeschwindigkeitskamera *HSFC-Pro* erweitert. Dieses Programm bietet zusätzlich zu einer Vielzahl von Routinen zur Bildauswertung auch umfangreiche Möglichkeiten zur Ansteuerung von Hardwarekomponenten. Nach der Erweiterung um eine zusätzliche Schnittstelle können sowohl alle in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Kamerasysteme als auch alle in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Lichtquellen vollständig von *DaVis* angesteuert werden. Die aufgenommenen Partikelbilder können mit diesem Softwarepaket sowohl mit Hilfe von PIV Algorithmen als auch mit einer implementierten Option zur Analyse von Schattenbildern (*SizingMaster*) ausgewertet werden. Die Funktionsweise des *SizingMaster* beruht auf einem Prinzip der Bildanalyse, das bereits von Fantini et al. (1990) vorgestellt wurde und im Folgenden kurz erläutert werden soll.

Um die einzelnen Partikel auf einem Schattenbild analysieren zu können, müssen sie zunächst vom Hintergrund separiert werden. Hierzu muss jede Aufnahme von einem Referenzbild subtrahiert werden, das zuvor vom gleichen Bildausschnitt mit identischer Beleuchtung jedoch ohne Partikel aufgenommen wurde. Dieser Ablauf ist in Abb. 3.17 skizziert.

Nach erfolgter Subtraktion sind nur noch die aufgenommenen Partikel im Bild vorhanden und können als Peaks in der Intensitätsverteilung detektiert werden. Die Intensitätsfunktionen je-

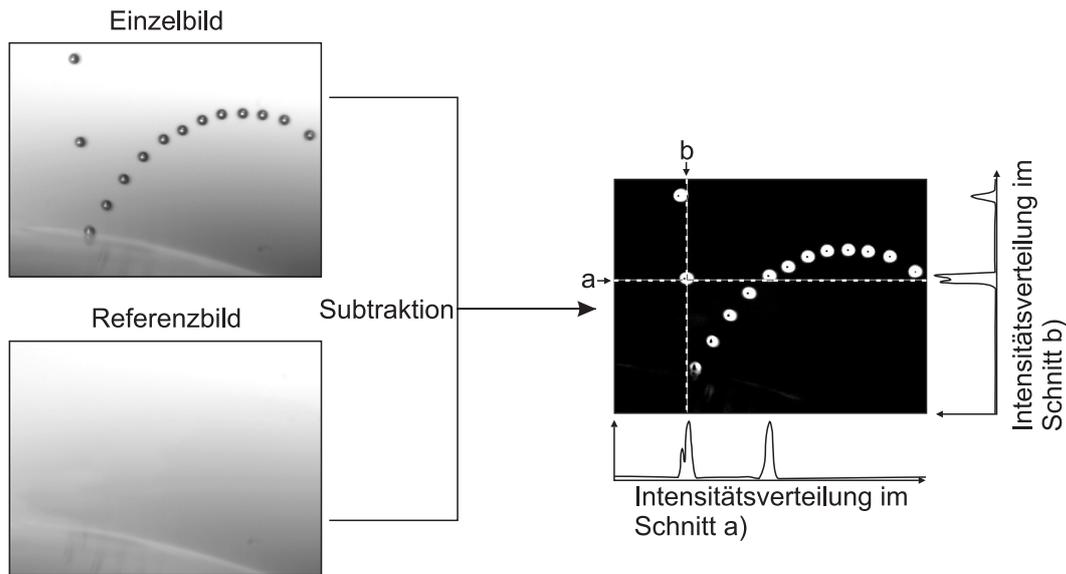


Abb. 3.17: Ablauf bei der Auswertung von Schattenbildern mit Hilfe des *SizingMaster*

weils einer Zeile und einer Spalte des Bildes sind in Abb. 3.17 dargestellt, wodurch die Repräsentation von Partikeln in der Funktion deutlich wird. Die weitere Aufgabe der Software ist nun, jedes einzelne Partikel zu erkennen und separat hinsichtlich seiner Form und Größe zu analysieren. Hierzu müssen einige Schwellenwerte vorgegeben werden, die abhängig von der Helligkeit des Hintergrundes und dem Kontrast der Partikel für jede Versuchsreihe angepasst werden müssen. Dazu zählen zunächst für eine erste Analyse ein globaler Schwellenwert und ein globales Minimum, die als *Global Threshold* und *Minimum* bezeichnet werden. Der globale Schwellenwert, angegeben in Prozent, wird zunächst in eine Intensität umgerechnet, indem er mit dem absoluten Maximum der Intensitätsfunktion des jeweiligen Bildes multipliziert wird. Er dient dazu, Partikel generell zu identifizieren und vom Grundrauschen zu separieren. Zu diesem Zweck werden alle Bereiche des Bildes gesucht, deren Intensität höher als der globale Schwellenwert ist. Das globale Minimum verhindert dabei eine Suche nach Partikeln im Grundrauschen des Bildes für den Fall, dass kein einziges Partikel auf dem Bild vorhanden war, indem nur dann nach Partikeln gesucht wird, wenn der globale Schwellenwert nach seiner Umrechnung in eine Intensität größer als das angegebene globale Minimum ist. Die Vorgehensweise dieser ersten Analyse ist in Abb. 3.18 zusammen mit den beschriebenen Schwellenwerten dargestellt.

Nachdem in diesem ersten Durchgang die vorhandenen Partikel lokalisiert worden sind, wird in einem zweiten Durchgang ihre Form vermessen. Dazu müssen zuvor zwei weitere prozentuale Schwellenwerte (*High Level* und *Low Level*) angegeben werden, die nun abhängig vom Intensitätsmaximum des jeweiligen Partikels in Intensitäten umgerechnet werden (siehe Abb. 3.19). Im Anschluss daran ermittelt die Software jeweils die Anzahl der Pixel, deren Intensitäten über dem *High Level* und über dem *Low Level* liegen. Aus diesen beiden Werten wird dann je eine Partikelfläche ermittelt, aus der unter Annahme eines kreisrunden Partikels ein zugehöriger Durchmesser errechnet wird. Zusätzlich wird an beiden Intensitätsniveaus die längste und kürzeste Achse bestimmt, aus der Flächenschwerpunkt und Exzentrizität berechnet werden.

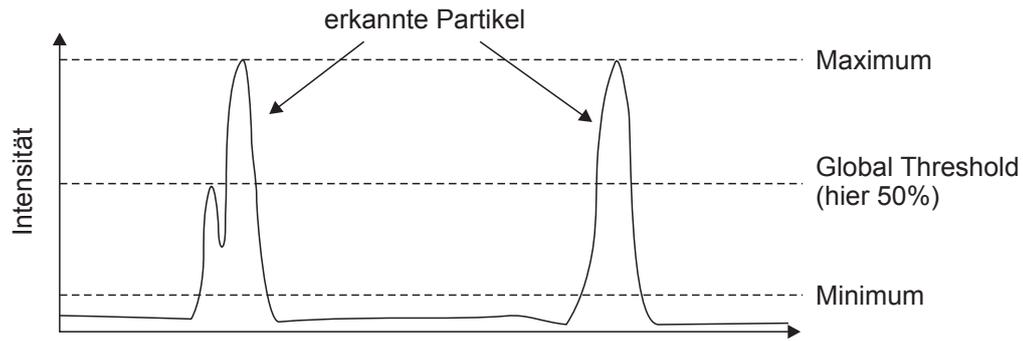


Abb. 3.18: Identifikation von Partikeln in der Intensitätsfunktion

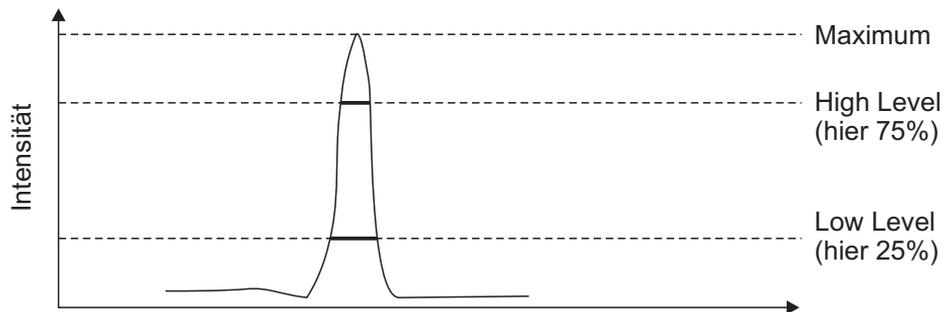


Abb. 3.19: Vermessung der gefundenen Partikel bezüglich Form und Größe

Die Größe, die letztendlich dem Partikel zugeordnet wird, ist das Mittel aus den an beiden Intensitätsniveaus bestimmten Werten. Der Unterschied zwischen diesen beiden Werten kann zur Identifikation von unscharfen Partikeln herangezogen werden, die bei Überschreiten einer anzugebenden Schwelle verworfen werden. Die Intensitätsfunktionen eines scharfen im Vergleich zu einem unscharfen Partikelbild sind beispielhaft in Abb. 3.20 skizziert.

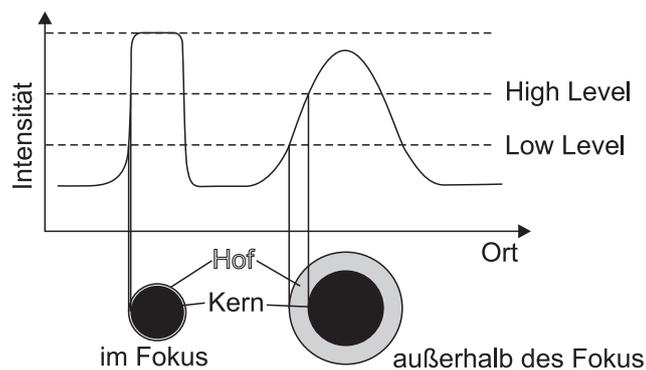


Abb. 3.20: Identifikation von unscharfen Partikelbildern anhand der Intensitätsfunktion

Das Analysetool *SizingMaster* bietet zusätzlich die Möglichkeit, bei Auswertung von Doppelbildern die Geschwindigkeit der Partikel zu bestimmen. Hierzu werden beide Bilder zunächst separat hinsichtlich vorhandener Partikel und deren jeweiliger Größe analysiert. Anschließend wird jedes Partikel des ersten Bildes in einem bestimmaren Umkreis seiner ersten Position auf dem zweiten Bild gesucht und anhand der Größe validiert, ob es sich wirklich um dasselbe Partikel handelt. Bei gefundenen Paaren wird daraufhin anhand der zurückgelegten Distanz und

Richtung in Verbindung mit dem bekannten Zeitabstand zwischen den beiden Belichtungen der Geschwindigkeitsvektor des Partikels ermittelt. Ein besonderer Vorteil liegt hierbei in der simultanen Erfassung von Geschwindigkeit und Größe der einzelnen Partikel, wodurch auch die Partikelgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Partikelgröße ausgewertet werden kann, was eine wichtige Größe für die Charakterisierung von polydispersen Sprays darstellt.

Die *SizingMaster* Option bildet in Kombination mit *DaVis* ein umfangreiches Programmpaket zur Aufnahme und Auswertung von Schattenbildern. Das Programm übernimmt dabei sowohl die Ansteuerung der eingesetzten Hardware als auch die Auswertung der aufgenommenen Bilder. Als Ergebnis stellt es die Tropfengrößenverteilungen und bei Doppelbildern auch die Geschwindigkeiten der auftretenden Partikel zur Verfügung. Mit dem vorgestellten Versuchsaufbau und der Messtechnik stehen insbesondere aufgrund der sorgfältigen Auswahl sowie der optimalen Abstimmung und Ansteuerung der Komponenten umfangreiche Möglichkeiten zur Untersuchung der Tropfen-Wand-Interaktion zur Verfügung. Die Ergebnisse, die mit dem beschriebenen Versuchsaufbau und den vorgestellten Messsystemen erzielt wurden, sollen im folgenden Kapitel vorgestellt werden.

4 Experimente zum Tropfenaufprall

Wie bei der Vorstellung des aktuellen Kenntnisstandes in Kap. 2 herausgestellt wurde, hat die Sprühstrahl- bzw. Tropfen-Wand-Interaktion einen signifikanten Einfluss auf die Gemischbildung, der bislang noch nicht zufriedenstellend mit Hilfe von Modellen beschrieben werden konnte. Aufgrund von in bisherigen Veröffentlichungen herausgearbeiteten Grenzen der Skalierbarkeit von Ergebnissen mit millimetergroßen Tropfen aus Wasser lag ein Schwerpunkt der aktuellen Arbeit auf der Nähe zur Realität. Die experimentelle Untersuchung der Wand-Interaktion sollte unter Bedingungen durchgeführt werden, die den realen Gegebenheiten des Ottomotors mit Direkteinspritzung nahezu entsprechen.

Um den bereits angesprochenen Grenzen der Beschreibung des Spray-Aufpralls mit Hilfe einer Überlagerung von Einzeltropfenereignissen gerecht zu werden, wurde zusätzlich die zeitliche und räumliche Überlagerung von Aufprallereignissen direkt experimentell analysiert. Im folgenden Kapitel sollen zunächst die realen Vorgänge beim Wandaufprall eines Sprays analysiert werden, soweit sie gegenwärtig messtechnisch erfasst werden können. Darauf aufbauend werden Untersuchungen mit Einzeltropfen vorgestellt und im Weiteren wird auf die Änderungen, die eine zeitliche und räumliche Überlagerung hervorrufen, näher eingegangen.

4.1 Wandaufprall eines realen DI-Sprays

Der Einspritzstrahl eines DI-Ottomotors besteht aus sehr vielen sehr kleinen Tropfen, die ein extrem dichtes Spray bilden (vgl. Abb. 1.1). Für eine schnelle und zielgerichtete Gemischbildung wird der Kraftstoff unter hohem Druck zerstäubt, was zu kleinen Tropfendurchmessern und hohen Tropfengeschwindigkeiten führt (SMD kleiner $20\ \mu\text{m}$, z. B. Kufferath et al. (2003)). Neben dem Einspritzdruck wird die Strahlcharakteristik der DI-Einspritzdüsen maßgeblich von den Umgebungsbedingungen beeinflusst. Die ersten modernen Ottomotoren mit Direkteinspritzung waren mit Drall-Injektoren ausgerüstet, die auch heute noch in Serienmotoren eingesetzt werden. Das Spray von Drall-Injektoren bildet einen Hohlkegel, der aber bei Einspritzvorgängen mit Gegendruck kollabiert, wodurch sich seine räumliche Ausdehnung deutlich verändert. Zukünftige strahlgeführte Brennverfahren sind allerdings auf eine exakte Positionierung von Strahl und Zündkerze angewiesen, weshalb Drall-Injektoren für diese Anwendung ungeeignet sind (siehe u.a. Fraidl et al., 1996, Kneer et al., 2002, Preussner und Kampmann, 1997, Wolters et al., 2001).

Gegenwärtig werden Mehrloch-Injektoren für den Einsatz in Motoren mit Direkteinspritzung favorisiert, da sie ein erheblich stabileres Strahlverhalten aufweisen. Zur Charakterisierung des von einem Mehrloch-Injektor erzeugten Sprays zeigt Abb. 4.1 Anzahl- und Massenverteilung bei einem Einspritzdruck von 100 bar und atmosphärischem Gegendruck.

Das Spray weist unter den dargestellten Bedingungen einen SMD von $12,9\ \mu\text{m}$ auf und die Anzahlhäufigkeit zeigt den sehr großen Anteil an sehr kleinen Tropfen unterhalb von $5\ \mu\text{m}$. Eine Auswertung des Massenanteils macht jedoch klar, dass dieser Teil der Tropfen nur einen

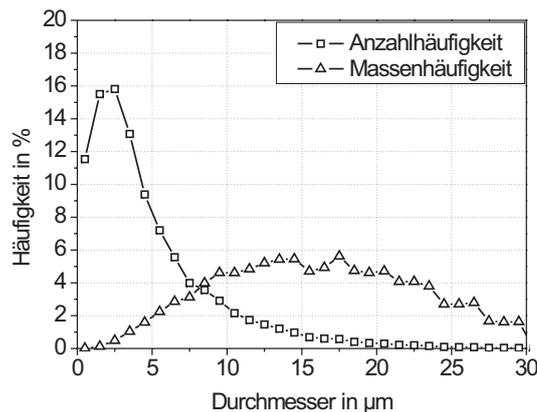


Abb. 4.1: Vergleich der Anzahl- und Massenhäufigkeit in einem DI-Spray (Nauwerck et al., 2005)

sehr geringen Anteil an der Kraftstoffmasse des Sprays hat. Für die Untersuchung der Spray-Wand-Interaktion verdeutlichen diese Überlegungen, dass trotz einer sehr großen Anzahl noch kleinerer Tropfen diejenigen unterhalb von ungefähr $5\ \mu\text{m}$ einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Transport von Kraftstoffmasse ausüben.

Zur weiteren Charakterisierung eines typischen DI-Einspritzstrahls wurde ebenfalls ein Mehrloch-Injektor herangezogen. Hierbei handelte es sich um eine 4-Loch Einspritzdüse der Firma Bosch mit einem Strahlwinkel von 26° . Die Untersuchung der Strahlausbreitung und des Aufpralls auf eine Wand wurde in einer Druckkammer durchgeführt, die über gute optische Zugänge verfügt und einen Druck bis zu 25 bar bei einer Temperatur von bis zu 200°C ermöglicht. Der Einspritzdruck betrug bei diesen Untersuchungen 200 bar. Um einen Einblick in die beim Aufprall eines realen DI-Sprays ablaufenden Prozesse zu bekommen, wurden unter Verwendung der Hochgeschwindigkeitskamera *HSFC-Pro* Bilderserien von Einspritzereignissen aufgenommen. Da die Spraybildung deutlichen Schwankungen unterliegt, ist bei diesen Untersuchungen der Einsatz einer zeitlich hoch auflösenden Messtechnik unabdingbar. Die Verwendung der Kamera liefert neben der möglichen Analyse von Größen- und Geschwindigkeitsverhältnissen auch einen anschaulichen Eindruck der auftretenden Phänomene. Abb. 4.2 zeigt zunächst das globale Strahlbild bei verschiedenen Umgebungsbedingungen.

Der Aufnahmezeitpunkt liegt jeweils ungefähr $250\ \mu\text{s}$ nach dem ersten Wandkontakt und der Bildausschnitt ist $32 \times 21\ \text{mm}^2$ groß. Abb. 4.2(a) zeigt das Strahlbild bei Atmosphärendruck und -temperatur. Es sind deutlich die getrennten Strahlen erkennbar, die durch die vier Löcher der Düse gebildet werden. Aufgrund des kleinen Öffnungswinkels liegen die Strahlen sehr nahe beieinander. Der hohe Einspritzdruck von 200 bar führt zu sehr großen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Strahlen von ungefähr $120\ \text{m/s}$. Bei stärkerer Vergrößerung wurde zudem festgestellt, dass die Strahlen nicht nur Tropfen, sondern auch noch einige Ligamente beinhalteten.

Im Vergleich dazu zeigt Abb. 4.2(b) die Strahlen, die bei einem Umgebungsdruck von 8 bar gebildet werden. Aufgrund der größeren Dichte der Umgebung brechen die Strahlen deutlich stärker auf und werden breiter. Der geringe Öffnungswinkel des Injektors führt zu einer gegen-

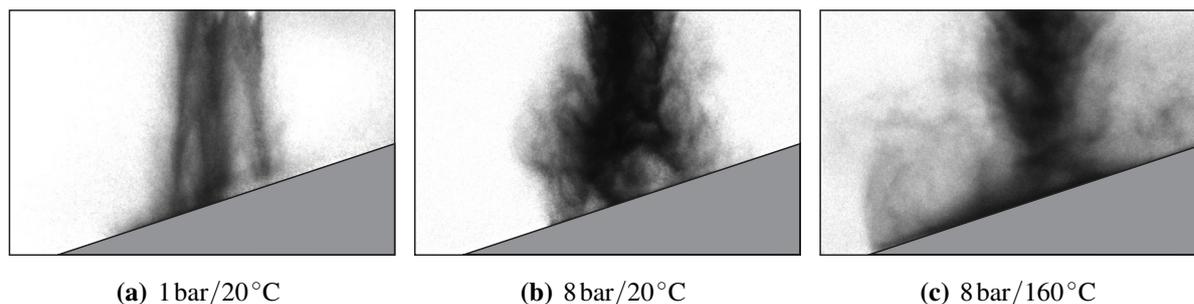


Abb. 4.2: Vergleich der Spraybildung bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen, jeweils als Absolutdruck und -temperatur angegeben ($\approx 250 \mu\text{s}$ nach Aufprall, Ausschnitt $32 \times 21 \text{ mm}^2$)

seitigen Beeinflussung in Form einer Annäherung der vier Strahlen. Durch den Gegendruck verringert sich die Geschwindigkeit der Strahlausbreitung deutlich und beträgt nun noch 25 m/s . Der erhöhte Umgebungsdruck bewirkt eine verbesserte Zerstäubung, so dass keine Ligamente mehr im Strahl vorhanden sind und der Strahl unter diesen Bedingungen aus einer Vielzahl sehr kleiner Tropfen besteht.

Abb. 4.2(c) zeigt schließlich das Strahlbild bei zusätzlich zum Druck erhöhter Umgebungstemperatur von 160°C . Die hohe Umgebungstemperatur führt zu einer intensivierten Verdampfung des Kraftstoffs, was anhand der Schlieren, die den Strahl in der Abbildung umgeben, deutlich wird. Jedoch werden die Möglichkeiten und die Qualität der bildgebenden Untersuchung von der intensiven Schlierenbildung stark eingeschränkt, weshalb die weiteren Experimente bei erhöhtem Druck und niedriger Umgebungstemperatur von 20°C durchgeführt wurden. Abb. 4.3 zeigt den zeitlichen Ablauf des Aufpralls des Strahls auf eine schiefe Wand unter diesen Umgebungsbedingungen.

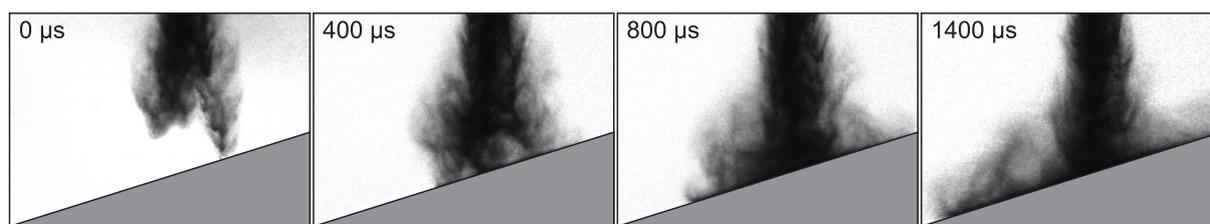


Abb. 4.3: Visualisierung der globalen Ausbreitung eines realen DI-Sprays (Benzin, $p_{DK} = 8 \text{ bar}$, $T_{DK} = 20^\circ\text{C}$, $v_{tip} \approx 20 \text{ m/s}$, Ausschnitt $35 \times 26 \text{ mm}^2$)

Die Zeitangaben bezeichnen den Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum ersten Bild. Auf diesem ersten Bild (Abb. 4.3 ganz links) ist erkennbar, dass der Strahl nicht gleichmäßig dicht ist, sondern einen kompakten Kern aufweist, der von dünneren Spraybereichen umgeben ist. Diese Bereiche existieren an den Rändern des Strahls, an denen aufgrund starker Wirbel kleine Tropfen aus dem Strahlinneren heraus nach außen transportiert werden. Zusätzlich gibt es solche Bereiche aber auch an den einzelnen Strahlspitzen, was in der Abbildung gut zu erkennen ist. Wodurch diese entstehen, konnte anhand der durchgeführten Untersuchungen nicht vollständig geklärt werden. Eine Ursache hierfür kann die Düsenadel sein, die unter Umständen die vier

Düsenlöcher nicht gleichmäßig freigibt. Die Existenz dieser Bereiche führt zu deutlichen Unterschieden der Form der Strahlspitze von Zyklus zu Zyklus, da sie nicht ständig und auch nicht immer an der Spitze desselben Strahls auftreten. Auch die Aufprallsituation der Tropfen variiert von Zyklus zu Zyklus, je nachdem ob der dichte Kern oder ein dünnerer Spraybereich zuerst die Wand erreicht.

Nachdem der Strahl die Wand erreicht hat, baut sich auf der Wand ein dünner Film auf, der sich schnell ausbreitet. An der Spitze dieses Films bildet sich aufgrund der induzierten Luftbewegung ein Wirbel aus, der kleine Tropfen transportiert und zu den späteren Zeitpunkten in Abb. 4.3 gut zu erkennen ist. Um die Aufprallsituation der Tropfen innerhalb des Sprays etwas genauer zu analysieren, wurden Bilder mit einer stärkeren Vergrößerung aufgenommen. Abb. 4.4 zeigt erstmals in dieser Deutlichkeit eine Bildfolge des Aufpralls der ersten Tropfen eines realen Sprays auf die Wand. Anhand der gezeigten Bilder wird zusätzlich die Leistungsfähigkeit der eingesetzten Messtechnik deutlich. Zur Orientierung ist auf den ersten beiden Bildern die Wandoberfläche mit Hilfe einer gestrichelten Linie angedeutet. Weiterhin muss beachtet werden, dass auf der Wandoberfläche Spiegelbilder der ankommenden Tropfen zu sehen sind.

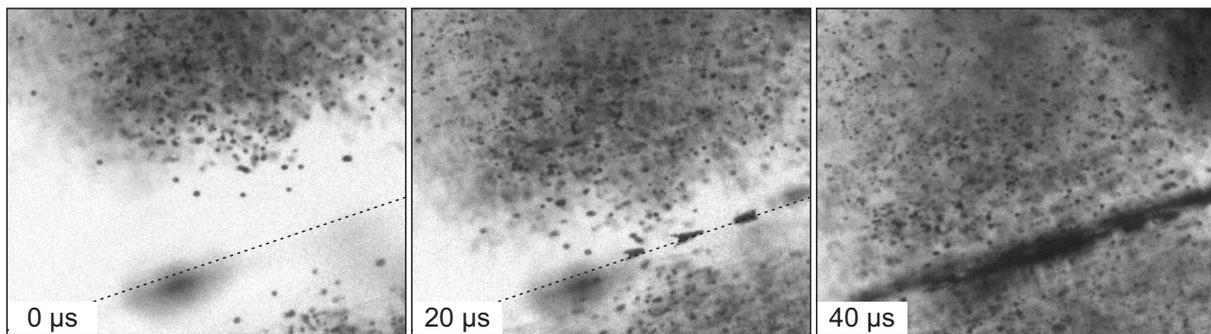


Abb. 4.4: Aufprall einzelner Tropfen des Sprays an der Sprayspitze
(Benzin, $v_{PT} \approx 20 \text{ m/s}$, Ausschnitt $2,3 \times 1,9 \text{ mm}^2$)

Wiederum ist der Zeitabstand relativ zum ersten Bild angegeben. Auf den Bildern ist eine sehr große Anzahl einzelner Tropfen deutlich zu erkennen. Diese Tropfen haben eine Größe von $20 - 35 \mu\text{m}$ und bewegen sich mit ungefähr 20 m/s . Das mittlere Bild zeigt den Aufprall der allerersten Tropfen. Die sich auf der Wand ausbreitende Lamelle bildet eine aufsteigende Krone, deren Asymmetrie auf den Aufprallwinkel zurückgeführt werden kann. Das letzte Bild verdeutlicht die große Anzahl an nachfolgenden Tropfen. Die Vorgänge auf der Wand sind nicht mehr deutlich zu erkennen, aber die große Anzahl an auftreffenden und noch nachfolgenden Tropfen verdeutlicht, dass schon nach sehr kurzer Zeit nach dem ersten Auftreffen auf die Wand kein ungestörter Aufprall einzelner Tropfen auf eine trockene Oberfläche mehr erfolgen kann. Darüber hinaus verdeutlichen diese Visualisierungen eindrucksvoll, wie stark sich die realen Bedingungen des Sprayaufpralls vom Aufprall einzelner millimetergroßer Tropfen unterscheidet. Diese Tatsache unterstreicht weiterhin die Wichtigkeit der angestrebten Untersuchungen unter möglichst realitätsnahen Bedingungen sowie der detaillierten Analyse der räumlichen und zeitlichen Interaktion, denn beim Aufprall eines realen Sprays dominiert eine massive Überlage-

zung von Aufprallereignissen. Diese resultiert sowohl aus der Interaktion der sich ausbreitenden Lamellen als auch aus dem Auftreffen der Tropfen auf die Lamelle eines vorangegangenen Aufprallereignisses. Abb. 4.5 verdeutlicht darüber hinaus die äußerst große Anzahl an Tropfen, die innerhalb sehr kurzer Zeit auf die Wand auftreffen.

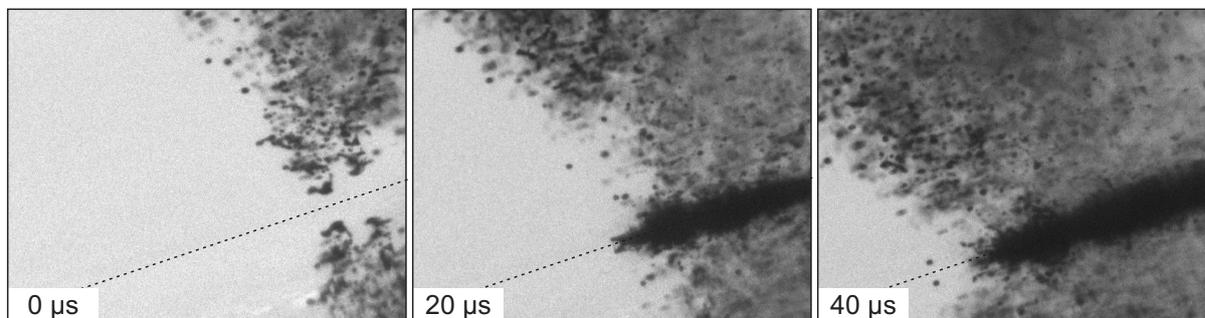


Abb. 4.5: Überlagerung der einzelnen Aufprallereignisse durch das extrem dichte Spray (Benzin, $v_{PT} \approx 28 \text{ m/s}$, Ausschnitt $1,7 \times 1,35 \text{ mm}^2$)

In diesem Fall trifft ein etwas dichterer Spraybereich auf die Wand auf. Im Vergleich zu Abb. 4.4 zeigen die Aufnahmen einen weiter verkleinerten Bildbereich von $1,7 \times 1,35 \text{ mm}^2$ und die Sprayspitze bewegt sich mit 28 m/s etwas schneller. Es wird sehr gut verdeutlicht, dass unter den dargestellten Bedingungen eine sehr große Anzahl an Tropfen sehr dicht nebeneinander beinahe gleichzeitig auf die Wand auftrifft. Im gezeigten Fall ist kein einzelnes Aufprallereignis mehr erkennbar, vielmehr überlagert sich von Anfang an eine Vielzahl von Aufprallereignissen.

Die vorgestellte bildbasierte Untersuchung des Wandaufpralls von realen DI-Sprays zeigt deutlich die Komplexität der auftretenden Prozesse auf. Das Spray besteht aus einer sehr großen Anzahl sehr kleiner Tropfen, die sich mit hoher Geschwindigkeit fortbewegen. Zu Beginn des Aufpralls können vereinzelt Aufprallereignisse von Einzeltropfen identifiziert werden, jedoch führt die große Dichte des Sprays zu einer verstärkten zeitlichen und räumlichen Überlagerung mehrerer Aufprallereignisse. Dieser Umstand resultiert in einer Einschränkung der Möglichkeiten der bildbasierten Analyse, da deshalb nur der Beginn des Aufpralls von ihr erfasst werden kann. Zudem baut sich sehr schnell ein Film an der Wand auf, der nicht nur innerhalb der Fokusebene vorliegt, sondern auch große Bereiche davor und dahinter einnimmt. Daher wurden nur die ersten Vorgänge beim Aufprall sowie der Randbereich des sich ausbreitenden Films analysiert.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass unter den realen Randbedingungen von Ottomotoren mit Direkteinspritzung hauptsächlich eine Deposition beim Tropfenaufprall auftritt. Diese Tatsache beschränkt sich allerdings auf den Tropfenaufprall auf eine trockene Oberfläche, da der Aufprall auf den sich bildenden Wandfilm nicht erfasst werden konnte. Die ausbreitende Lamelle bildet eine Krone aus, die aber nicht zu Sekundärtropfen zerfällt, wenn keine Interaktion mit anderen Aufprallereignissen stattfindet. Zusätzlich durchgeführte Untersuchungen unter atmosphärischen Bedingungen haben gezeigt, dass bei den hierbei auftretenden extrem hohen Aufprallgeschwindigkeiten von deutlich über 100 m/s die sich bildende Krone durchaus instabil wird und zu Sekundärtropfen zerfällt. Da aber die realen Randbedingungen in den allermeisten

Fällen einen erhöhten Umgebungsdruck bedeuten, kann davon ausgegangen werden, dass diese hohen Aufprallgeschwindigkeiten im realen Motor nur selten auftreten.

Da nur ein sehr kleiner Teil des realen Sprayaufpralls messtechnisch erfassbar ist, sind Untersuchungen unter vereinfachten Randbedingungen unabdingbar. Die vorgestellten Ergebnisse des realen Sprays verdeutlichen die Randbedingungen, unter denen vereinfachte Untersuchungen mit einzelnen Tropfen durchgeführt werden sollten. Zusätzlich zu den Charakteristika der Aufprallereignisse von einzelnen Tropfen, wie die dynamische Ausbreitung und die Sekundärtropfenentstehung durch den thermischen Einfluss einer heißen Oberfläche, wird im Folgenden auch auf die zeitliche und räumliche Interaktion mehrerer Aufprallereignisse detailliert eingegangen.

4.2 Wandaufprall von einzelnen Tropfen

Die Untersuchung des Aufpralls von einzelnen Tropfen unter realitätsnahen Bedingungen des DI-Ottomotors stellt unter anderem aufgrund der mikroskopischen Dimensionen enorme Anforderungen sowohl an den Versuchsaufbau als auch an die Messtechnik. Der Versuchsaufbau muss die Erzeugung der Tropfen sowie den Aufprall an der gewünschten Stelle sicher stellen und die Messtechnik muss eine zuverlässige Erfassung der Aufprallprodukte ermöglichen. Wie im Abschnitt 3.1 detailliert beschrieben, wurde die Tropfenerzeugung durch eine Kombination eines piezoerregten Generators und einer aerodynamischen Beschleunigung realisiert. Die räumliche und zeitliche Synchronisierung von Tropfenerzeugung und Bilderfassung wurde mit Hilfe einer Selektionseinheit sichergestellt.

Aufgrund der sehr kleinen Abmessungen der Tropfen und der angestrebten hohen Aufprallgeschwindigkeiten waren geringfügige Schwankungen der Aufprallstelle nicht zu vermeiden. Unter anderem aus diesem Grund wurde, wie in Abschnitt 3.3 detailliert dargestellt, anstatt eines *Phasen Doppler Anemometers (PDA)* eine bildbasierte Erfassung des Tropfenaufpralls durchgeführt. Hierbei liefern die Bilder zusätzlich zur Erfassung der Tropfengrößen und -geschwindigkeiten von Primär- und Sekundärtropfen Informationen zum genauen Aufprallort und zu den ablaufenden Prozessen. Auf dem Weg zu einer detaillierten Beschreibung des Aufprallverhaltens von mikrometergroßen Tropfen (im Bereich von $50\mu\text{m}$) wird im folgenden Abschnitt zunächst das rein dynamische Ausbreitungsverhalten analog zu Abschnitt 2.2.1 vorgestellt und anschließend der Einfluss einer heißen Wand näher beleuchtet.

4.2.1 Dynamisches Verhalten

Wie bereits eingehend erläutert, existieren sehr viele detaillierte Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten beim Aufprall von einzelnen Tropfen, die allerdings ausschließlich auf Experimenten mit millimetergroßen Tropfen beruhen. Hierbei wurden unterschiedliche Flüssigkeiten eingesetzt, um durch eine Variation der Stoffwerte auf das Aufprallverhalten von sehr kleinen Tropfen schließen zu können. Der Reinstoff, der den Eigenschaften von realem Ottokraftstoff am nächsten kommt, ist Isooktan. Aus diesem Grund wurden die meisten Untersuchungen mit Isooktantropfen durchgeführt. Um zu überprüfen, ob für das dynamische Verhalten von

Kraftstofftropfen beim Aufprall der Zusammenhang zwischen millimetergroßen und mikrometergroßen Tropfen gegeben ist, wurden zunächst umfangreiche Experimente zum Aufprall von einzelnen kleinen Isooktantropfen auf eine trockene kalte Oberfläche durchgeführt. Als Wandelement wurde in allen dargestellten Fällen die fein gedrehte Oberfläche eingesetzt (vergl. Abschnitt 3.2), da im untersuchten Bereich kein signifikanter Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit festgestellt werden konnte. Das Aufprallverhalten auf die verschiedenen Oberflächen ist in Richter et al. (2002a) und DWDIE (2003) enthalten.

Zur Analyse der Ausbreitung der Lamelle auf der Wand wurden Bilderserien des Aufpralls mit der Hochgeschwindigkeitskamera *HSFC-Pro* aufgenommen, deren Aufbau und Funktionsweise in Abschnitt 3.3.1 detailliert beschrieben ist. Der eingesetzte Tropfengenerator zur Erzeugung der einzelnen Tropfen wurde in Abschnitt 3.1.1 und der vollständige Versuchsaufbau in Abschnitt 3.2 vorgestellt. Für die Untersuchung der Dynamik wurde die Primärtropfengröße zwischen 25 und 95 μm sowie die Aufprallgeschwindigkeit zwischen 2,5 und 32 m/s variiert.

Abb. 4.6 zeigt beispielhaft den kompletten Aufprallvorgang eines 67 μm großen Tropfens, der mit 15,4 m/s auf die Wand auftrifft. Der dargestellte Bildausschnitt ist $290 \times 230 \mu\text{m}^2$ groß und der Aufnahmezeitpunkt jedes Bildes ist jeweils relativ zum Aufprall angegeben.

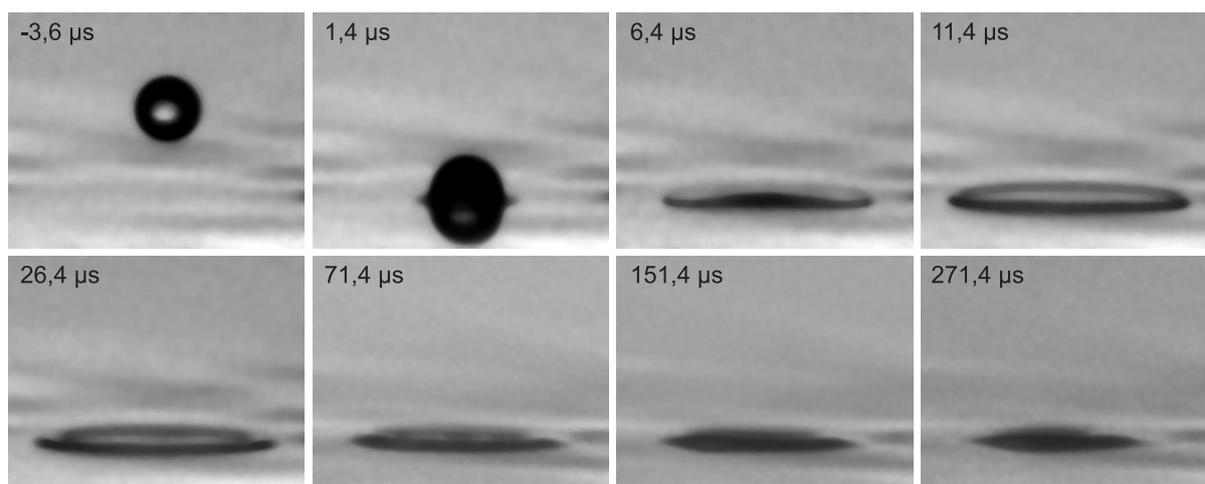
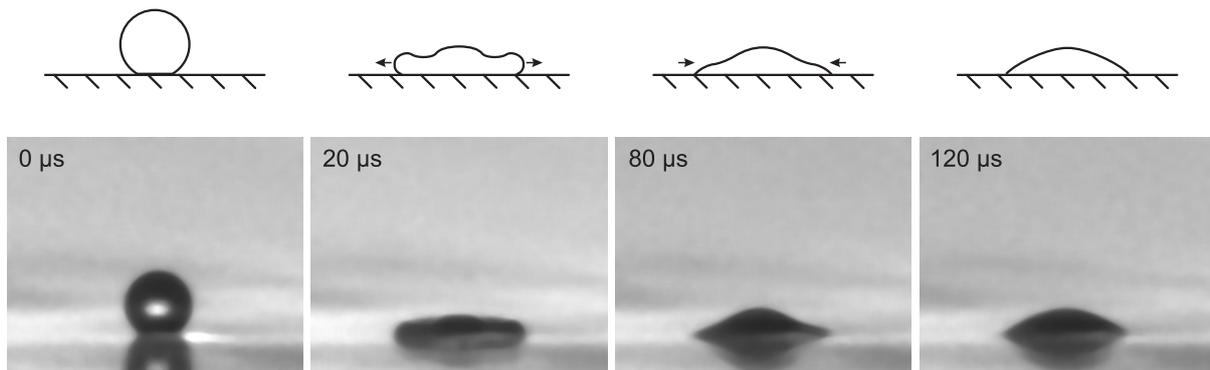


Abb. 4.6: Visualisierung des Ausbreitungsverhaltens eines kleinen Isooktantropfens ($d_{PT} = 67 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 15,4 \text{m/s}$, Ausschnitt $290 \times 230 \mu\text{m}^2$)

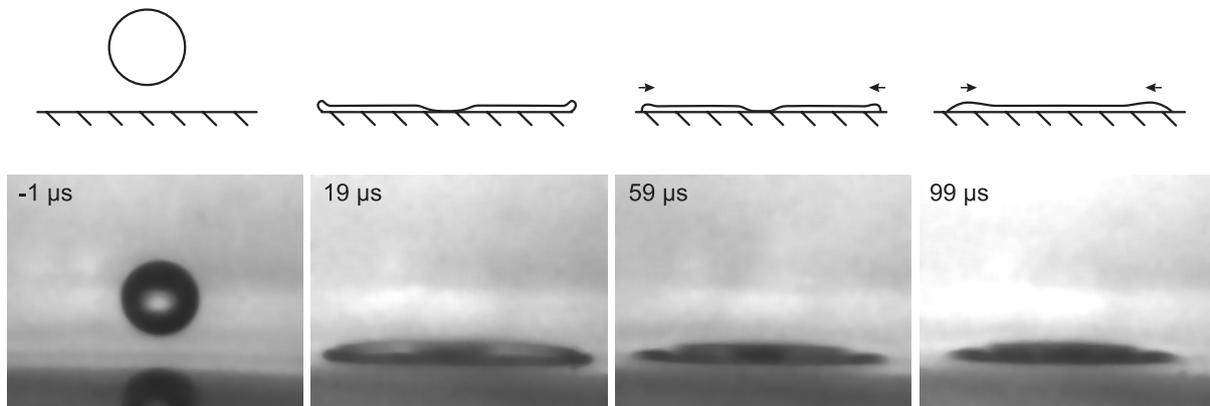
Die angegebenen Zeitpunkte zeigen deutlich, in welcher extrem kleinen Zeitskala die Prozesse ablaufen. Die Ausbreitungsphase (vgl. Abschnitt 2.2.1) ist bereits nach 15 μs vollständig abgeschlossen und der maximale Durchmesser der Lamelle auf der Wand von 240 μm erreicht. Die Rückzugsphase dauert dagegen wesentlich länger und ist erst nach 270 μs abgeschlossen, wobei der statische Durchmesser der Lamelle 170 μm beträgt. Grundsätzlich kann anhand der Abbildung festgestellt werden, dass der qualitative Ablauf des erstmals derart detailgetreu visualisierten Aufprallprozesses eines extrem kleinen Tropfens den Aufprallprozessen von großen Tropfen aus der Literatur sehr ähnlich ist (z.B. Rioboo et al., 2002). Sowohl die Bilder an sich als auch der Vergleich mit Daten aus der Literatur weisen darauf hin, dass die Oberfläche trotz der kleinskaligen Rauigkeit (vgl. Abb. 3.8) für den Tropfen sehr glatt ist, was die in Abschnitt 3.2

aufgestellte Vermutung bestätigt, dass die Oberflächenbeschaffenheit in der Größenskala der Tropfen einer sanften Hügellandschaft gleicht.

Einen Vergleich der Ausbreitungsvorgänge mit verschiedenen Aufprallenergien zeigt Abb. 4.7. Zur Verdeutlichung der Bewegungsrichtung der Lamelle sind in den Skizzen Richtungspfeile angegeben. Abb. 4.7(a) zeigt den Aufprall eines $69\ \mu\text{m}$ großen Tropfens, der mit einer Geschwindigkeit von $2,75\ \text{m/s}$ auf die Wand auftrifft. Nach ungefähr $40\ \mu\text{s}$ hat die Lamelle ihren maximalen Durchmesser von $146\ \mu\text{m}$ erreicht und beginnt, sich wieder zusammenzuziehen. Die anschließende Rückzugsphase ist nach ungefähr $100\ \mu\text{s}$ und mit Erreichen eines statischen Durchmessers von $125\ \mu\text{m}$ beendet.



(a) Isooktan, $d_{PT} = 69\ \mu\text{m}$, $v_{PT} = 2,75\ \text{m/s}$, $We = 20$, Ausschnitt $290 \times 230\ \mu\text{m}^2$



(b) Isooktan, $d_{PT} = 76\ \mu\text{m}$, $v_{PT} = 12\ \text{m/s}$, $We = 414$, Ausschnitt $290 \times 230\ \mu\text{m}^2$

Abb. 4.7: Ausbreitungsverhalten bei unterschiedlichen Primärtropfengeschwindigkeiten

Die Ausbreitung der Lamelle beim Tropfenaufprall mit höherer Energie verdeutlicht Abb. 4.7(b). In diesem Fall trifft ein $76\ \mu\text{m}$ großer Tropfen mit $12\ \text{m/s}$ auf die Wand auf. Die maximale Ausbreitung der Lamelle ist nach $19\ \mu\text{s}$ mit einem Durchmesser von $266\ \mu\text{m}$ bereits erreicht, die Rückzugsphase jedoch zum letzten Aufnahmezeitpunkt von $99\ \mu\text{s}$ noch nicht vollständig abgeschlossen, sodass keine genaue Aussage über den statischen Durchmesser getroffen werden kann. Für eine genauere Beurteilung der Dauer der Rückzugsphase hätten Serien mit größerem Zeitabstand zwischen den einzelnen Bildern aufgenommen werden müssen, was aber eine Beurteilung der Ausbreitungsphase erschwert hätte, da innerhalb ihrer kurzen Dauer dann zu wenige Bilder aufgenommen worden wären.

Ein Vergleich der beiden dargestellten Vorgänge zeigt Unterschiede in der Ausbreitung der Lamelle, die bei höherer Aufprallenergie wesentlich dünner ist und sich deutlich weiter auf der Wand ausbreitet. Im gezeigten Fall (Abb. 4.7(b)) fällt ein Fleck in der Mitte der Lamelle auf, der darauf hindeutet, dass dort keine ebene Flüssigkeitsoberfläche vorliegt. Vielmehr scheint die Ausbreitung derart intensiv zu sein, dass die Flüssigkeit aus dem Zentrum der Lamelle nahezu vollständig nach außen fließt und in der Mitte ein Loch im Flüssigkeitsfilm entsteht. Somit bildet die Lamelle auf der Wand einen Ring anstelle einer Scheibe.

Weiterhin ist die Dauer der Ausbreitungsphase bei höherer Aufprallenergie deutlich kürzer, wohingegen die Rückzugsphase deutlich länger zu sein scheint. Diese Beobachtung lässt sich anhand der jeweils treibenden Kräfte bei Ausbreitung und Zusammenziehen erklären. Während für die Ausbreitung der Lamelle die Aufprallenergie maßgeblich ist, wird die Rückzugsphase von der Oberflächenspannung dominiert. In beiden Fällen wirken Viskosität und Benetzung der jeweiligen Bewegung entgegen. Während sich also die Aufprallenergie auf die Ausbreitung direkt auswirkt, steht sie mit der Rückzugsphase nur indirekt über den maximalen Lamellendurchmesser und somit über die Größe der gebildeten Oberfläche in Zusammenhang. Daraus folgt, dass sich die Lamelle bei höherer Aufprallenergie deutlich schneller ausbreitet und nur etwas schneller wieder zusammenzieht. Hierbei muss ein weiterer Weg zurückgelegt werden, woraus insgesamt kürzere Ausbreitungs-, aber längere Rückzugszeiten resultieren.

Auf diese Art wurde die Dynamik beim Aufprall von einer Vielzahl von unterschiedlichen Tropfendurchmessern und -geschwindigkeiten untersucht. Abb. 4.8 zeigt zusammenfassend die Verläufe des Lamellendurchmessers über der Zeit für verschiedene Aufprallenergien. Vergleichend sind die Ergebnisse von Rioboo et al. (2002) dargestellt.

Um die Ergebnisse der hier untersuchten realitätsnahen mikrometergroßen Tropfen mit denen millimetergroßer Tropfen aus der Literatur vergleichen zu können, ist der *Spread Factor* d^* über der dimensionslosen Zeit t^* dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass der generelle Verlauf der Kurven sehr gut übereinstimmt. Dabei passen die Experimente mit gleichen *We*-Zahlen nicht direkt zusammen. Die Ergebnisse der mikrometergroßen Tropfen sind zu kleineren *We*-Zahlen hin verschoben, was auf die Rauigkeit der Wandoberfläche zurückgeführt werden kann. Während die Ausbreitung der millimetergroßen Tropfen durch die Rauigkeit behindert wird, ist ihr Einfluss auf die Ausbreitung der mikrometergroßen Tropfen geringer, da sich für diese die Oberfläche als sehr glatt darstellt.

Ein weiteres Augenmerk bei den vorgestellten Untersuchungen lag auf der Identifizierung der Grenze zur Destruktion. Abb. 4.9 zeigt ein Beispiel eines Aufprallvorgangs bei Destruktion, wobei ein $50\ \mu\text{m}$ großer Tropfen mit $34\ \text{m/s}$ auf die Wand auftrifft. Es ist deutlich zu erkennen, dass die sich ausbreitende Lamelle einzelne Jets ausbildet, die spontan zerfallen.

Eine eindeutige Schwelle zwischen Deposition und Destruktion konnte trotz einer Vielzahl von Experimenten nicht identifiziert werden, da vermutlich weitere unberücksichtigte Einflussfaktoren vorgelegen haben. Dennoch kann aber festgehalten werden, dass die geringste zur Destruktion führende Aufprallenergie beim Aufprall eines $60\ \mu\text{m}$ großen Tropfens vorlag, der mit $21,6\ \text{m/s}$ auf die Wand auftraf. Diese Bedingungen führen zu einer *K*-Zahl nach Mundo von 215, die damit jedoch deutlich über den aus der Literatur berichteten Werten liegt (vgl. Ab-

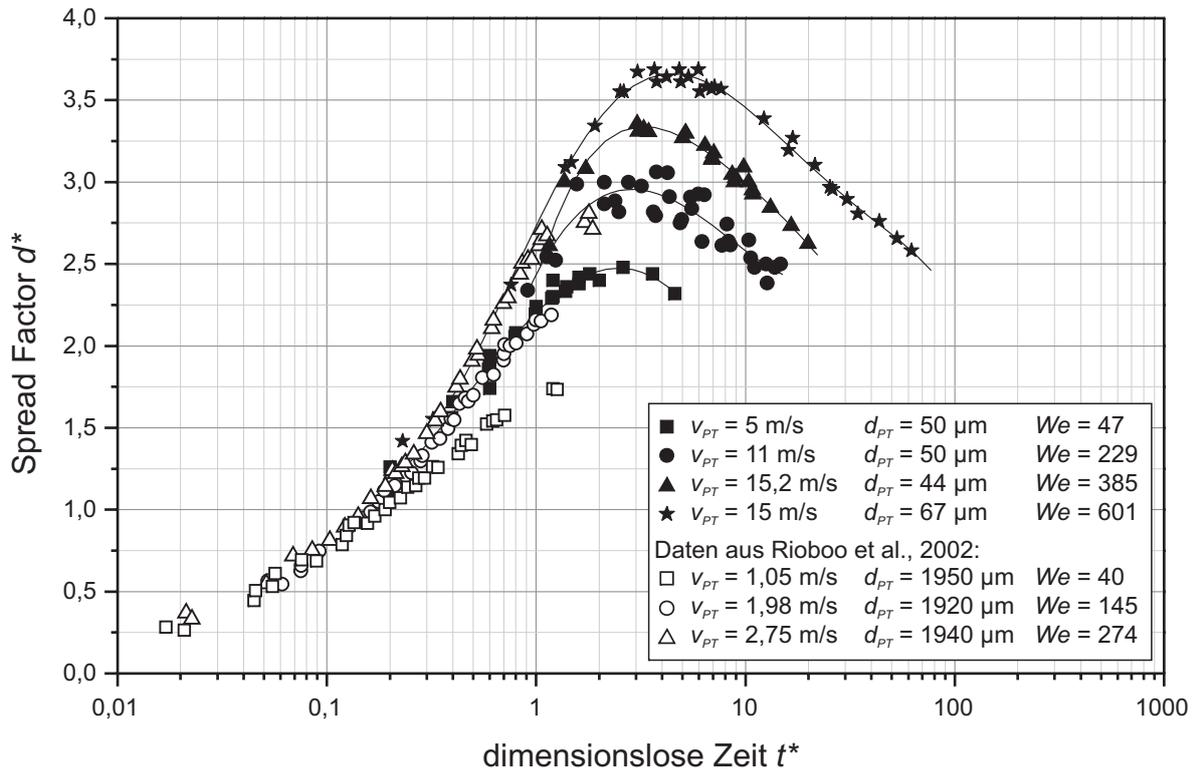


Abb. 4.8: Ausbreitungsverhalten abhängig von der We -Zahl (geschlossene Symbole) und Vergleich mit Daten von millimetergroßen Tropfen (offene Symbole (Rioboo et al., 2002))

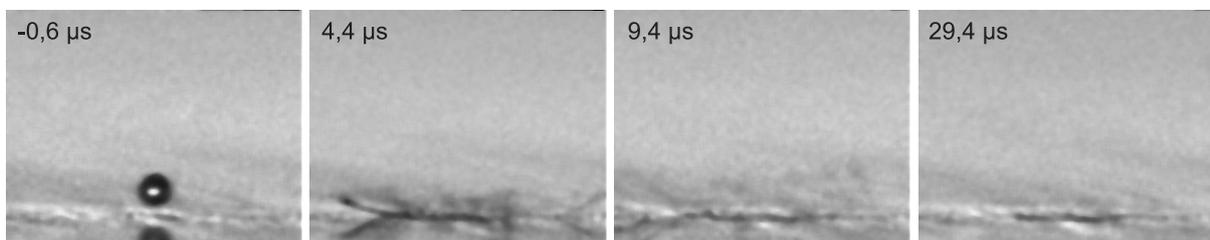


Abb. 4.9: Auftreten von prompter Destruktion
(Isooktan, $d_{PT} = 50 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 34 \text{m/s}$, $We = 2188$, Ausschnitt $432 \times 346 \mu\text{m}^2$)

schnitt 2.2.1). Auch in diesem Fall kann die Rauigkeit der Oberfläche, die sehr schwer zu skalieren ist, für eine Erklärung herangezogen werden. Wie bereits mehrfach beschrieben, wirkt die Oberfläche für mikrometergroße Tropfen aufgrund der Größenverhältnisse der Rauigkeitsstrukturen stets sehr glatt. Da eine raue Oberfläche die Destruktion begünstigt, führt somit eine glatte Oberfläche zu einer Verschiebung der Grenze zur Destruktion, was sich in einer Vergrößerung der K -Zahl äußert.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die umfangreichen Untersuchungen zu den dynamischen Abläufen beim Tropfenaufprall von kleinen Kraftstofftropfen eine prinzipielle Ähnlichkeit und Vergleichbarkeit zu Ergebnissen mit großen Tropfen aus der Literatur aufweisen. Das Ausbreitungsverhalten der mikrometergroßen Tropfen konnte mit Hilfe der dimensionslosen

Darstellung des *Spread Factors* d^* in Abhängigkeit der dimensionslosen Zeit t^* trotz der deutlichen Größenunterschiede von mehreren Größenordnungen sehr gut mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen werden. Die Grenze zwischen Deposition und Destruktion konnte bei diesen Untersuchungen nicht eindeutig identifiziert werden, was zum großen Teil auf die Rauigkeitsverhältnisse zurückzuführen ist. Wie bereits bei der Untersuchung des realen Sprayaufpralls festgestellt wurde (siehe Abschnitt 4.1), deuten auch die Untersuchungen zur dynamischen Ausbreitung der Lamelle darauf hin, dass unter den erwarteten Bedingungen der Direkteinspritzung im Ottomotor hauptsächlich Deposition auftritt, da die Grenze zur Destruktion zu sehr großen Aufprallgeschwindigkeiten hin verschoben ist.

Nachdem in den vorgestellten Experimenten das dynamische Verhalten der mikrometergroßen Tropfen charakterisiert wurde, wird im Folgenden der thermische Einfluss einer heißen Oberfläche näher analysiert. Hierbei liegt der Schwerpunkt zunächst auf der phänomenologischen Untersuchung der ablaufenden Prozesse.

4.2.2 Thermisches Verhalten

In den vorangegangenen Abschnitten wurde festgestellt, dass unter den untersuchten Bedingungen keine dynamisch initiierte Sekundärtropfenbildung auftritt. Generell entstehen Sekundärtropfen außer bei der Destruktion auch aufgrund des thermischen Einflusses einer heißen Oberfläche (siehe Abschnitt 2.2.3). Um die Auswirkung einer heißen Oberfläche, die im Fall eines DI-Ottomotors in jedem Fall vorhanden ist, auf den Aufprall von mikrometergroßen Kraftstofftropfen zu charakterisieren, wurden umfangreiche Experimente bei unterschiedlichen Wandtemperaturen durchgeführt, die zum Teil in Richter et al. (2003b) veröffentlicht sind. Aus grundlegenden Untersuchungen zum Einfluss eines erhöhten Umgebungsdrucks konnte die dimensionslose Wandtemperatur T^* (definiert in Gl. 4.1) als wichtige Bezugsgröße identifiziert werden (DWDIE, 2003).

$$T^* = \frac{T_W}{T_{siede}} \quad (4.1)$$

Da T^* die thermischen Randbedingungen der heißen Wand unabhängig von anderen Umgebungsbedingungen charakterisiert und sie darüber hinaus für verschiedene Flüssigkeiten vergleichbar macht, wird sie für die Vorstellung der Ergebnisse herangezogen. Den grundlegenden Einfluss der Wandtemperatur auf den Tropfenaufprall stellt Abb. 4.10 vor.

In der Abbildung ist horizontal angeordnet der zeitliche Ablauf des Aufpralls eines einzelnen $80 \mu\text{m}$ großen Isooktantropfens dargestellt, der mit $7,8 \text{ m/s}$ auf die Wand auftrifft. Zusätzlich sind Aufprallvorgänge bei verschiedenen Wandtemperaturen vertikal gegliedert. Der Bildausschnitt ist jeweils $750 \times 600 \mu\text{m}^2$ groß und der Zeitpunkt jeder Aufnahme ist relativ zum Aufprall angegeben. Die niedrigste Wandtemperatur liegt bei $T^* = 1,10$. Wie deutlich zu erkennen ist, breitet sich der Tropfen auf der Wand aus, zieht sich bis zu seinem statischen Durchmesser wieder zusammen und verdampft langsam. Nach ungefähr $400 \mu\text{s}$ entstehen Dampfblasen in der Flüssigkeit, die unter Bildung vereinzelter extrem kleiner Sekundärtropfen zerplatzen. Dieser Vorgang ist jedoch nur sehr schwach ausgeprägt, weshalb er in der Abbildung kaum erkennbar

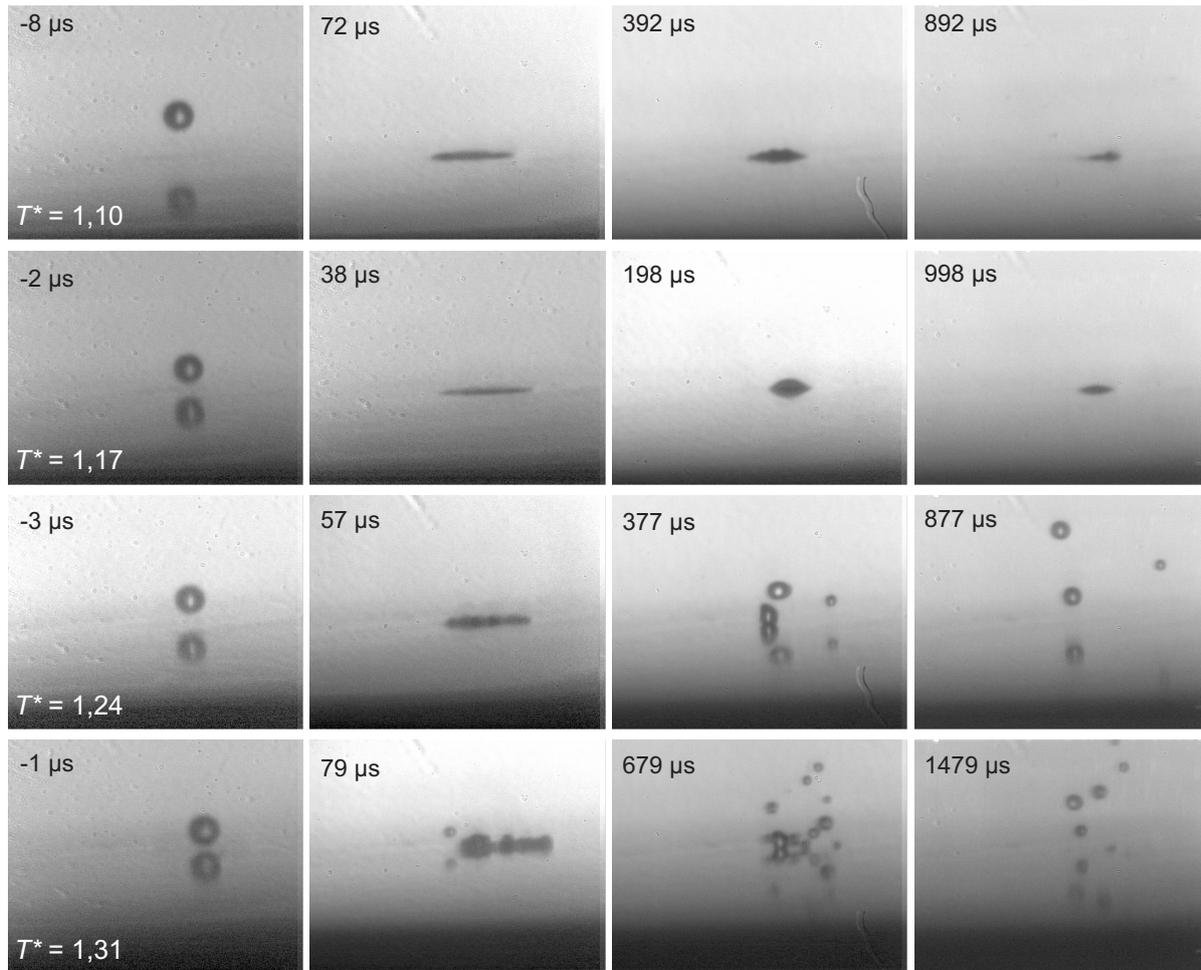


Abb. 4.10: Einfluss der Wandtemperatur

(Isooktan, $d_{PT} = 80 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{ m/s}$, Ausschnitt $750 \times 600 \mu\text{m}^2$)

ist. Eine Erhöhung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,17$, dargestellt in der zweiten Zeile von Abb. 4.10, resultiert in keiner erkennbaren Änderung.

Erst eine weitere Erhöhung der Temperatur der Oberfläche auf $T^* = 1,24$ verursacht einen deutlich unterschiedlichen Ablauf. Der Wärmeeintrag in die Flüssigkeit ist unter diesen Umständen so groß, dass sich die Lamelle nicht mehr ungestört zusammenziehen kann, sondern während der Rückzugsphase in mehrere Tropfen zerfällt. Diese heizen sich langsam auf und beginnen sich nach ungefähr $300 \mu\text{s}$ von der Wand wieder zu lösen. Eine Steigerung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,31$ führt dazu, dass dieser Vorgang schneller und heftiger abläuft, was durch den anwachsenden Wärmestrom erklärt werden kann. Unter diesen Bedingungen verlässt bereits nach $80 \mu\text{s}$ der erste Sekundärtropfen die Wand. Der zuletzt beschriebene Zerfall der Lamelle in mehrere Tropfen unterscheidet sich deutlich von den weiter oben beschriebenen Dampfblasen. Bei den höheren Wandtemperaturen werden keine Dampfblasen mehr gebildet und es entstehen nur die erkennbaren größeren Sekundärtropfen.

Diese Unterschiede im thermisch initiierten Prozess der Sekundärtropfenbildung sind aus der Literatur von Untersuchungen mit millimetergroßen Tropfen bekannt und werden als *Blasensie-*

den und *Filmsieden* bezeichnet. Beim *Blasensieden* entstehen in der Flüssigkeitslamelle auf der Wand Dampfblasen, die wachsen und zerplatzen. Dieses Phänomen wird durch einen großen Wärmeeintrag in die Flüssigkeit verursacht, der sich nur bei direktem Kontakt zwischen Flüssigkeit und Wand und dadurch guter Wärmeleitung ausbilden kann. Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, erreicht der Wärmestrom in die Flüssigkeit abhängig von der Überhitzung an der Wand zunächst ein Maximum und fällt daraufhin bis zum Leidenfrostpunkt wieder ab. Oberhalb der Leidenfrosttemperatur wird die Flüssigkeit von der Wand durch ein Dampfpolster getrennt, was den Wärmestrom stark behindert. Durch den verringerten Wärmestrom und die Möglichkeit der seitlichen Dampfabfuhr bilden sich keine Dampfblasen mehr, was anhand der Bildung größerer Sekundärtropfen beobachtet werden kann und als *Filmsieden* bezeichnet wird.

Dieser Übergang zwischen Blasen- und Filmsieden vollzieht sich in Abb. 4.10 zwischen den Wandtemperaturen von $T^* = 1,17$ und $1,24$. Zum Vergleich ist in Abb. 4.11 der Vorgang des Blasen- und Filmsiedens für millimetergroße Tropfen, wie ihn Cossali et al. (2002b) beobachteten, dargestellt. Die gezeigten Untersuchungen wurden mit destilliertem Wasser durchgeführt. Weitere Untersuchungen mit einem Gemisch aus Glycerin und Wasser zeigten, dass das generelle Bild der Siedevorgänge für die unterschiedlichen Flüssigkeiten ähnlich ist (Cossali et al., 2002a).

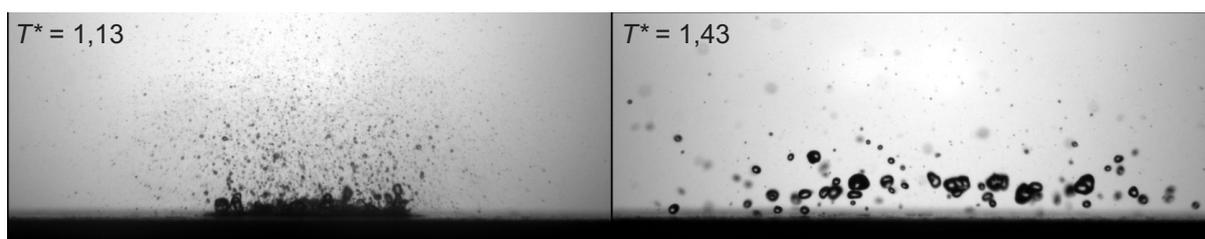


Abb. 4.11: Blasensieden (links) und Filmsieden (rechts) von millimetergroßen Tropfen (Cossali et al., 2002b)
(Destilliertes Wasser, $d_{PT} = 2100 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 3,13 \text{ m/s}$, $t_{nA} = 7400 \mu\text{s}$,
Ausschnitt $\approx 27800 \times 9900 \mu\text{m}^2$)

Der hauptsächliche und deutlich erkennbare Unterschied zu den vorher dargestellten Ergebnissen aus eigenen Untersuchungen mit mikrometergroßen Tropfen ist die Anzahl an gebildeten Sekundärtropfen. Damit direkt verbunden ist das Größenverhältnis zwischen Primär- und Sekundärtropfen. Diese Beobachtung lässt vermuten, dass eine direkte Skalierung der Größenverhältnisse nicht anwendbar ist, da dafür die Anzahl der Sekundärtropfen konstant bleiben müsste. Vielmehr bilden sich vor allem im Bereich des Filmsiedens keine beliebig kleinen Sekundärtropfen. Eine weitere Beobachtung, die beim Vergleich der Ergebnisse mikrometergroßer Tropfen mit denen von millimetergroßen Tropfen gemacht werden kann, ist eine unterschiedliche Zeitskala. Während im Fall der großen Tropfen bei hohen Wandtemperaturen bereits während der Ausbreitungsphase Siedevorgänge beobachtet werden können, treten diese im Fall der kleinen Tropfen erst in der Rückzugsphase auf. Für eine weitere Analyse der Vorgänge beim Aufprall von mikrometergroßen Tropfen auf eine heiße Wand zeigt Abb. 4.12 die Auswirkung unterschiedlicher Aufprallgeschwindigkeiten.

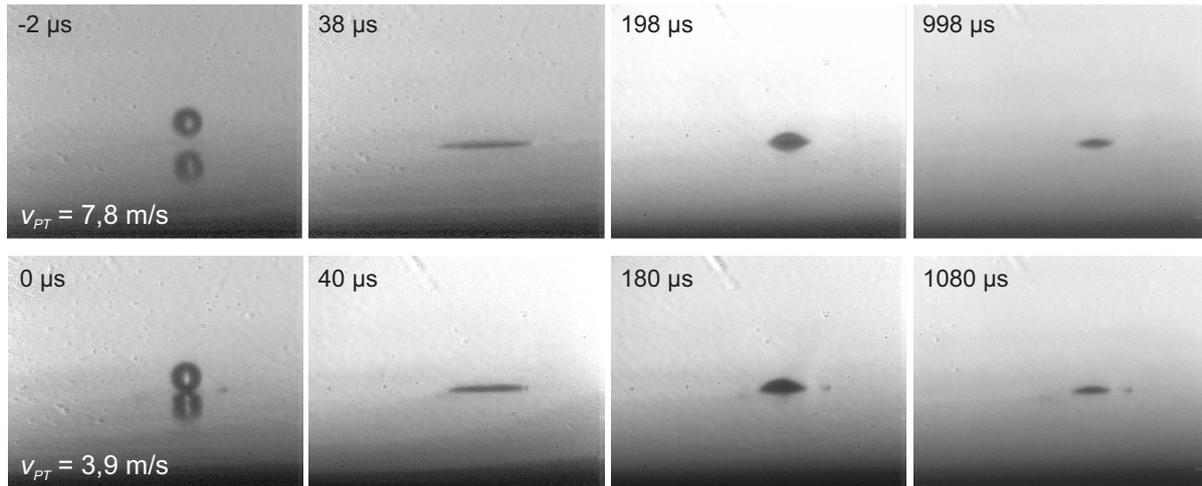


Abb. 4.12: Einfluss der Aufprallgeschwindigkeit

(Isooktan, $d_{PT} = 80 \mu\text{m}$, $T^* = 1,17$, Ausschnitt $750 \times 600 \mu\text{m}^2$)

Die obere Bildreihe zeigt den Aufprall unter den gleichen Bedingungen, die auch schon in Abb. 4.10 gewählt waren, wohingegen die untere Zeile die Vorgänge bei einer niedrigeren Aufprallgeschwindigkeit von $3,9 \text{ m/s}$ zeigt. In Abschnitt 4.2.1 wurde bereits festgestellt, dass sich in diesem Parameterbereich an den Ausbreitungsvorgängen außer der Geschwindigkeit der Lamelle und dem maximalen Durchmesser nichts ändert. Darüber hinaus setzt unter den dargestellten Bedingungen der thermische Einfluss erst nach Beendigung der Rückzugsphase ein. Daraus lässt sich kein maßgeblicher Einfluss der Aufprallgeschwindigkeit auf das thermische Verhalten beim Einzeltropfenaufprall ableiten. Den Einfluss der Primärtropfengröße zeigt Abb. 4.13.

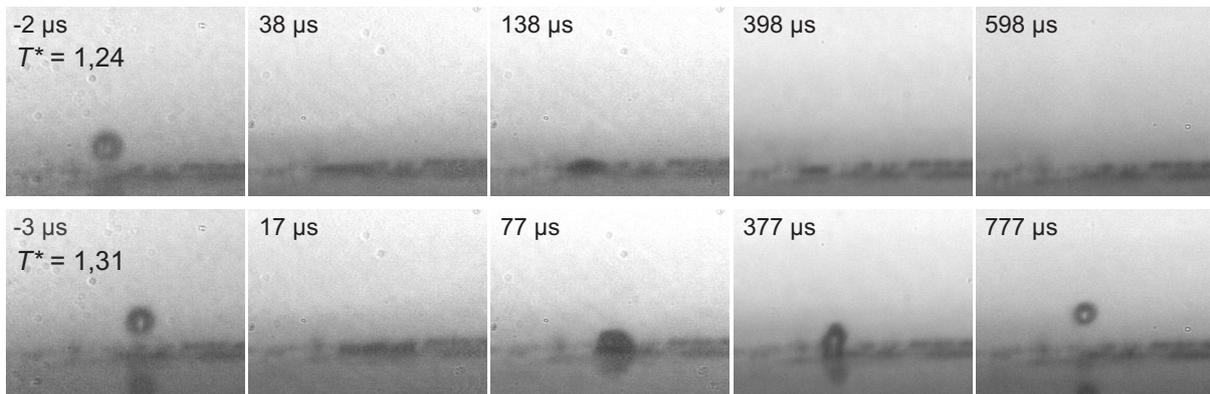


Abb. 4.13: Aufprall von Tropfen mit $d_{PT} = 50 \mu\text{m}$

(Isooktan, $v_{PT} = 7,5 \text{ m/s}$, Ausschnitt $375 \times 300 \mu\text{m}^2$)

Dargestellt ist der Aufprall eines $50 \mu\text{m}$ großen Isooktandropfens, der mit $7,5 \text{ m/s}$ auf die Wand auftrifft. Die obere Reihe zeigt den Ablauf bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$ und die untere bei $T^* = 1,31$. Der Bildausschnitt beträgt in diesem Fall $375 \times 300 \mu\text{m}^2$. Die obere Bildreihe verdeutlicht, dass der Siedevorgang weniger ausgeprägt ist. Aufgrund der kleineren Dimensionen sind Details des Vorgangs schwerer zu identifizieren. Die untere Reihe zeigt ein deutlich anderes Verhalten im Vergleich zu Abb. 4.10. Die Lamelle teilt sich hier nicht mehr in meh-

rere Tropfen, sondern zieht sich wieder vollständig zusammen. Anschließend bäumt sich die Flüssigkeit auf und lässt deutliche Strömungsvorgänge in der Flüssigkeit anhand von Formänderungen erkennen. Dieser Vorgang dauert an, bis sich die Flüssigkeit schließlich als einzelner zusammenhängender Tropfen wieder von der Wand abhebt. Hierbei werden also nicht mehrere kleine Sekundärtropfen generiert, sondern nur ein einzelner, der mit einem Durchmesser von $40\ \mu\text{m}$ lediglich geringfügig kleiner ist als der Primärtropfen. Dieser einzelne Sekundärtropfen entfernt sich mit einer Geschwindigkeit von $0,35\ \text{m/s}$ von der Wand, was ungefähr 5 % der Aufprallgeschwindigkeit entspricht.

Generell ist dieser Vorgang vergleichbar mit der Reflexion. Die Verweildauer der Flüssigkeit auf der Wand ist allerdings wesentlich länger als bei einer dynamisch induzierten Reflexion. Zudem ist die Bewegung des Sekundärtropfens nur durch die thermischen Randbedingungen induziert, da der Impuls des Primärtropfens nach weniger als $80\ \mu\text{s}$ bereits vollständig dissipiert ist, der Tropfen aber erst nach über $500\ \mu\text{s}$ die Wand wieder verlässt. Aufgrund der Ähnlichkeit zur Reflexion und der thermisch induzierten längeren Dauer wird der beobachtete Vorgang auf Grundlage der vorliegenden Arbeit als *Thermische Reflexion* bezeichnet. Die Existenz der Thermischen Reflexion konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals nachgewiesen werden. Sie wurde von bisherigen, in der Literatur beschriebenen Studien nicht erkannt, was vor allem darauf zurückzuführen ist, dass sie bei der Untersuchung millimetergroßer Tropfen nicht in analoger Form auftritt. Im Falle großer Tropfen entstehen bereits in der Ausbreitungsphase mehrere Sekundärtropfen, bevor sich ein zentraler größerer Sekundärtropfen vergleichbar zu der hier gezeigten Thermischen Reflexion bildet (vgl. Chaves et al., 2000). Für eine modellhafte Beschreibung des Aufpralls realer Sprays ist eine Berücksichtigung dieser Erkenntnisse von immenser Bedeutung, da die am häufigsten vorherrschenden Randbedingungen genau im Bereich der Thermischen Reflexion liegen.

Um den Vorgang der Thermischen Reflexion bei der Variation der Tropfengröße näher zu analysieren, wurde der Aufprall bei steigenden Tropfengrößen bzw. Aufprallenergien untersucht. Abb. 4.14 zeigt als Ergebnis den Übergang der Thermischen Reflexion zum Filmsieden.

Wiederum stellt jede Bildreihe den zeitlichen Ablauf eines Aufprallereignisses dar. Der Bildausschnitt beträgt in diesem Fall $375 \times 323\ \mu\text{m}^2$. Die oberste Zeile zeigt den Aufprall eines $44\ \mu\text{m}$ großen Isooktantropfens, der mit $6,9\ \text{m/s}$ auf die Wand auftrifft. Die Thermische Reflexion ist eindeutig erkennbar. Nach der Ausbreitung zieht sich die Lamelle wieder zusammen und $200\ \mu\text{s}$ später verlässt ein $39\ \mu\text{m}$ großer Sekundärtropfen die Wand mit $0,3\ \text{m/s}$. Auch die mittlere Zeile, die den Aufprall eines Tropfens gleicher Größe, jedoch mit einer Aufprallgeschwindigkeit von $9\ \text{m/s}$ zeigt, lässt eine Thermische Reflexion erkennen. Allerdings breitet sich die Lamelle bei diesem Vorgang so weit auf der Wand aus, dass sie in zwei Teile zerfällt. Diese heizen sich getrennt voneinander auf, heben von der Wand ab und nähern sich dann aber einander an. Schließlich vereinigen sie sich wieder zu einem einzelnen Sekundärtropfen, der $37\ \mu\text{m}$ groß ist und die Wand mit einer Geschwindigkeit von $0,2\ \text{m/s}$ verlässt. Dieser Vorgang kann als Übergang von der Thermischen Reflexion zum Filmsieden angesehen werden.

Die unterste Zeile von Abb. 4.14 zeigt schließlich den Ablauf bei nochmals geringfügig erhöhter Aufprallenergie. Dort trifft ein $59\ \mu\text{m}$ großer Tropfen mit $9,7\ \text{m/s}$ auf die Wand auf. Unter diesen Bedingungen kann der Vorgang des Filmsiedens, wie er bereits in Abb. 4.10 vorgestellt wurde,

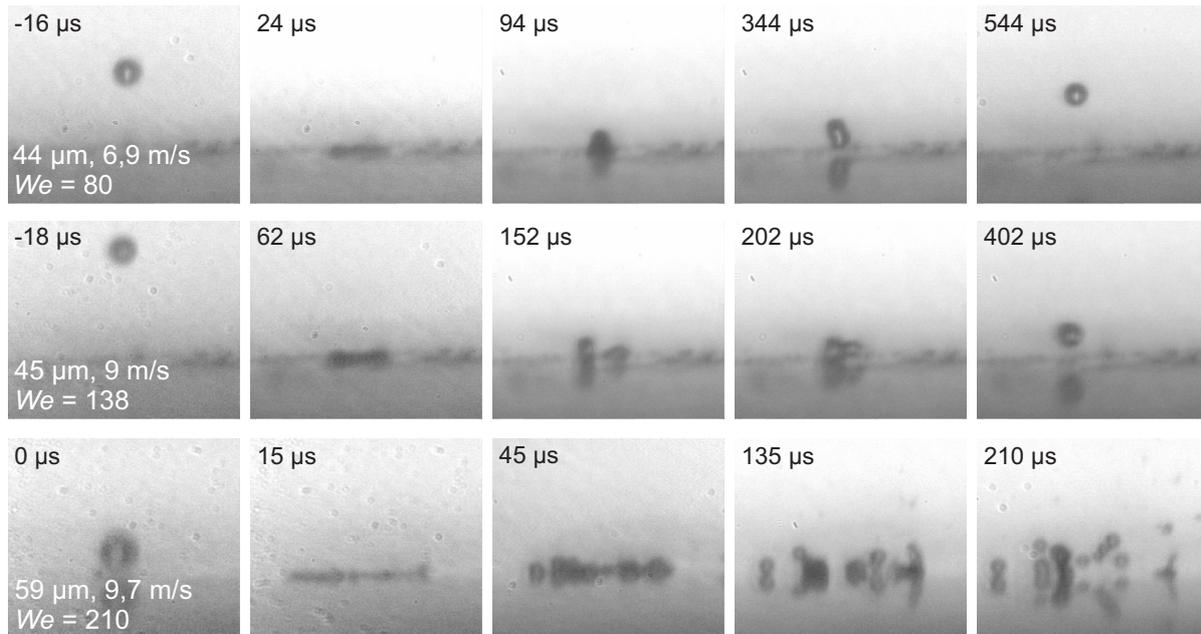


Abb. 4.14: Einfluss der Primärtropfen auf den Vorgang der Thermischen Reflexion (Isooktan, $T^* = 1,31$, Ausschnitt $375 \times 323 \mu\text{m}^2$)

eindeutig identifiziert werden. Die Lamelle zerfällt in der Rückzugsphase in mehrere Tropfen, die sich aufheizen, von der Wand abheben und getrennt voneinander die Wand verlassen.

Es können also zwei Einflussfaktoren für das Auftreten der Thermischen Reflexion benannt werden. Zum einen hat die Ausbreitung der Lamelle, die von Primärtropfengröße und Aufprallgeschwindigkeit bestimmt wird, bedeutenden Einfluss und zum anderen sind die Zeitskalen der Ausbreitung und der Wärmeübertragung entscheidend. Nur wenn die Wärmeübertragung schnell genug abläuft, induziert sie einen Zerfall der Lamelle in der Rückzugsphase. Um den Einfluss der thermischen Zeitskala auf den Vorgang der Thermischen Reflexion zu analysieren, insbesondere auch zur Überprüfung des Einflusses der Stoffwerte auf den Aufprall mikrometergroßer Tropfen, wurden die Untersuchungen zum Wandaufprall zusätzlich auch mit Tropfen aus Ethanol durchgeführt. Die Stoffwerte der eingesetzten Flüssigkeiten sind im Anhang in den Tabellen A.1 und A.2 zusammengefasst. Abb. 4.15 zeigt zunächst die generelle Abhängigkeit des Aufpralls der Ethanoltropfen von der Wandtemperatur.

Um die Ergebnisse der Ethanoltropfen mit denen aus Isooktan vergleichen zu können, wurden dieselben relativen Überhitzungen der Wand in Bezug auf die Siedetemperatur des Stoffes untersucht (vgl. Abb. 4.10). Die Vergleichbarkeit der dynamischen Aufprallbedingungen wurde mit Hilfe der *Capillary-Zahl* (Ca) und der *Laplace-Zahl* (La) sichergestellt. Hierbei wirkt die Ca -Zahl als dimensionslose Geschwindigkeit, die unabhängig von der Tropfengröße ist, und die La -Zahl als dimensionslose Tropfengröße, die unabhängig von der Geschwindigkeit ist. Sowohl für die Experimente mit Isooktan als auch für diejenigen mit Ethanol wurde die Geschwindigkeit der Primärtropfen so gewählt, dass $Ca = 0,2$ gilt. Für die Tropfengröße war dieser Abgleich experimentell nicht möglich, da für eine konstante La -Zahl die Tropfengröße im Fall von Ethanol $d_{PT} = 300 \mu\text{m}$ hätte betragen müssen, der verwendete Tropfengenerator aber derart große Trop-

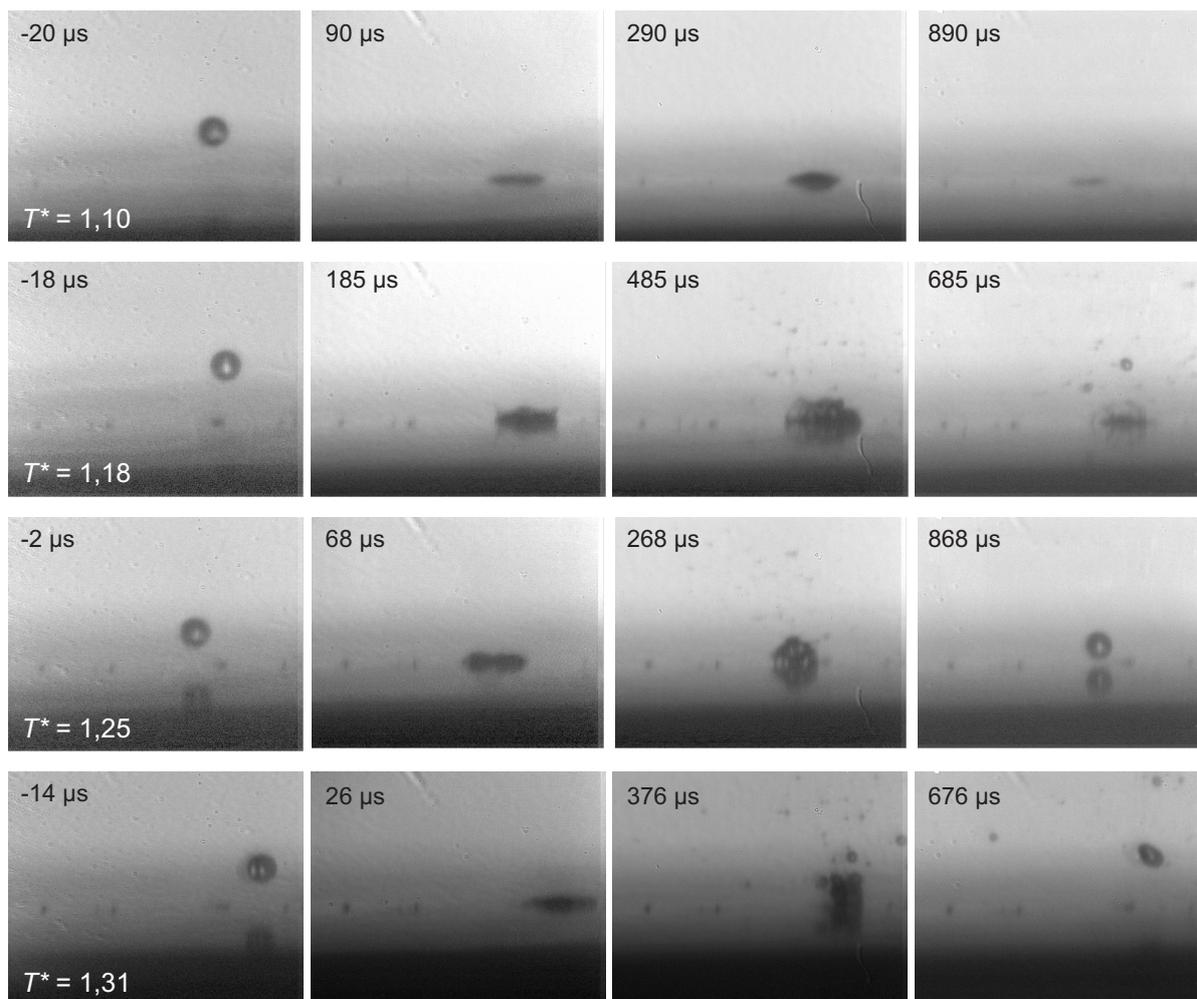


Abb. 4.15: Einfluss der Wandtemperatur bei Ethanoltröpfen
 ($d_{PT} = 80 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 4,2 \text{m/s}$, Ausschnitt $750 \times 600 \mu\text{m}^2$)

fen nicht erzeugen konnte. Deshalb wurde für beide Flüssigkeiten dieselbe reale Tropfengröße von $80 \mu\text{m}$ gewählt. Somit entsprechen die gezeigten Ergebnisse mit Ethanol bei vollständiger dimensionsloser Skalierung dem Aufprall von $20 \mu\text{m}$ großen Isooktantropfen, die mit $7,8 \text{m/s}$ auftreffen.

Bei geringer Überhitzung der Wand (erste Zeile in Abb. 4.15) sind keine signifikanten Unterschiede zu den Isooktantropfen feststellbar. Eine leichte Erhöhung auf 18 % oberhalb der Siedetemperatur führt bereits zu heftigeren Siedevorgängen in der Lamelle. Es sind deutlich die entstehenden Dampfblasen sowie sehr kleine beim Platzen dieser Blasen entstehende Sekundärtropfen zu erkennen. Dieser Vorgang kann daher bereits in den Bereich des Blasensiedens eingeordnet werden. Aufgrund der intensiveren Blasenbildung entfernt sich die Flüssigkeit etwas schneller wieder von der Wand als im Fall von Isooktan. Bereits nach $885 \mu\text{s}$ ist unter diesen Bedingungen keine Flüssigkeit mehr auf der Wand, während bei Einsatz von Isooktan nach $1000 \mu\text{s}$ noch Flüssigkeitsreste erkennbar sind. Ethanol weist mit $0,169 \text{W/mK}$ eine etwas höhere Wärmeleitfähigkeit auf als Isooktan mit $0,135 \text{W/mK}$. Im Gegensatz dazu stehen allerdings eine höhere Verdampfungsenthalpie sowie eine höhere Wärmekapazität (thermische Ei-

genschaften zusammengefasst in Tab. A.2), so dass sich die Unterschiede nicht allein durch die jeweiligen thermischen Stoffeigenschaften erklären lassen. Ein Einflussfaktor, der nicht genau erfasst werden konnte, ist der direkte Wärmeübergang von der Wand in die Flüssigkeitslamelle. Diese Feststellungen legen die Vermutung nahe, dass der Wärmeübergang im Fall von Ethanol deutlich besser sein muss als bei Isooktan. Einen weiteren Anhaltspunkt hierfür liefert die höhere Verdampfungsenthalpie, die ein kleineres Dampfpolster und damit geringere Isolierung zwischen Tropfen und Wand bewirkt.

Eine weitere Erhöhung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,25$ führt zum Auftreten der Thermischen Reflexion. Wie bereits vorher diskutiert, tritt die Thermische Reflexion oberhalb der Leidenfrosttemperatur auf, wenn die dynamische Zeitskala beim Ausbreiten und Zurückziehen der Lamelle auf der Wand kleiner ist als die thermische Zeitskala, die das Auftreten von Siedeeffekten und das Zerteilen der Lamelle auslöst. Da die gezeigte Tropfengröße der Ethanoltröpfchen von $80\ \mu\text{m}$ einem nur $20\ \mu\text{m}$ großen Isooktantropfen entspricht und das Phänomen der Thermischen Reflexion bei Isooktan erst ab einer Tropfengröße kleiner als $50\ \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 4.14) festgestellt wurde, bestätigen die Untersuchungen mit Ethanol die zuvor getroffenen Erkenntnisse. Darüber hinaus kann generell festgehalten werden, dass bei den Aufpralluntersuchungen mit Ethanol unter keinen Bedingungen ein Vorgang beobachtet werden konnte, der eindeutig dem Bereich des Filmsiedens zugeordnet werden kann. Neben den unterschiedlichen dynamischen Bedingungen sind die Unterschiede in den thermischen Bedingungen, die zu einer kleineren thermischen Zeitskala führen, ein weiterer Grund hierfür. Somit kann die Rückzugsphase bei Ethanol beendet sein, bevor die Lamelle aufgrund des thermischen Einflusses in mehrere Tropfen zerfällt.

Die höchste Wandtemperatur von $T^* = 1,31$, deren Auswirkung in den Bildern der untersten Zeile von Abb. 4.15 dargestellt ist, führt ebenfalls zu Thermischer Reflexion. Der dargestellte Vorgang dauert hierbei etwas länger als die zuvor diskutierten. Einschränkend muss zur Auswertung der Bilderserien der Thermischen Reflexion jedoch festgestellt werden, dass insbesondere der zeitliche Verlauf größeren Schwankungen unterlag. Dies lag nur zu einem geringen Teil an der Messtechnik. Weitaus größere Schwankungen wurden durch den Vorgang selbst hervorgerufen. Die entstehenden Dampfblasen induzieren Strömungen in der Flüssigkeit und damit starke Bewegungen der Oberfläche. Dadurch werden deutliche Schwankungen im Wärmestrom von der Wand in die Flüssigkeit verursacht, da sich die wärmeübertragende Fläche und der Wärmetransport in die Flüssigkeit kontinuierlich verändern. Hieraus resultiert zusätzlich, dass nicht bei jedem Aufprall unter gleichen Bedingungen Thermische Reflexion beobachtet werden konnte. Bei vereinzelt, hier nicht dargestellten Aufnahmen hat sich die Flüssigkeit nicht von der Wand abgehoben, sondern verblieb auf der Wand und verdampfte dort vollständig.

Abschließend zu den Untersuchungen des thermischen Einflusses auf den Einzeltropfenaufprall und zur Verdeutlichung der Auswirkungen der thermisch induzierten Bewegung der Lamelle zeigt Abb. 4.16 den Aufprallvorgang von $54\ \mu\text{m}$ großen Ethanoltröpfchen. Die obere Bildreihe zeigt den Ablauf bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,25$, die untere bei $T^* = 1,31$. Beide Prozesse können eindeutig der Thermischen Reflexion zugeordnet werden.

Bei niedrigerer Wandtemperatur (obere Bildreihe) führt der Siedevorgang zu einem Zerreißen der Flüssigkeit, was zum Zeitpunkt von $324\ \mu\text{s}$ nach Aufprall eindrucksvoll zu erkennen ist. Ungeachtet dessen vereinigt sich die bereits von der Wand gelöste Flüssigkeit wieder zu einem

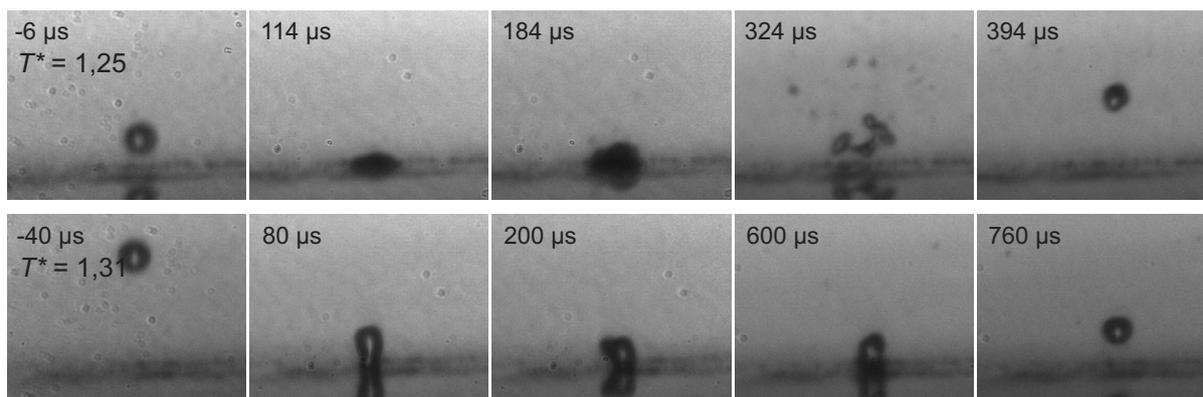


Abb. 4.16: Thermische Reflexion bei Ethanoltröpfen

($d_{PT} = 54 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 3,9 \text{ m/s}$, Ausschnitt $375 \times 300 \mu\text{m}^2$)

einzelnen $42 \mu\text{m}$ großen Sekundärtropfen, der mit einer Geschwindigkeit von $1,2 \text{ m/s}$ die Wand verlässt. Dadurch wird deutlich, dass die Flüssigkeit selbst unter ungünstigen Bedingungen bestrebt ist, einen einzelnen Sekundärtropfen zu bilden und somit die Oberfläche zu reduzieren. Dies führt dazu, dass unter den untersuchten Randbedingungen die Thermische Reflexion bei hohen Wandtemperaturen immer dann auftritt, wenn sich die Flüssigkeit von der Wand lösen kann.

Bei der höheren Wandtemperatur von $T^* = 1,31$ in Abb. 4.16 verformt sich die Lamelle nach Ende der Rückzugsphase sehr schnell wieder zu einem zusammenhängenden Tropfen, der aber noch einige Zeit Kontakt zur Wand hat, bis er mit einer Größe von $47 \mu\text{m}$ nach $760 \mu\text{s}$ die Wand mit einer Geschwindigkeit von $0,25 \text{ m/s}$ verlässt. Aufgrund der hohen Wandtemperatur bildet sich ein stabiles Dampfpolster, das den Wärmestrom in die Flüssigkeit stark behindert, was an den schwächer ausgeprägten Bewegungen der Lamelle zu erkennen ist. Außerdem dauert die Aufheizung des Tropfens länger und somit verweilt er auch insgesamt länger auf der Wand.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten, umfangreichen phänomenologischen Untersuchungen zum Einfluss einer erhöhten Wandtemperatur auf den Aufprall von einzelnen Tropfen haben deutliche Unterschiede zu bisher bekannten Untersuchungen mit millimetergroßen Tropfen ergeben. Diese Unterschiede sind von großer Bedeutung, da sie deutlich zeigen, dass eine Übertragung des Verhaltens von großen Tropfen auf kleine Tropfen, die bei den meisten technischen Anwendungen auftreten, Fehler hervorrufen. Bei den vorgestellten Untersuchungen mit mikrometergroßen Tropfen konnten die Vorgänge des Blasensiedens sowie des Filmsiedens zwar analog zu Experimenten mit millimetergroßen Tropfen identifiziert werden, jedoch wurden unter anderem deutliche Unterschiede in der Anzahl der gebildeten Sekundärtropfen erkannt. Vor allem aber trat bei sehr kleinen Tropfen unterhalb einer definierten Schwelle ein veränderter Ablauf des Filmsiedens auf. Diese Schwelle konnte für Isooktan ungefähr bei einer Tropfengröße von $50 \mu\text{m}$ und einer Aufprallgeschwindigkeit von 9 m/s festgestellt werden, was einer We -Zahl von 150 entspricht. Unter diesen Bedingungen entstand nur noch ein einzelner großer Sekundärtropfen. Aufgrund der Übereinstimmung des Resultats wurde dieser Vorgang als Thermische Reflexion bezeichnet, der der dynamischen Reflexion ähnelt, sich aber im zeitlichen Ablauf stark von dieser unterscheidet.

Weiterführende Untersuchungen mit Ethanol haben verdeutlicht, dass der Vorgang der Thermischen Reflexion in einem großen Teil des Parameterbereichs des Ottomotors mit Direkteinspritzung dominiert. Dies führt zu einer deutlichen Verschiebung des Sekundärtropfenspektrums beim Aufprall von Mikrometergroßen Tropfen hin zu größeren Sekundärtropfen, als Experimente mit millimetergroßen Tropfen vermuten lassen. Diese Tatsache kann als eine Erklärung für Widersprüche angesehen werden, die bei einem Vergleich von Spray-Wand- zu Tropfen-Wand-Untersuchungen aus der Literatur auftraten (Lindgren und Denbratt, 2004). Hierbei wurde beim Sprayaufprall eine wesentlich schwächere Änderung der Tropfengrößenverteilung festgestellt, als auf Basis von Einzeltropfen-Experimenten erwartet worden war.

Es wurde bereits in Abschnitt 4.1 festgestellt, dass beim realen Sprayaufprall nur sehr wenig Zeit für den ungestörten Aufprall von einzelnen Tropfen zur Verfügung steht. Dennoch spielen die mit Hilfe der vorgestellten Untersuchungen identifizierten Vorgänge eine wichtige Rolle, da das festgestellte Bestreben der Tropfenfragmente, sich oberhalb der Wand wieder zu einem Tropfen zu verbinden (siehe u.a. Abb. 4.16), generell auf Tropfen dieser Größenordnung übertragbar ist. Hierfür ist sicherlich der Abstand zwischen den einzelnen Tropfen entscheidend, aber nicht, ob sie aufgrund eines Einzeltropfenaufpralls oder aufgrund einer Interaktion vieler Aufprallereignisse entstanden sind. Darüber hinaus bilden die Ergebnisse der Experimente zum Einfluss der Wandtemperatur und vor allem auch die Kenntnis der Zeitskalen der ablaufenden Prozesse eine wichtige Wissensbasis zur Beurteilung der Prozesse beim Spray-Wand-Aufprall.

Um die Erkenntnisse des Aufpralls von Einzeltropfen weitergehend auf den Sprayaufprall übertragen zu können, wurden gezielte Untersuchungen zur zeitlichen Interaktion durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde ein Tropfenkettengenerator eingesetzt, der über eine Änderung der Anregungsfrequenz eine Variation der Zeit, die für jedes einzelne Aufprallereignis zur Verfügung steht, ermöglicht.

4.3 Zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen

Der Einsatz eines Tropfenkettengenerators simuliert den Aufprall zweier bezüglich Größe und Geschwindigkeit identischer Tropfen innerhalb eines so kleinen Zeitintervalls, dass das erste Aufprallereignis zu Beginn des folgenden noch nicht abgeschlossen ist. Dadurch trifft der Tropfen nicht auf eine trockene Wand oder einen ruhenden Film, sondern auf eine Flüssigkeitslamelle auf, die sich je nach Zeitintervall gerade in der Ausbreitungs- oder Rückzugsphase befindet oder dynamisch schon zur Ruhe gekommen ist. Darüber hinaus überlagern sich die thermischen Vorgänge eines Tropfens mit den dynamischen Prozessen des nachfolgenden Tropfens. Da Größe und Geschwindigkeit der Primärtropfen sowie der Zeitabstand zwischen den Aufprallereignissen sehr genau bekannt sind, können Aufprallsituation und Unterschiede zum Einzeltropfenaufprall anhand von Einzelbildern sehr gezielt analysiert werden.

Bei der Vorstellung der Ergebnisse werden zunächst die globalen Abläufe des Aufpralls abhängig von Wandtemperatur und Aufprallgeschwindigkeit vorgestellt. Anschließend wird die Auswirkung der Aufprallfrequenz auf die Sekundärtropfenentstehung näher analysiert. Teile dieser Untersuchungen sind in Richter et al. (2005) veröffentlicht.

4.3.1 Auswirkung auf die Regimeeinteilung

Im Unterschied zu den Untersuchungen mit Einzeltropfen stellt der Aufprall einer Tropfenkette ein wesentlich stabileres Experiment dar. Der Generator erzeugt über einen langen Zeitraum eine monodisperse regelmäßige Tropfenkette. Deshalb war es bei diesen Untersuchungen möglich, mit 500 Aufnahmen eine sehr große Anzahl an Einzelmessungen durchzuführen. Diese wurden mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.4 näher beschriebenen Bildanalyse bezüglich Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen ausgewertet. Als Ergebnis lagen zunächst Größe, Geschwindigkeit und Ort von jedem detektierten Tropfen vor. Anschließend wurden die Primärtropfen anhand ihrer bekannten Größe und Geschwindigkeit detektiert und entfernt, damit ausschließlich Sekundärtropfen in die weitere Auswertung einbezogen werden. Das ursprüngliche Bild wurde daraufhin in Quadrate unterteilt und für jedes Quadrat separat alle innerhalb befindlichen Sekundärtropfen gemittelt. Aus diesem Verfahren resultierte ein Vektorplot für die Geschwindigkeit der Sekundärtropfen und zusätzlich flächig gemittelte Tropfengrößen, die zur Darstellung dem Vektorplot als Farbverlauf hinterlegt wurden.

Um die zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen mikrometergroßer Tropfen zunächst global im Vergleich zu den Einzeltropfenereignissen zu charakterisieren, zeigt Abb. 4.17 jeweils zeilenweise Bilder des Aufpralls bei verschiedenen Wandtemperaturen und spaltenweise für zwei unterschiedliche Primärtropfengeschwindigkeiten. Die Bilder zeigen bei allen Untersuchungen zur zeitlichen Interaktion einen Ausschnitt von $2,3 \times 1,8 \text{ mm}^2$. Zusätzlich zu repräsentativen Einzelbildern des Aufpralls ist links daneben jeweils der zugehörige Vektorplot dargestellt, der wie bereits beschrieben die Geschwindigkeit der Sekundärtropfen in Form von Vektoren und deren Sauterdurchmesser (SMD) als Farbverlauf angibt.

Auf der linken Seite der Abbildung sind die Ergebnisse bei einer Aufprallgeschwindigkeit von 8 m/s und auf der rechten bei einer niedrigeren von $3,9 \text{ m/s}$ dargestellt. Diese beiden Geschwindigkeiten entsprechen den im Rahmen der Einzeltropfenuntersuchungen gewählten (vgl. Abschnitt 4.2.2). Die niedrigste untersuchte Wandtemperatur lag bei $T^* = 1,02$ und damit lediglich 2% oberhalb der Siedetemperatur von Isooktan. Bei dieser niedrigen Wandtemperatur war für beide Primärtropfengeschwindigkeiten keine Bildung von Sekundärtropfen feststellbar, weshalb auch keine Ergebnisse dieser Messungen in die Abbildung aufgenommen wurden. Die fehlende Bildung von Sekundärtropfen in diesem Fall zeigt, dass die dynamischen Gegebenheiten des Aufpralls zur Deposition führen, solange der Wärmeeintrag aus der Wand zu gering ist, um Siedeprozesse in der Flüssigkeit auszulösen. Hieraus lässt sich schließen, dass ein Aufprall auf eine kalte Wand unter den untersuchten dynamischen Bedingungen ebenfalls reine Deposition hervorruft. Weiterhin bedeutet das in Anknüpfung an die Untersuchungen mit Einzeltropfen, dass unter den untersuchten Bedingungen der Aufprall auf eine benetzte Wand vermutlich keine Destruktion hervorruft.

Eine Erhöhung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,10$ führte zum Auftreten von sehr kleinen Sekundärtropfen, was in den beiden Bildern der ersten Zeile von Abb. 4.17 erkennbar ist. Die Bilder in den weiteren Zeilen wurden bei einer Erhöhung der Wandtemperatur in Schritten von jeweils 7% der Siedetemperatur aufgenommen. Die unterste Zeile zeigt schließlich den Tropfenaufprall bei der kritischen Temperatur von Isooktan (543,8 K, vgl. Tab. A.2).

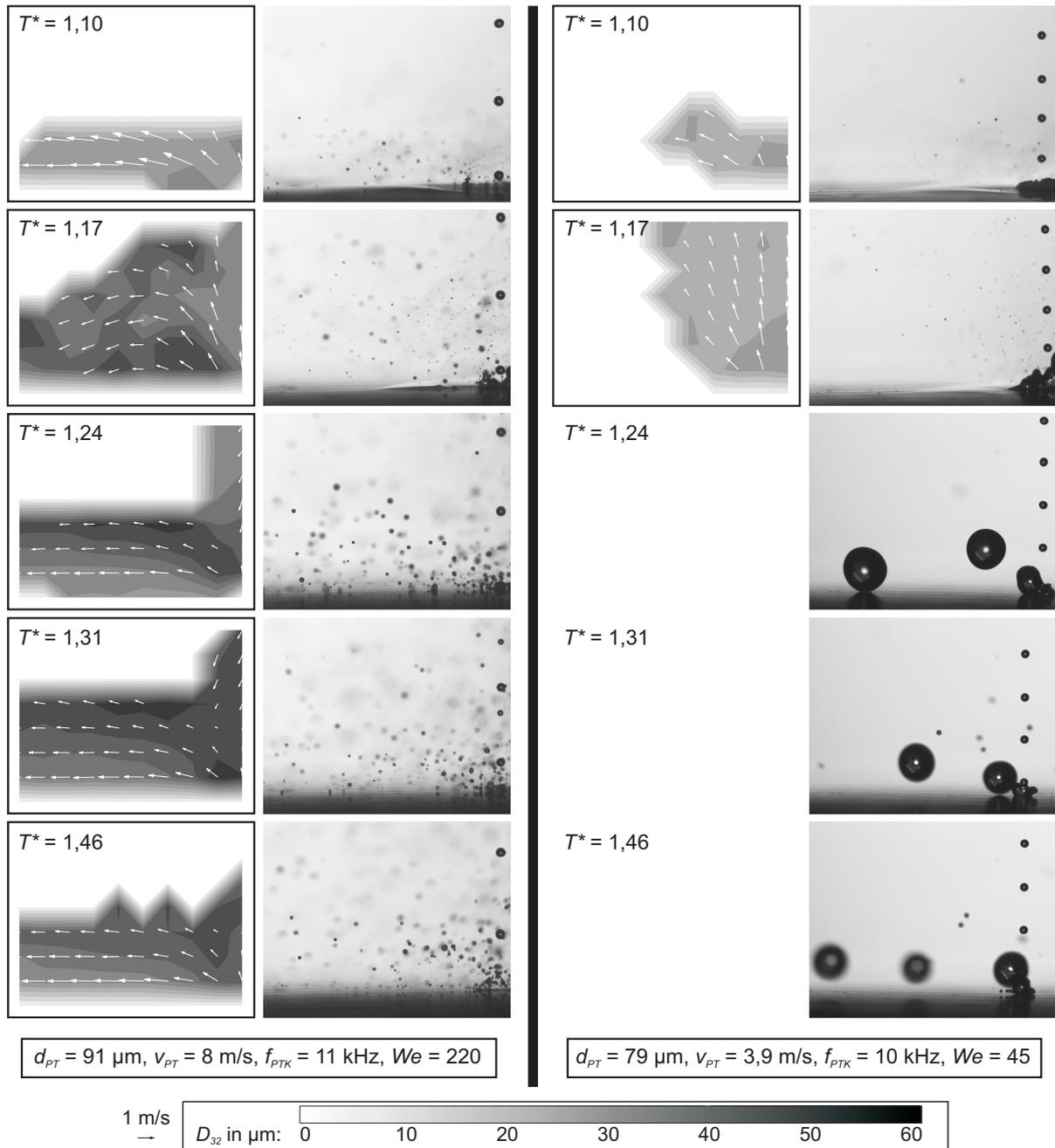


Abb. 4.17: Variation von Wandtemperatur und Primärtropfengeschwindigkeit – Einfluss auf Regime sowie Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen (Isooktan)

Bei der höheren Geschwindigkeit war die Tropfenkette durch eine Tropfengröße von $91 \mu\text{m}$ im Durchmesser und eine Frequenz von 11 kHz charakterisiert, was einem räumlichen Abstand von $650 \mu\text{m}$ und einem zeitlichen von $83 \mu\text{s}$ entspricht. Im Falle der niedrigeren Geschwindigkeit lag die Tropfengröße bei $79 \mu\text{m}$ und die Frequenz bei 10 kHz , also einem räumlichen Abstand zwischen den Tropfen von $380 \mu\text{m}$ und einem zeitlichen Abstand von $100 \mu\text{s}$. Die Wandtemperatur von $T^* = 1,10$ (erste Zeile) führt bei der niedrigeren Primärtropfengeschwindigkeit (rechte Spalte) zu etwas kleineren Tropfen (SMD von $20 \mu\text{m}$) als die höhere (SMD von $24 \mu\text{m}$,

linke Seite). Beide Vorgänge können dem Regime des Blasensiedens zugeordnet werden. Es werden Dampfblasen innerhalb der Flüssigkeit gebildet, die zerplatzen und dabei kleine Sekundärtropfen bilden. Diese Prozesse sind beim Aufprall der Tropfenkette sehr viel deutlicher zu beobachten als im Fall der Einzeltropfen (vgl. Abb. 4.10). Bei einzelnen Tropfen dauerte unter diesen Bedingungen die Phase der Blasenbildung so lange, dass unterdessen ein sehr großer Teil der Flüssigkeit bereits verdampft war und nur vereinzelt Dampfblasen auftraten. Da beim Aufprall einer Tropfenkette die Flüssigkeitslamelle auf der Wand jedoch andauernd mit Flüssigkeit versorgt wird, bilden sich kontinuierlich Dampfblasen, weshalb auch wesentlich mehr Sekundärtropfen entstehen.

Das unterschiedliche Resultat der beiden Aufprallgeschwindigkeiten lässt sich auf den Einfluss der Aufprallenergie zurückführen. Abhängig von der Aufprallenergie treten Störungen in der Flüssigkeitslamelle auf und es bilden sich Wellen aus. Je höher die Energie der Primärtropfen ist, desto intensiver ist die Ausbildung einer nach außen gerichteten Strömung in der Lamelle. Dies führt zu einer verstärkten Bewegung der Sekundärtropfen parallel zur Wand, da sie durch den Aufprall der nachfolgenden Tropfen von der Aufprallstelle verdrängt werden. Dieser Unterschied zwischen den beiden dargestellten Geschwindigkeiten tritt bei einer höheren Wandtemperatur von $T^* = 1,17$ (zweite Zeile von Abb. 4.17) noch intensiver auf. Bei niedriger Aufprallgeschwindigkeit (rechte Seite) bewegen sich die Sekundärtropfen nämlich hauptsächlich vertikal von der Wand weg. Eigentlich werden beim Platzen von Dampfblasen die Sekundärtropfen gleichmäßig in alle Richtungen verteilt. In diesem Fall wird allerdings die wandparallele Komponente durch die Flüssigkeitslamelle behindert, was zur senkrechten Vorzugsbewegung der Tropfen führt. Im Gegensatz dazu führt die höhere Aufprallgeschwindigkeit (linke Seite) vereinzelt zu größeren Sekundärtropfen, die aufgrund der intensiven Wellenbewegung im Film direkt aus der Flüssigkeit gerissen werden. Diese Vorgänge führen zu einer stärkeren Bewegung parallel zur Wand, der auch die kleineren Tropfen teilweise folgen.

Eine weitere Erhöhung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,24$ führt speziell im Fall der geringeren Primärtropfengeschwindigkeit zu einer drastischen Änderung des Prozesses (Abb. 4.17, rechte Seite). Es treten nun nicht mehr kleine Sekundärtropfen auf, sondern es entstehen einzelne sehr große ($300\ \mu\text{m}$ und größer). Dieser Effekt kann auf das Leidenfrostphänomen zurückgeführt werden, woraus sich gleichzeitig ergibt, dass die Leidenfrosttemperatur für die gezeigten Verhältnisse, nämlich einer Geschwindigkeit der Primärtropfen von $3,8\ \text{m/s}$ und einer Größe von $79\ \mu\text{m}$, zwischen $T^* = 1,17$ und $T^* = 1,24$ liegt. Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 erläutert, findet oberhalb der Leidenfrosttemperatur kein direkter Kontakt der Flüssigkeit mit der Wand statt. Es bilden sich auch keine Dampfblasen mehr in der Flüssigkeit, da der Wärmeübergang von der Wand durch ein Dampfpolster zwischen Flüssigkeit und Wand stark behindert wird. Analog zur Beschreibung des Filmsiedens in Abschnitt 4.2.2 werden ohne das Platzen von Dampfblasen keine kleinen Sekundärtropfen gebildet. Im Gegensatz zur Entstehung einiger größerer Sekundärtropfen beim Aufprall einzelner Tropfen sammelt sich beim Aufprall einer Tropfenkette die Flüssigkeit der Primärtropfen an der Aufprallstelle an. Übersteigt die angesammelte Flüssigkeitsmasse einen kritischen Wert, löst sich dieser Tropfen und entfernt sich langsam von der Wand. Auf dieses Phänomen haben Wandtemperaturen oberhalb der Leidenfrosttemperatur

keinen Einfluss, weshalb sich bei einer weiteren Steigerung der Wandtemperatur keine Änderung des Ablaufs mehr zeigt (siehe die drei unteren Zeilen der rechten Seite von Abb. 4.17).

Bei höherer Primärtropfengeschwindigkeit war im untersuchten Parameterbereich dieser Prozess der Bildung großer Sekundärtropfen nicht zu beobachten (siehe Abb. 4.17, linke Seite). Aufgrund des höheren Impulses breitet sich die Flüssigkeit beim Aufprall großflächiger auf der Wand aus und zerteilt sich dabei in mehrere kleine Tropfen, anstatt zu einem großen Tropfen anzuwachsen. Der Ablauf ist mit dem Filmsieden von Einzeltropfen vergleichbar. Daraus resultiert, dass die Leidenfrosttemperatur in diesem Fall nicht direkt anhand der Prozesse aus den Bildern bestimmt werden kann, wie es im zuerst diskutierten Fall der niedrigeren Aufprallgeschwindigkeit möglich war. Dennoch sind einige Differenzen im Prozess festzustellen, wenn die Wandtemperatur von $T^* = 1,17$ auf $T^* = 1,24$ erhöht wird. Es treten vereinzelt größere Sekundärtropfen auf und die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand dominiert. Diese ausgeprägte wandparallele Bewegung der Sekundärtropfen ist auch bei den weiter erhöhten Wandtemperaturen deutlich erkennbar. Daraus kann abgeleitet werden, dass die Leidenfrosttemperatur vermutlich auch in diesem Fall zwischen $T^* = 1,17$ und $1,24$ liegt. Darüber hinaus ist aus den Geschwindigkeitsverteilungen der drei höchsten untersuchten Wandtemperaturen eine konstante Vergrößerung der wandparallelen Geschwindigkeitskomponente erkennbar, was auf eine geringere Reibung aufgrund eines geringer werdenden Kontakts zwischen Flüssigkeit und Wand mit stärker werdendem Dampfpolster hindeutet. Für eine detailliertere quantitative Analyse der Vorgänge zeigt Abb. 4.18(a) die Tropfengrößen und Abb. 4.18(b) die Geschwindigkeitskomponenten parallel und senkrecht zur Wand. Zusätzlich zur Aufprallfrequenz von 11 kHz sind Ergebnisse für Frequenzen von 18 kHz und 24 kHz dargestellt.

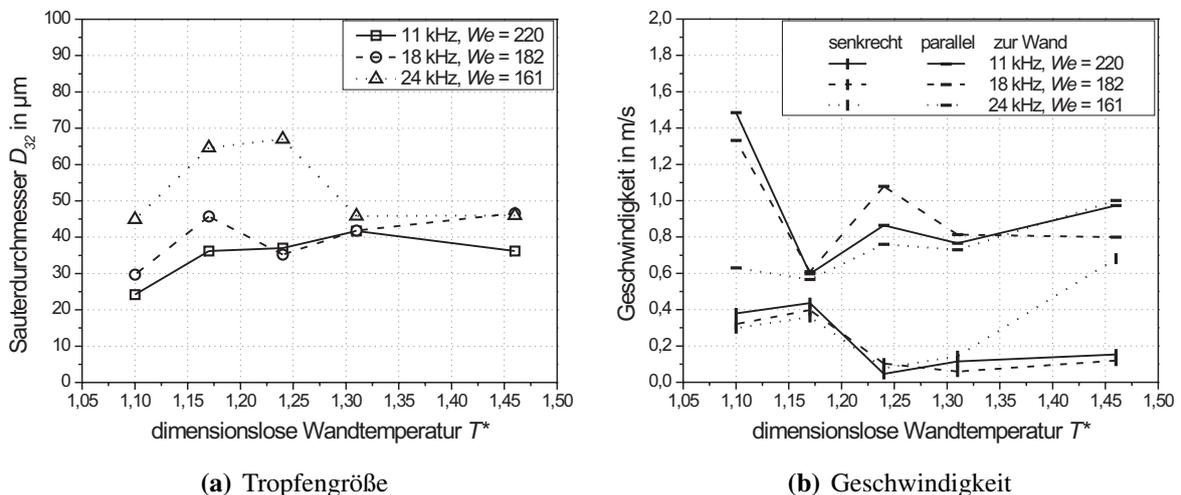


Abb. 4.18: Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen in Abhängigkeit der Aufprallfrequenz

Auffällig ist die Ähnlichkeit der Verläufe der Geschwindigkeiten für alle Aufprallfrequenzen. Lediglich bei einer sehr niedrigen Wandtemperatur von $T^* = 1,10$ ist die parallele Geschwindigkeitskomponente bei einer Aufprallfrequenz von 24 kHz deutlich niedriger als die der anderen Frequenzen und bei einer sehr hohen Wandtemperatur von $T^* = 1,46$ ist ihre Komponente

senkrecht zur Wand deutlich höher. Im Gesamtverlauf weist die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand bei $T^* = 1,17$ ein Minimum auf, während die Komponente senkrecht zur Wand bei dieser Wandtemperatur am größten ist. Zwischen $T^* = 1,17$ und $1,24$ fällt die senkrechte Komponente stark ab und bleibt bei höheren Wandtemperaturen auf niedrigem Niveau. Die parallele Komponente steigt zwischen $T^* = 1,17$ und $1,24$ deutlich an und steigt für höhere Wandtemperaturen weiter. Die starken Änderungen in der Geschwindigkeit der Sekundärtropfen zwischen einer Wandtemperatur von $T^* = 1,17$ und $1,24$ deuten, wie bereits zuvor angesprochen, darauf hin, dass in diesem Bereich die Leidenfrosttemperatur liegt.

Anders als die Geschwindigkeiten zeigen die Tropfengrößen (Abb. 4.18(a)) in diesem Temperaturbereich keine deutlichen Änderungen. Aber es treten deutlichere Unterschiede zwischen den Aufprallfrequenzen auf. So treten bei einer höheren Aufprallfrequenz von 24 kHz für Wandtemperaturen unterhalb $T^* = 1,31$ deutlich größere Sekundärtropfen auf als bei den niedrigeren Frequenzen. Um diese Unterschiede näher zu analysieren, zeigt Abb. 4.19 Größenverteilungen der Sekundärtropfen bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$, bei der sich die Sauterdurchmesser am stärksten unterscheiden.

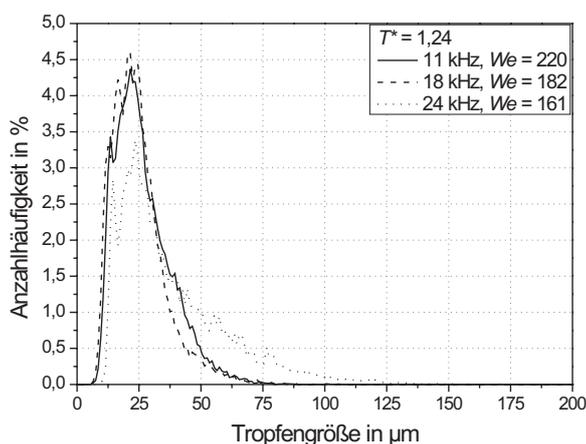


Abb. 4.19: Tropfengrößenspektrum

Bei einer Aufprallfrequenz von 24 kHz treten einige größere Tropfen mit Durchmessern bis über $100 \mu\text{m}$ auf. Eine Erklärung für diese etwas größeren Sekundärtropfen könnte die niedrigere We -Zahl sein. Die We -Zahl sinkt bei den bislang vorgestellten Ergebnissen mit steigender Aufprallfrequenz, da der Flüssigkeitsmassenstrom der Tropfenkette nicht verändert wurde, um die thermischen Randbedingungen des Aufpralls möglichst konstant zu halten. Dadurch kann nicht zufriedenstellend geklärt werden, ob die Änderungen der Eigenschaften der Sekundärtropfen auf einen Einfluss der We -Zahl oder der Aufprallfrequenz zurückzuführen ist. Aus diesem Grund wird im Folgenden der Einfluss von We -Zahl und Aufprallfrequenz näher analysiert.

4.3.2 Eigenschaften der Sekundärtropfen

Nach Vorstellung der Vorgänge beim Aufprall einer Tropfenkette sowie deren Abhängigkeit von Wandtemperatur und Aufprallenergie, soll nun der Einfluss von Aufprallfrequenz und We -

Zahl detaillierter untersucht werden. Da die Aufprallfrequenz die für jedes Aufprallereignis zur Verfügung stehende Zeit direkt festlegt, stellt sie den entscheidenden Einflussparameter für die zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen dar.

Der eingesetzte Generator zur Erzeugung der Tropfenketten bietet die Möglichkeit, die Frequenz der Tropfenkette zu variieren. Allerdings bleibt bei konstanter Tropfengeschwindigkeit auch der Volumenstrom durch den Generator konstant. Daraus folgt, dass mit steigender Frequenz die Tropfengröße sinkt. Bezüglich des Wandaufpralls bewirkt dies eine Änderung der Aufprallbedingungen. Die thermischen Bedingungen an der Aufprallstelle sind abhängig von der auftreffenden Flüssigkeitsmasse und bleiben somit bei einer Änderung der Aufprallfrequenz konstant. In Bezug auf die Aufprallgeschwindigkeit erlaubt der Tropfengenerator eine Änderung durch eine Variation des Vordruckes der Flüssigkeit. Dabei kann die Frequenz beibehalten werden. In diesem Fall ändert sich aber der auftreffende Massenstrom, da die Tropfengröße zusammen mit der Geschwindigkeit ansteigt.

Bei einer hohen Wandtemperatur von $T^* = 1,31$ wurden für viele Kombinationen von Aufprallfrequenz, Tropfengröße und -geschwindigkeit die Eigenschaften der entstehenden Sekundärtropfen analysiert. Anhand von repräsentativen Einzelbildern gibt Abb. 4.20 einen nach We -Zahl und Aufprallfrequenz angeordneten Überblick über die Aufprallereignisse. Es lässt sich gut erkennen, dass bei niedrigen We -Zahlen (untere Hälfte der Abbildung) große Sekundärtropfen entstehen und ab einer We -Zahl von ungefähr 150 dagegen sehr viel kleinere Sekundärtropfen gebildet werden (obere Hälfte der Abbildung). Diese Schwelle scheint für alle Aufprallfrequenzen gültig zu sein. Abb. 4.21 zeigt etwas detaillierter einen vertikalen Schnitt des Diagramms aus Abb. 4.20 und somit eine Variation der We -Zahl bei konstanter Aufprallfrequenz von 25 kHz.

Neben repräsentativen Einzelbildern sind Vektorplots dargestellt, die die mittlere Bewegung der Sekundärtropfen verdeutlichen und denen die Sauterdurchmesser als Farbverlauf hinterlegt sind. Analog zu den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3.1 wurden die Mittelwerte aus 500 Einzelmessungen gebildet. In diesem Fall muss allerdings berücksichtigt werden, dass der Massenstrom der aufprallenden Tropfen zusammen mit der We -Zahl ansteigt. Die auftretenden Tropfengrößen bestätigen deutlich den zuvor gewonnenen Eindruck, dass zwischen einer We -Zahl von 131 und 206 sprunghaft deutlich kleinere Sekundärtropfen entstehen. Für einen quantitativen Vergleich zeigt Abb. 4.22(a) die auftretenden Tropfengrößen und Abb. 4.22(b) die Geschwindigkeiten der Sekundärtropfen in Abhängigkeit der We -Zahl. Die Diagramme enthalten zusätzlich Ergebnisse für die Aufprallfrequenzen von 12 kHz und 49 kHz.

Die Sekundärtropfengröße fällt mit steigender We -Zahl deutlich ab. Dieser Abfall weist zwischen $We = 100$ und 200 einen steilen Gradienten auf und scheint sich bei weiter steigender We -Zahl einem konstanten Wert anzunähern. Die Geschwindigkeiten zeigen für die verschiedenen Aufprallfrequenzen einen ähnlichen Verlauf, wobei die Sekundärtropfen bei einer Frequenz von 49 kHz deutlich höhere Werte aufweisen als bei den niedrigeren Frequenzen. Dies gilt für beide Geschwindigkeitskomponenten, sowohl parallel als auch senkrecht zur Wand und weist auf eine stärkere Interaktion der einzelnen Aufprallereignisse bei sehr hohen Frequenzen hin. Ergänzend zur Variation der We -Zahl zeigt Abb. 4.23 die Abhängigkeit des Ereignisses von der Aufprallfrequenz und somit einen horizontalen Schnitt des Diagramms aus Abb. 4.20.

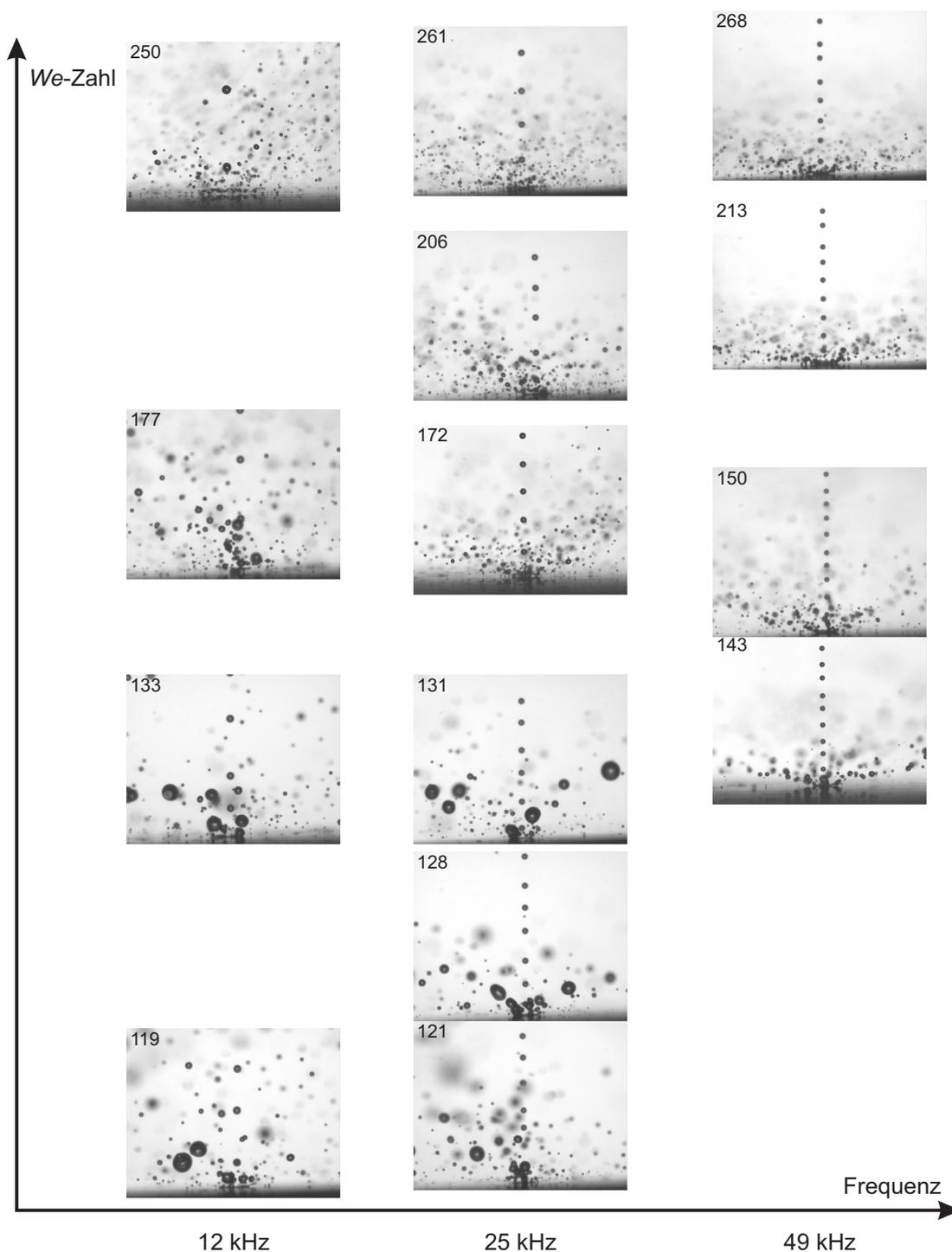


Abb. 4.20: Überblick über Aufprallereignisse bei $T^* = 1,31$

Zusätzlich zu den Einzelbildern und den Vektorplots sind in Abb. 4.23 die Tropfenverteilungen in direkter Umgebung der Aufprallstelle dargestellt. In der rechten Spalte sind zur Visualisierung der räumlichen Verteilung die Positionen von 20000 Tropfen markiert. Die Tropfengrößen sind für alle drei Aufprallfrequenzen sehr ähnlich und die Geschwindigkeiten der Sekundärtröpfchen steigen mit zunehmender Frequenz leicht an. Außerdem konzentrieren sich die Tropfen, wie die Verteilung deutlich erkennen lässt, mit steigender Aufprallfrequenz in der Nähe

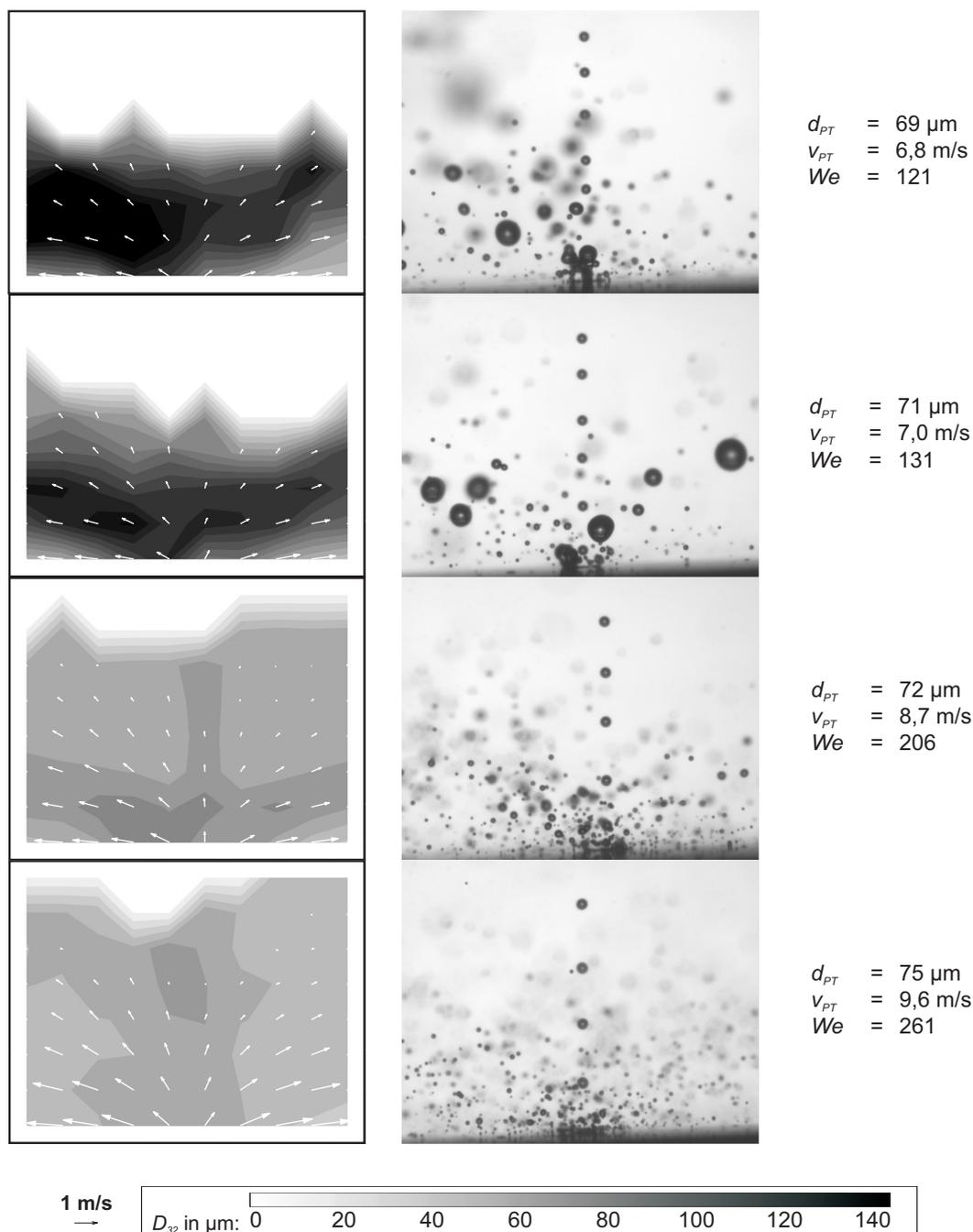


Abb. 4.21: Variation der We -Zahl bei konstanter Aufprallfrequenz
 (Isooktan, $f_{PTK} = 25$ kHz, $T^* = 1,31$)

der Wand, was sich mit einer intensiveren Interaktion der Aufprallereignisse bei höheren Frequenzen erklären lässt. Während bei niedrigen Frequenzen das einzelne Aufprallereignis bis zu einem gewissen Grad unabhängig von dem nachfolgenden Ereignis stattfinden kann, trifft bei einer hohen Frequenz bereits während der Ausbreitungsphase der nachfolgende Tropfen auf die Lamelle des vorangegangenen Tropfens auf. Dies führt zur Ausbildung von Wellen in der Lamelle, die zu einer Zerteilung am Lamellenrand führen und Sekundärtropfen hervorrufen, die größtenteils die Aufprallstelle parallel zur Wand verlassen. Somit werden bei hohen Auf-

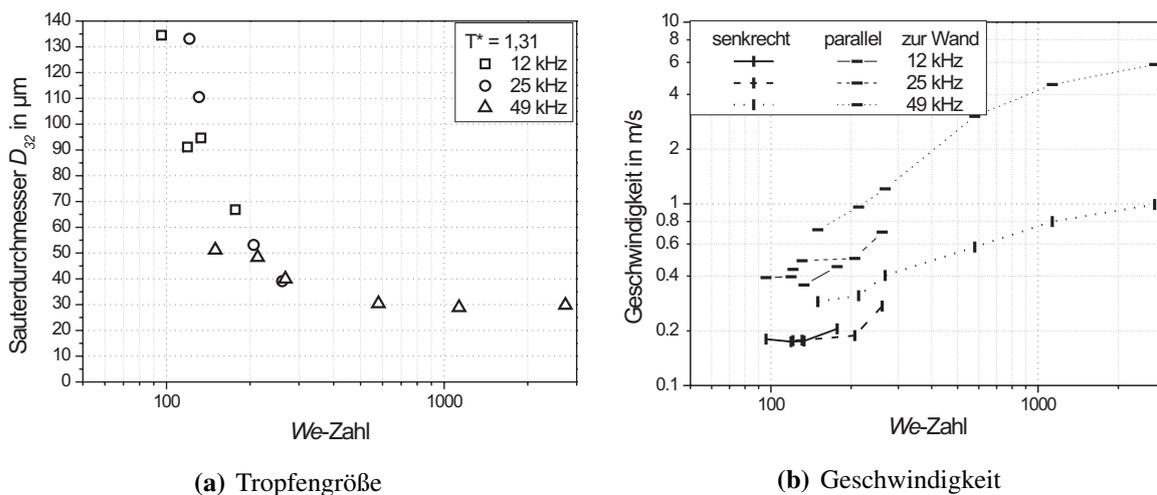


Abb. 4.22: Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen in Abhängigkeit der *We*-Zahl

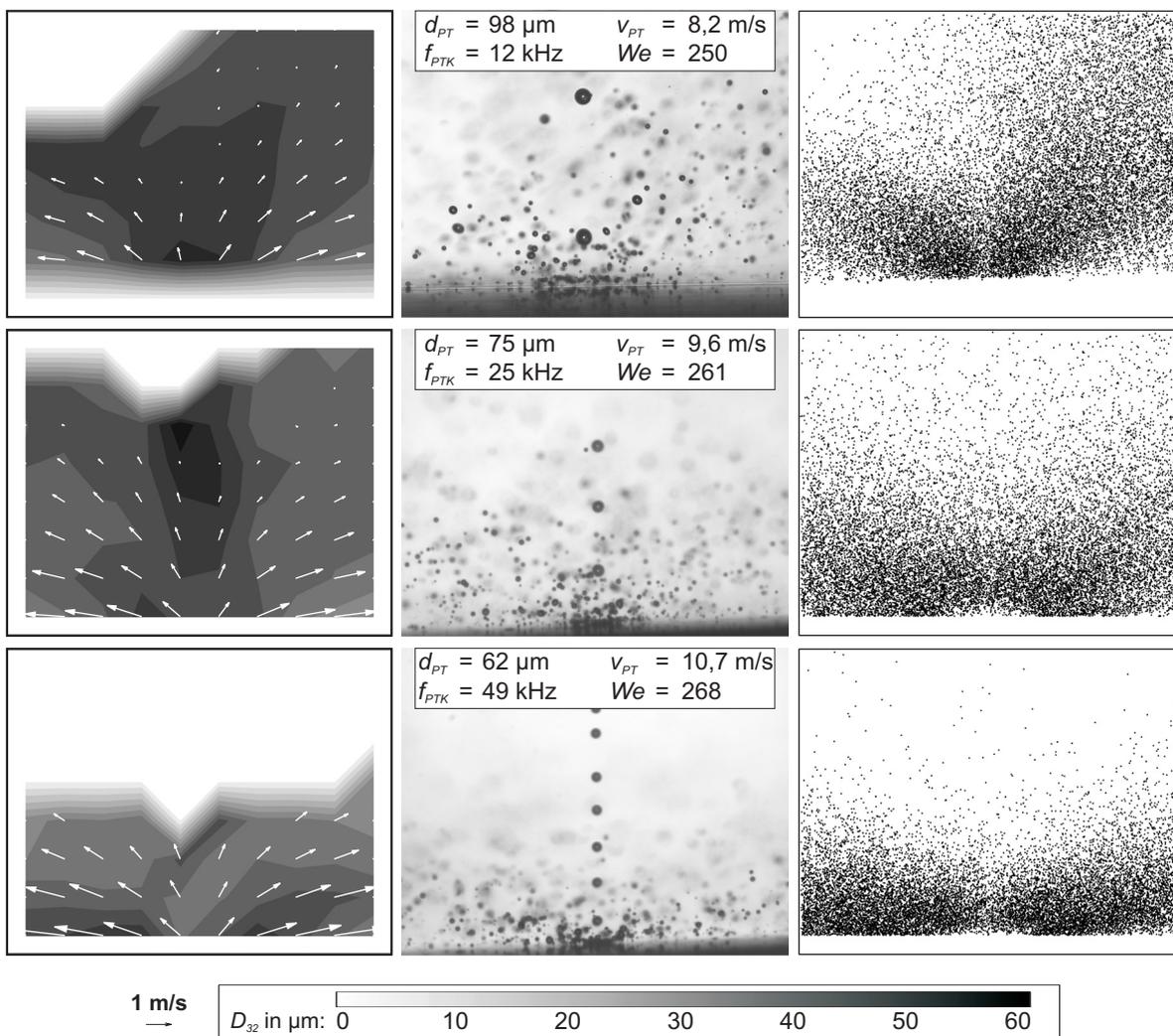


Abb. 4.23: Variation der Aufprallfrequenz (Isooktan, $We \approx 250$, $T^* = 1,31$)

prallfrequenzen Sekundärtropfen aus der Lamelle herausgerissen, was im Gegensatz zur in der Rückzugsphase zerfallenden Lamelle steht, die bei niedrigen Frequenzen und Einzeltropfenergebnissen vorherrscht.

Zur Zusammenfassung der Eigenschaften der gebildeten Sekundärtropfen in Abhängigkeit der We -Zahl und der Aufprallfrequenz zeigt Abb. 4.24 die We -Zahlen der Sekundärtropfen in Abhängigkeit der nach Gl. 2.21 gebildeten K_{Yarin} -Zahl. Die Untersuchungen zeigen, dass die We -Zahlen der Sekundärtropfen mit steigender K_{Yarin} -Zahl ebenfalls ansteigen. Außerdem ist eine deutliche Abhängigkeit von der Aufprallfrequenz erkennbar, die bei höheren Aufprallfrequenzen höhere We -Zahlen der Sekundärtropfen bewirkt. Obwohl die K_{Yarin} -Zahl bereits den Einfluss der Aufprallfrequenz beinhaltet, reicht sie als alleiniger Parameter zur Beschreibung der Eigenschaften der Sekundärtropfen nicht aus.

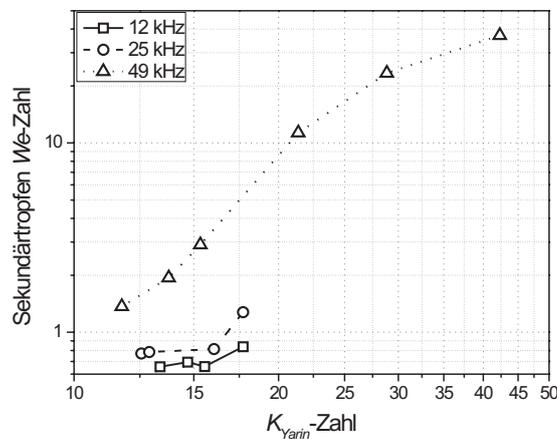


Abb. 4.24: We -Zahl der Sekundärtropfen

Die Untersuchungen zur zeitlichen Interaktion von Aufprallereignissen haben gezeigt, dass die Charakteristik der Sekundärtropfen von der Zeit abhängt, die zwischen aufeinander folgenden Aufprallereignissen zur Verfügung steht. Diese Tatsache macht bereits die Grenzen der reinen Überlagerung von Aufprallereignissen von Einzeltropfen zur Beschreibung des Spray-Wand-Aufpralls deutlich. Neben der zeitlichen Überlagerung der Aufprallereignisse direkt aufeinander folgender Tropfen führt ein dichtes Spray auch zur räumlichen Überlagerung von Aufprallereignissen (siehe Abschnitt 4.1). Letztere tritt hauptsächlich auf, wenn der Abstand zwischen benachbarten Aufprallstellen kleiner als der maximale Durchmesser der sich ausbreitenden Lamellen ist. Dadurch treffen die Lamellen aufeinander und beeinflussen sich gegenseitig. Ein anschauliches Beispiel dieses Vorgangs zeigt Abb. 4.25.

Zwei $73\ \mu\text{m}$ große Tropfen treffen bei einer Geschwindigkeit von $23,4\ \text{m/s}$ gleichzeitig mit einem geringem Abstand von $108\ \mu\text{m}$ auf die Wand auf. Die sich ausbreitenden Lamellen treffen aufeinander und werden vertikal abgelenkt. Aufgrund der hohen Energie, die zu Beginn der Ausbreitung vorhanden ist, breitet sich die vertikale Lamelle mit hoher Geschwindigkeit aus ($\approx 35\ \text{m/s}$). Im Vergleich dazu führte der Aufprall eines einzelnen Tropfens unter den gezeigten Bedingungen zu keiner signifikanten Bildung von Sekundärtropfen (vgl. Abschnitt 4.2.1).

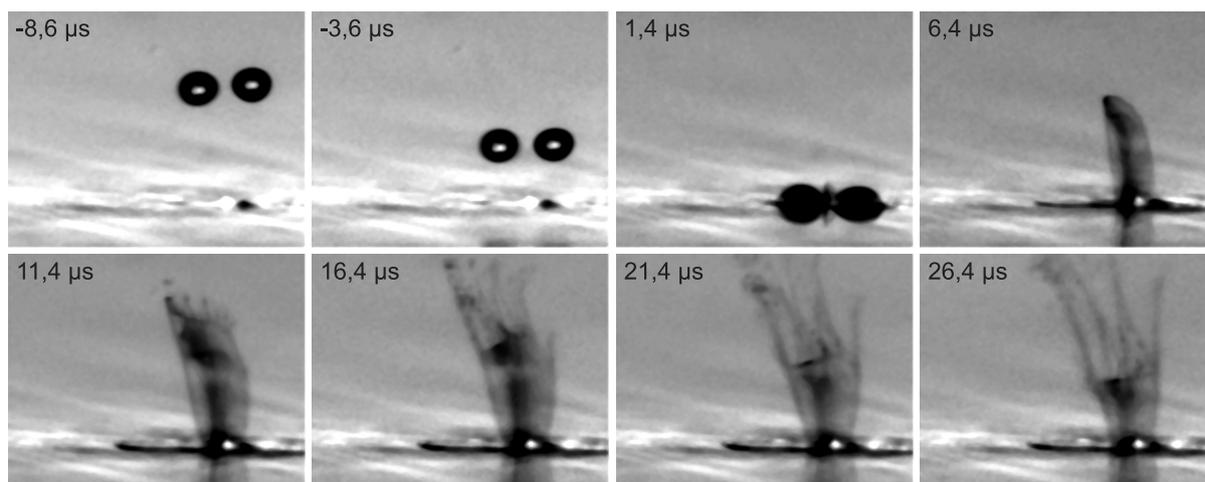


Abb. 4.25: Interaktion der Lamellen beim Aufprall

(Isooktan, $d_{PT} = 73 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 23,4 \text{m/s}$, $\Delta s_{PT} = 108 \mu\text{m}$, Ausschnitt $578 \times 462 \mu\text{m}^2$)

Um den Einfluss der räumlichen Interaktion näher zu untersuchen, wurden Experimente mit mehreren parallelen Tropfenketten durchgeführt. Die Verwendung mehrerer Tropfenketten führt zu einer Überlagerung der zeitlichen und räumlichen Interaktion von Aufprallereignissen, was eine hohe Nähe zur Realität für den Aufprall von Sprays sicherstellt und gleichzeitig eine gezielte Kontrolle über die Randbedingungen erlaubt. In Abschnitt 4.1 konnte im Rahmen der Untersuchungen mit realen Sprays bereits die Bedeutung der Interaktion von Aufprallereignissen eindrucksvoll dargestellt werden.

4.4 Räumliche und zeitliche Interaktion von Aufprallereignissen

Der die räumliche Interaktion zentral beeinflussende Parameter ist der räumliche Abstand zwischen den Aufprallorten. Um den Einfluss der räumlichen von der im letzten Abschnitt vorgestellten zeitlichen Interaktion abgrenzen zu können, wurden für die Untersuchungen ähnliche Randbedingungen gewählt. Da der räumliche Abstand zwischen den Tropfenketten direkt von der Konstruktion der Blende abhängt (vgl. Abschnitt 3.1.4), wurden drei Blenden konstruiert, die jeweils einen Lochabstand von 150, 200 und $300 \mu\text{m}$ aufweisen. Je nach Tropfengröße entspricht dies einem Abstand zwischen benachbarten Tropfenketten von ca. 1,5 – 5 Tropfendurchmessern. Die weiteren Randbedingungen der Experimente sind in Anhang A.2 zusammengefasst.

Wie sich bereits bei der Untersuchung von Einzeltropfen und Tropfenketten gezeigt hat, ist auch bei mehreren Tropfenketten die Wandtemperatur im untersuchten Parameterbereich der entscheidende Faktor im Hinblick auf die Sekundärtropfenentstehung. Analog zu Abb. 4.17 zeigt Abb. 4.26 die Eigenschaften der entstehenden Sekundärtropfen für verschiedene Wandtemperaturen. Der untersuchte Bildausschnitt weist eine Größe von $2,3 \times 1,8 \text{mm}^2$ auf, der wiederum für alle Experimente zur räumlichen Interaktion beibehalten wurde.

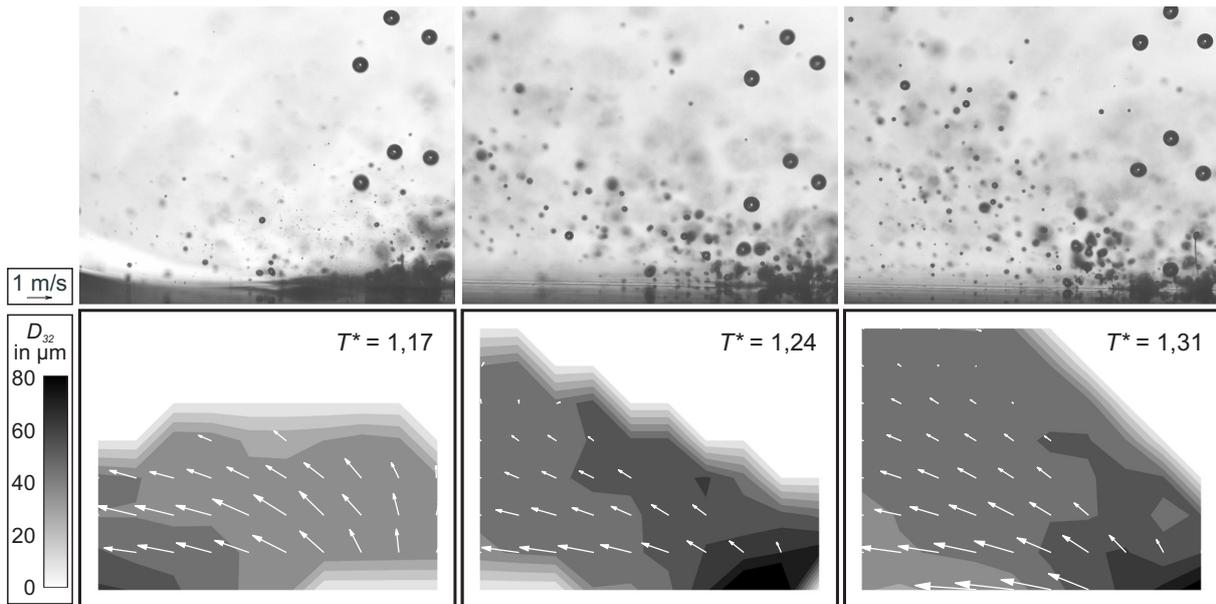


Abb. 4.26: Einfluss der Wandtemperatur

(Isooktan, $\Delta s_{PTK} = 300 \mu\text{m}$, $d_{PT} = 91 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 12 \text{kHz}$)

Auf den Bildern sind die drei parallelen Tropfenketten in Form der drei nebeneinander fliegenden großen Tropfen im rechten Bildteil gut zu erkennen. Die Summe aus leichten Toleranzen bei der Fertigung der Blenden und äußeren Einflüssen auf die Bewegung der Tropfen führte zu leichten Unterschieden zwischen den Tropfenketten, so dass nicht jeweils drei Tropfen in einer Linie verbleiben und gleichzeitig auftreffen. Generell führte die gezeigte Anordnung der Messebene bezüglich der drei Tropfenketten dazu, dass nur Sekundärtropfen in der Ebene erfasst werden, die von den drei Tropfenketten aufgespannt wird. Innerhalb dieser Ebene ist die Interaktion zwischen benachbarten Tropfenketten abgeschwächt, da nur seitlich von den drei Tropfenketten Sekundärtropfen erfasst werden und diese hauptsächlich vom Aufprall der äußersten Kette stammen.

Die Charakteristik der Sekundärtropfenbildung ist ähnlich der beim Aufprall einer einzelnen Tropfenkette. Der Aufprall bei einer niedrigen Geschwindigkeit von $3,8 \text{m/s}$ führte zu einem sehr ähnlichen Ergebnis wie bei einer einzelnen Tropfenkette. Wiederum wurden oberhalb einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$ einzelne große Sekundärtropfen gebildet (nicht dargestellt), woraus auf ein Überschreiten der Leidenfrosttemperatur geschlossen werden kann, wie bereits in Abschnitt 4.3.1 anhand von Abb. 4.17 erläutert wurde. Da die drei Tropfenketten alle auf dieselbe Flüssigkeitsansammlung an der Aufprallstelle treffen, findet keine spezielle Interaktion statt und es waren keine Unterschiede zum Aufprall einer einzelnen Tropfenkette erkennbar. Daher wurde auf die Darstellung der Ergebnisse bei niedriger Aufprallgeschwindigkeit in Abb. 4.26 verzichtet.

Der dargestellte Aufprall bei hoher Geschwindigkeit von 8m/s zeigt analog zur einzelnen Tropfenkette eine Änderung der Charakteristik der Sekundärtropfen zwischen den Wandtemperaturen von $T^* = 1,17$ und $1,24$. Jedoch ist die bei einzelnen Tropfenketten beobachtete, streng wandparallele Bewegung der Sekundärtropfen ab einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$ beim

Aufprall von drei Tropfenketten nicht sehr ausgeprägt. Vielmehr streben in diesem Fall die Tropfen eindeutig von der Wand weg. Um die Unterschiede zwischen dem Aufprall von drei Tropfenketten gegenüber einer einzelnen zu verdeutlichen, sind die entsprechenden Ergebnisse in Abb. 4.27 bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,17$ einander gegenübergestellt. Zusätzlich ist der Aufprall der drei Tropfenketten mit einer anderen Ausrichtung der Messebene dargestellt, bei der die drei Tropfenketten nicht nebeneinander sondern hintereinander auftreffen. Diese Ausrichtung bietet den Vorteil, dass vor allem die zwischen den Tropfenketten entstehenden Sekundärtropfen erfasst werden, die am stärksten von der räumlichen Interaktion der Aufprallereignisse geprägt sind.

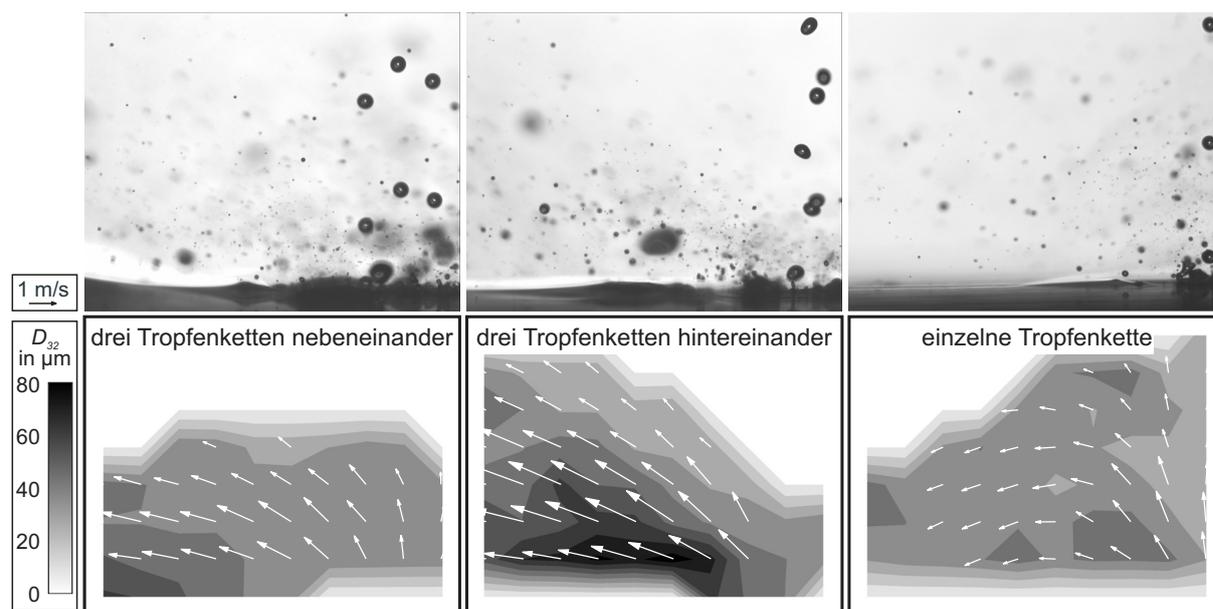


Abb. 4.27: Aufprall einer einzelnen und mehrerer Tropfenketten bei $T^* = 1,17$
 (Isooktan, $\Delta s_{PTK} = 300 \mu\text{m}$, $d_{PT} = 91 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 8 \text{m/s}$, $f_{PTK} = 12 \text{kHz}$)

Die Ergebnisse zeigen deutlich, dass sich die Charakteristiken der entstehenden Sekundärtropfen im Fall der einzelnen Tropfenkette und der drei Tropfenketten sehr ähnlich sind. Beim direkten Vergleich der Aufprallereignisse muss jedoch berücksichtigt werden, dass bei drei Tropfenketten die auf die Wand auftreffende Flüssigkeitsmasse auch dreimal so groß ist. Damit wird die Wand lokal an der Aufprallstelle stärker gekühlt. Auf der anderen Seite ist die Fläche, auf welche die Tropfenketten auftreffen, bei mehreren Tropfenketten entsprechend größer, was den Kühlungseffekt zu einem gewissen Grad kompensiert. Da die genaue lokale Temperatur der Wandoberfläche aus messtechnischen Gründen nicht erfasst werden konnte, sondern nur die Temperatur im Wandelement nahe der Aufprallstelle gemessen wurde (vgl. Abschnitt 3.2), konnte dieser Kühlungseffekt nicht quantifiziert werden. Aufgrund der Tatsache, dass der Aufprallvorgang empfindlich auf die Wandtemperatur reagiert, was bei allen durchgeführten Experimenten festgestellt werden konnte, und die Vorgänge bei einer einzelnen Tropfenkette und bei drei Tropfenketten nebeneinander (Abb. 4.27 rechts und links außen) große Ähnlichkeiten aufweisen, kann aber davon ausgegangen werden, dass sich die lokale Wandtemperatur in beiden Fällen nicht maßgeblich voneinander unterscheidet.

Die Größe der Sekundärtropfen ist in beiden Fällen nahezu identisch und ihre Bewegung ist sehr ähnlich, wobei zu beachten ist, dass der Bildausschnitt im Fall der drei Tropfenketten etwas verschoben ist, da alle drei Tropfenketten auf dem Bild erkennbar sind. Der Fall mit Blickrichtung parallel zu den drei Tropfenketten, der in der Mitte von Abb. 4.27 abgebildet ist, weist einige Unterschiede zu den beiden anderen auf. Der Sauterdurchmesser ist größer und beträgt im gesamten Bild gemittelt $35\ \mu\text{m}$ im Vergleich zu $21\ \mu\text{m}$ bei der Messung mit Blickrichtung auf die drei Tropfenketten nebeneinander und $20\ \mu\text{m}$ bei der einzelnen Tropfenkette. Zudem bewegen sich die Sekundärtropfen schneller und deutlicher von der Wand weg.

Die Gegenüberstellung der Aufnahmen aus den beiden Messebenen hat gezeigt, dass vor allem zwischen den Tropfenketten die Interaktion der Aufprallereignisse erkennbaren Einfluss auf die Charakteristik der entstehenden Sekundärtropfen nimmt. Dieser Einfluss soll in den folgenden Abbildungen etwas näher charakterisiert und seine Abhängigkeit vom räumlichen Abstand der Aufprallorte analysiert werden. Hierzu zeigt Abb. 4.28 zunächst noch einmal den Aufprall einer einzelnen Tropfenkette unter den gleichen Bedingungen, die auch für die drei Tropfenketten gewählt wurden.

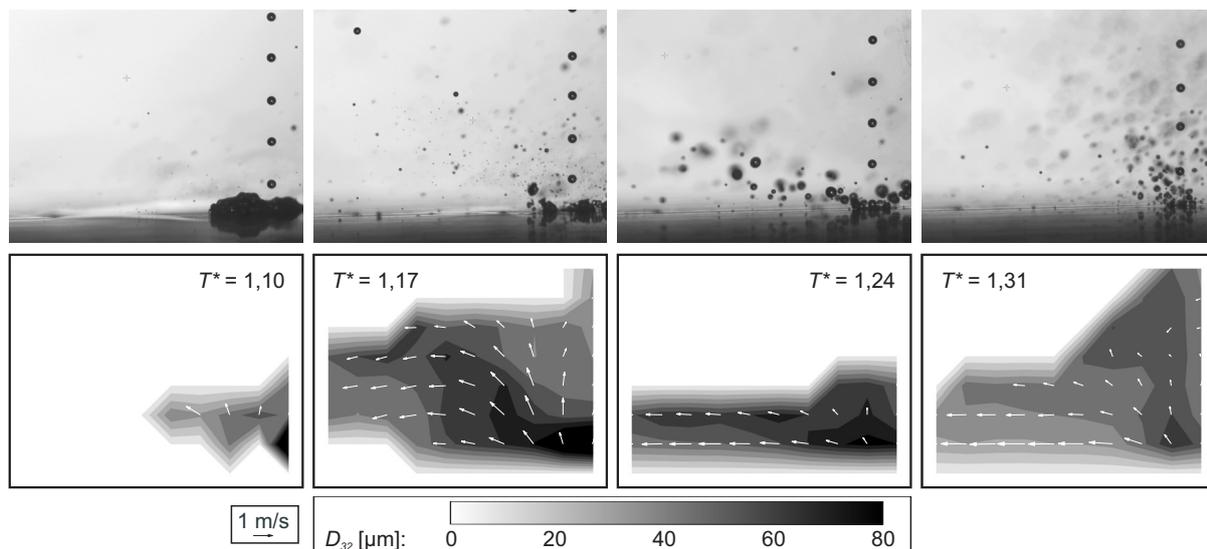


Abb. 4.28: Aufprall einer einzelnen Tropfenkette
(Isooktan, $d_{PT} = 72\ \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8\ \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25\ \text{kHz}$)

Im Vergleich zu Abb. 4.17 weist die Tropfenkette in diesem Fall eine nahezu doppelt so hohe Frequenz auf, was zu etwas kleineren Primärtropfen führt. Wie in Abschnitt 4.3.2 bereits dargestellt, führt eine Erhöhung der Aufprallfrequenz zu etwas größeren Sekundärtropfen sowie zu einer Konzentration der Sekundärtropfen in Wandnähe. Diese Effekte können beim Vergleich von Abb. 4.28 mit Abb. 4.17 ebenfalls festgestellt werden. Die Bewegungsrichtung der Sekundärtropfen ist hingegen von der Änderung der Aufprallfrequenz unbeeinflusst. Das Auftreten von deutlich weniger Sekundärtropfen und die Bildung einer größeren Ansammlung von Flüssigkeit an der Aufprallstelle im Fall der höheren Aufprallfrequenz von $25\ \text{kHz}$ und einer Wandtemperatur von $T^* = 1,10$, ist mit der kürzeren Zeit zwischen zwei Aufprallereignissen zu begründen. Der Bildung und dem Anwachsen von Dampfblasen in der Flüssigkeit wird durch

den Kühleffekt der in kürzeren Zeitabständen nachfolgenden Tropfen entgegengewirkt. Diese Dämpfung der Siedeprozesse führt zu einer geringeren Anzahl an Sekundärtropfen, die durch platzende Dampfblasen gebildet werden. Unter identischen Bedingungen zeigt Abb. 4.29 den Aufprall von drei hintereinander angeordneten Tropfenketten mit einem Abstand von $300\ \mu\text{m}$ zwischen den Tropfenketten.

Bei einem Vergleich mit dem Aufprallvorgang einer einzelnen Tropfenkette (Abb. 4.28) fällt bei einer niedrigen Wandtemperatur von $T^* = 1,10$ lediglich die größere Menge an Flüssigkeit an der Wand auf. Eine Erhöhung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,17$ bewirkt die bereits für Abb. 4.27 diskutierte Änderung der Sekundärtropfenbewegung. Im Vergleich zur niedrigeren Aufprallfrequenz aus Abb. 4.27 wuchs die Sekundärtropfengröße beim Aufprall einer einzelnen Kette an, sank jedoch beim Aufprall von drei Tropfenketten ab. Eine Erklärung für diese Änderung der Sekundärtropfengrößen kann die Überlagerung von unterschiedlichen Bildungsmechanismen sein. Wie bereits angesprochen, entstehen sehr kleine Sekundärtropfen aus platzenden Dampfblasen. Es werden aber auch Sekundärtropfen aus abgesicherten Teilen der Lamelle gebildet, die normalerweise etwas größer sind. Eine größere, ruhigere Lamelle begünstigt den ersten Bildungsmechanismus, wohingegen eine kleinere, stark bewegte Lamelle eher den zweiten Mechanismus fördert. Neben der Größe der Lamelle hat zusätzlich die Wandtemperatur einen entscheidenden Einfluss auf diese Mechanismen, da beispielsweise oberhalb der durch Fehlen von Dampfblasen charakterisierten Leidenfrosttemperatur der erste Mechanismus überhaupt nicht mehr vorkommt. Weiterhin beeinflussen auch der Impuls der Primärtropfen über die Ausformung der Lamelle sowie die Aufprallfrequenz über die zur Verfügung stehende Zeit zum Einschwingen des Systems die Ausprägung dieser Bildungsmechanismen stark.

In Bezug auf die hier diskutierten Ergebnisse bewirkte möglicherweise die Erhöhung der Aufprallfrequenz im Fall der einzelnen Tropfenkette eine Begünstigung der abgesicherten Sekundärtropfen und damit eine Vergrößerung des Sauterdurchmessers. Dahingegen kann eine Vergröße-

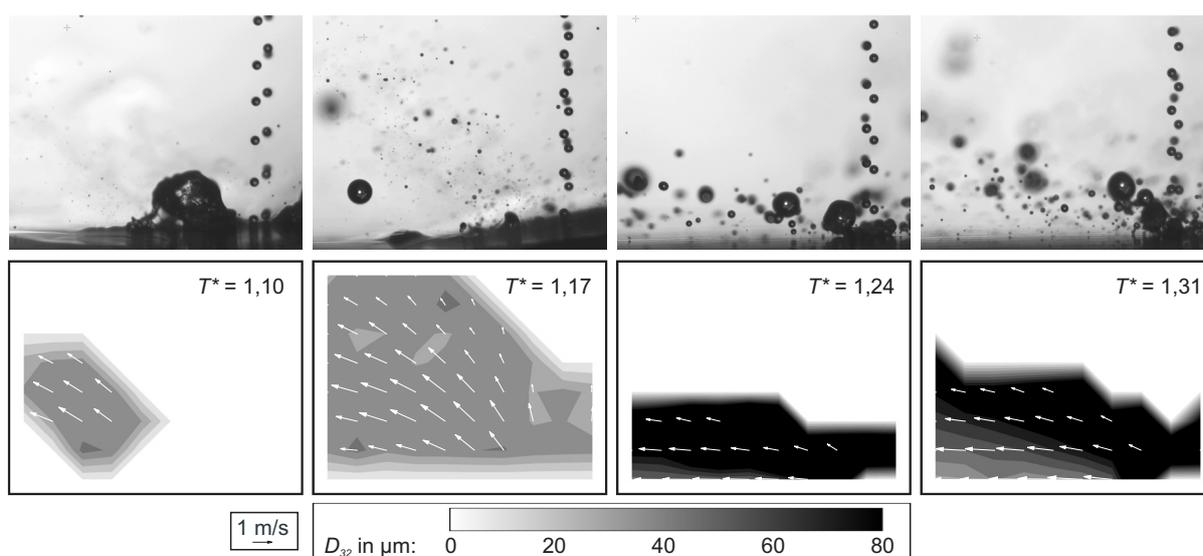


Abb. 4.29: Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $\Delta s_{PTK} = 300\ \mu\text{m}$
(Isooktan, $d_{PT} = 72\ \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8\ \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25\ \text{kHz}$)

rung der Lamelle durch die Erhöhung der Aufprallfrequenz im Fall von drei Tropfenketten die Bildung der Dampfblasen und eine dadurch bedingte Verkleinerung des Sauterdurchmessers verursacht haben.

Für eine weitere Untersuchung des Einflusses des Abstandes zwischen benachbarten Tropfenketten zeigen Abb. 4.30 und Abb. 4.31 unter den gleichen Bedingungen den Aufprall von drei Tropfenketten mit einem jeweils verkleinerten Abstand von $200\ \mu\text{m}$ bzw. $150\ \mu\text{m}$ zwischen den Tropfenketten. Hierbei fällt auf, dass sich für die beiden niedrigen Wandtemperaturen durch den Abstand der Tropfenketten nichts ändert, sondern Größe, Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung für alle drei untersuchten Abstände identisch sind. Daraus lässt sich ableiten, dass sich mit hoher Wahrscheinlichkeit bei niedrigen Wandtemperaturen eine zusammenhängende Lamelle am Aufprallort bildet, die von den drei Tropfenketten gemeinsam gespeist wird. Hierbei kann ein Einfluss von Impuls und Frequenz des Aufpralls festgestellt werden, jedoch findet keine direkte Interaktion zwischen benachbarten Aufprallereignissen statt. Somit kann keine Abhängigkeit des Abstandes zwischen den Tropfenketten registriert werden.

Bei einer weiteren Erhöhung der Wandtemperatur auf $T^* = 1,24$, bei der deutliche Unterschiede in den Größen der entstehenden Sekundärtropfen auftraten, ändert sich dies. Um die Auswirkungen auf die Sekundärtropfencharakteristik besser analysieren zu können, fasst Abb. 4.32 die Sauterdurchmesser der gebildeten Sekundärtropfen sowie die Geschwindigkeitskomponenten parallel bzw. senkrecht zur Wand für alle vier Wandtemperaturen zusammen. Zudem enthalten die beiden Diagramme sowohl die Ergebnisse der Messungen mit drei Tropfenketten mit jeweils unterschiedlichem Abstand als auch diejenigen mit einer einzelnen Tropfenkette.

Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wand ist für alle dargestellten Fälle ähnlich. Oberhalb der Leidenfrosttemperatur fällt sie zunächst deutlich ab und steigt dann wieder leicht an. Die Komponente parallel zur Wand weist deutlichere Unterschiede auf. Während sie beim Aufprall einer einzelnen Tropfenkette recht gering ist und sich mit zunehmender Wandtempe-

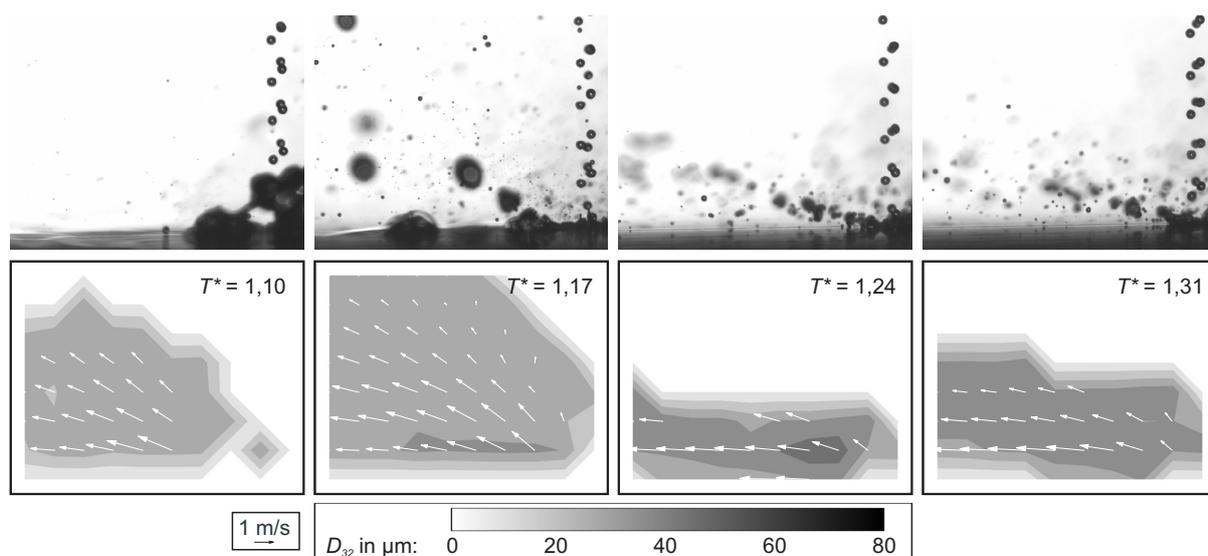


Abb. 4.30: Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $\Delta_{SPTK} = 200\ \mu\text{m}$
(Isooktan, $d_{PT} = 72\ \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8\ \text{m/s}$, $f_{PTK} = 25\ \text{kHz}$)

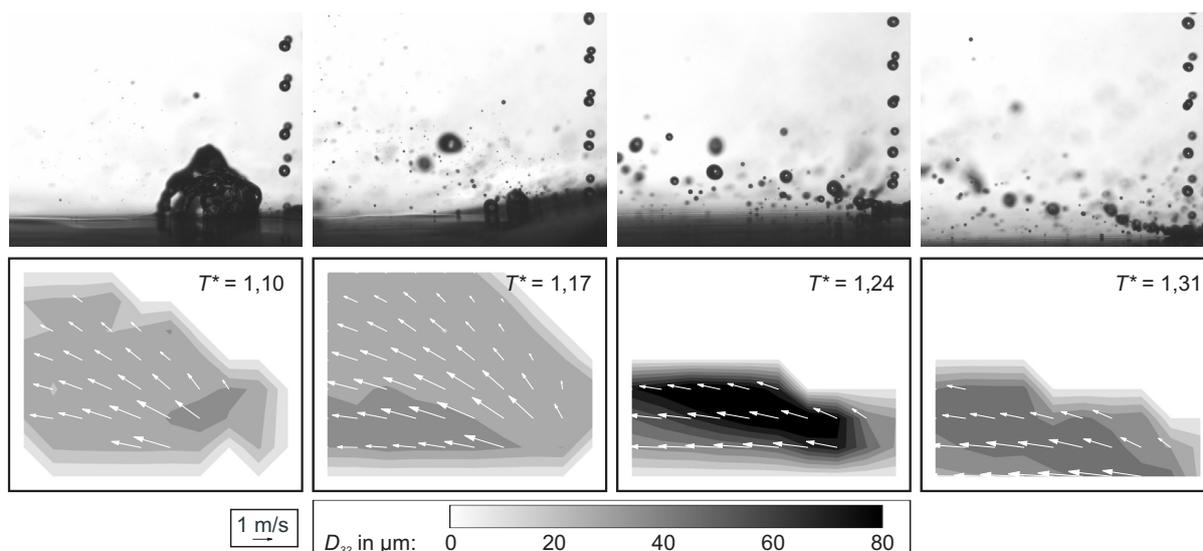


Abb. 4.31: Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $\Delta_{SPTK} = 150 \mu\text{m}$ (Isooktan, $d_{PT} = 72 \mu\text{m}$, $v_{PT} = 7,8 \text{ m/s}$, $f_{PTK} = 25 \text{ kHz}$)

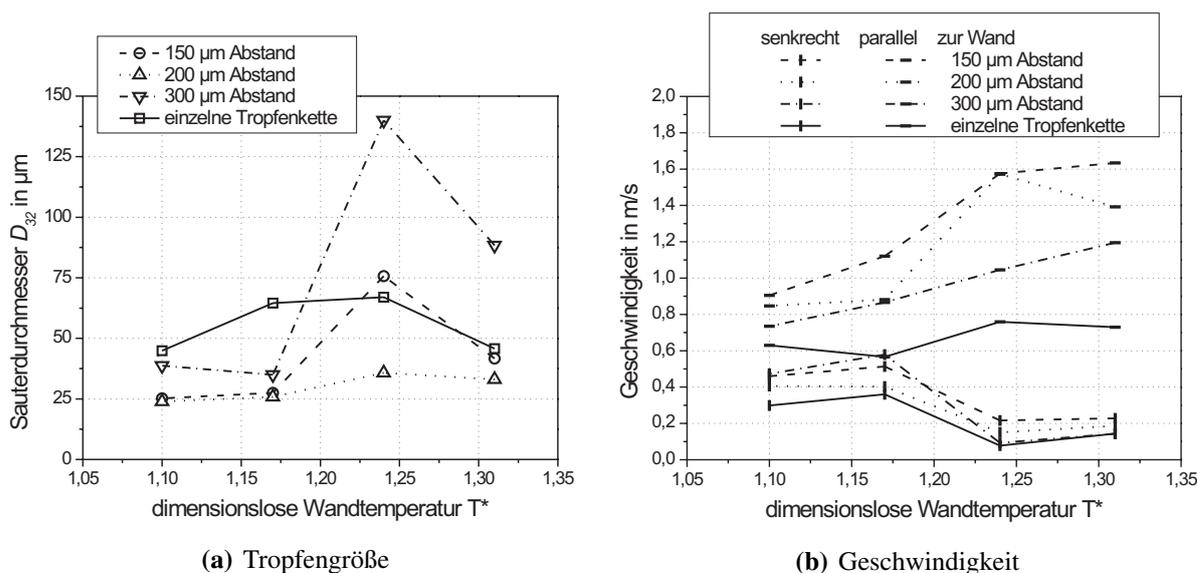


Abb. 4.32: Quantitativer Vergleich von Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen

ratur kaum ändert, steigt sie im Fall der drei Tropfenketten im dargestellten Temperaturbereich auf nahezu das Doppelte an. Weiterhin ist auffällig, dass mit abnehmendem Abstand zwischen den Tropfenketten die Geschwindigkeit parallel zur Wand ansteigt. Daraus lässt sich der Schluss ziehen, dass mit abnehmendem Abstand zwischen den Aufprallorten die Interaktion zwischen den Aufprallereignissen zunimmt. Ein Aufeinandertreffen benachbarter, sich ausbreitender Lamellen bewirkt, wie schon in Abb. 4.25 gezeigt, eine Ablenkung in Richtung der Mittelebene zwischen den Aufprallorten. Die zunehmende Interaktion bei geringer werdendem Abstand führt somit zu einer Verstärkung der Sekundärtropfenbewegung in Richtung der Mittelebene, was durch die Zunahme der Geschwindigkeit parallel zur Wand wiedergegeben wird.

Abb. 4.32(a) zeigt die Sauterdurchmesser der gebildeten Sekundärtropfen. Es wird noch einmal verdeutlicht, insbesondere im Fall einer Wandtemperatur von $T^* = 1,17$, dass für den Aufprall von drei Tropfenketten die entstehenden Tropfengrößen unabhängig vom Abstand der Tropfenketten und deutlich kleiner als bei Aufprall einer einzelnen Kette sind. Bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$ zeigt das Diagramm deutlich, wie stark sich die gebildeten Tropfengrößen voneinander unterscheiden. Beim Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $300\ \mu\text{m}$ wurden sehr große Sekundärtropfen (SMD von ca. $140\ \mu\text{m}$) gebildet. Der Aufprall einer einzelnen Kette sowie der von drei Tropfenketten mit einem kleinen Abstand von $150\ \mu\text{m}$ führte zu mittleren Sekundärtropfengrößen mit einem Sauterdurchmesser von $\approx 75\ \mu\text{m}$. Beim Aufprall von drei Tropfenketten mit einem Abstand von $200\ \mu\text{m}$ wurden dagegen sehr kleine Sekundärtropfen gebildet, deren Größe zusätzlich kaum Abhängigkeiten von der Wandtemperatur zeigte. Um die deutlichen Unterschiede bei den Sekundärtropfengrößen genauer zu analysieren, zeigt Abb. 4.33 für die Wandtemperatur von $T^* = 1,24$ die vollständigen Tropfengrößenspektren.

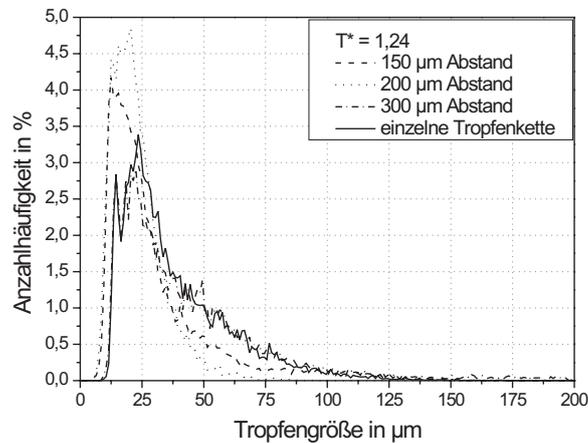


Abb. 4.33: Tropfengrößenverteilungen bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$

Bei den Kurvenverläufen fällt auf, dass sie für den Aufprall der einzelnen Kette und der drei Tropfenketten mit $300\ \mu\text{m}$ Abstand nahezu identisch sind. Im Vergleich dazu werden bei einem Abstand von $150\ \mu\text{m}$ weniger Tropfen oberhalb von $\approx 25\ \mu\text{m}$ gebildet und mehr mit einem kleineren Durchmesser. Dieser Trend setzt sich bei einem Abstand von $200\ \mu\text{m}$ fort, was zu dem sehr kleinen Sauterdurchmesser von $35,8\ \mu\text{m}$ bei diesem Kettenabstand führt. Allerdings wird der deutliche Unterschied im Sauterdurchmesser speziell zwischen dem Aufprall der einzelnen Tropfenkette und den drei Tropfenketten mit $300\ \mu\text{m}$ Abstand hier nicht direkt ersichtlich. Bei einem Vergleich der Bilder zu diesen Aufprallereignissen, die in Abb. 4.28 und Abb. 4.29 dargestellt sind, fallen vereinzelte, sehr große Sekundärtropfen im Fall der drei Tropfenketten auf. Diese sind im Diagramm aus Abb. 4.33 in einem extrem geringen Anteil an großen Tropfen mit einem Durchmesser über $150\ \mu\text{m}$ enthalten. In diesem Tropfengrößenbereich sind beim Aufprall der einzelnen Tropfenkette keine Sekundärtropfen entstanden. Da für die Bildung des Sauterdurchmessers jedoch große Tropfen deutlich stärker ins Gewicht fallen als kleine, führen diese vereinzelten großen Sekundärtropfen zu dem festgestellten deutlichen Anstieg des Sauterdurchmessers.

Bei einer Verringerung des Abstandes zwischen den drei Tropfenketten wurden diese sehr großen Tropfen nicht mehr gebildet. Dennoch ist insgesamt kein eindeutiger Trend für die Sekundärtropfengröße erkennbar, da bei einem mittleren Abstand von $200\ \mu\text{m}$ die kleinsten Sekundärtropfen gebildet werden. Diese Beobachtung lässt sich grundsätzlich auch bei einer noch höheren Wandtemperatur von $T^* = 1,31$ machen, wenn auch die Unterschiede zwischen den mittleren Tropfengrößen deutlich kleiner werden (vgl. Abb. 4.32).

4.5 Zusammenfassende Betrachtung der experimentellen Ergebnisse

Bei allen untersuchten Arten des Tropfenaufpralls stellt sich die Wandtemperatur als Haupteinflussparameter heraus. Darüber hinaus zeigen die dargestellten Ergebnisse deutlich den Einfluss der Interaktion mehrerer Aufprallereignisse auf die Eigenschaften der gebildeten Sekundärtropfen. Im Vergleich zum Aufprall von Einzeltropfen ist sowohl bei einer zeitlichen als auch bei einer räumlichen Überlagerung ein deutlich unterschiedliches Verhalten der Sekundärtropfen erkennbar. Im Fall der zeitlichen und räumlichen Überlagerung von Aufprallereignissen ist bei einer Überschreitung der Leidenfrosttemperatur eine grundlegende Änderung sowohl bei der Bewegung als auch bei der Größe der gebildeten Sekundärtropfen besonders deutlich erkennbar. Speziell für diesen Fall der kombinierten zeitlichen und räumlichen Interaktion zeigt sich eine Abhängigkeit von der Art der Tropfenentstehung, und die Größen der entstehenden Sekundärtropfen werden von einer Überlagerung der zeitlichen Anregung der Flüssigkeitslamelle mit der räumlichen Interaktion benachbarter Lamellen beeinflusst.

Es existieren zwei Mechanismen der Tropfenentstehung. Zum einen entstehen Sekundärtropfen aus platzenden Dampfblasen. Die dabei entstehenden Tropfen sind sehr klein ($\lesssim 20\ \mu\text{m}$). Größere Tropfen entstehen entweder durch einen thermisch induzierten Zerfall der Lamelle auf der Wand (vgl. Abschnitt 4.2.2) oder durch ein dynamisch induziertes Abscheren von Teilen der Lamelle. Das Abscheren wird durch eine Wellenbewegung der Flüssigkeitsoberfläche und Strömungen in der Flüssigkeit initiiert. Diese Wellen und Strömungen entstehen beim Auftreffen nachfolgender Tropfen auf eine bestehende Lamelle. Entscheidende Parameter für diese Wellen sind die Frequenz und der Impuls der auftreffenden Tropfen. Bei einzelnen Tropfenketten konnte der Einfluss der Frequenz auf diesen Prozess der Tropfenbildung in Abb. 4.23 nachgewiesen werden. Bei mehreren Tropfenketten kommt als weiterer Einflussfaktor die Interaktion der entstehenden Wellen und Strömungen von benachbarten Aufprallereignissen hinzu. Eine gemeinsame Lamelle entsteht bei niedriger Wandtemperatur und kleinen Abständen zwischen den Aufprallorten. Bei getrennten Lamellen interagieren nicht die Wellen, sondern die sich ausbreitenden Lamellen miteinander.

Diese Einflussparameter wirken gemeinsam auf die entstehenden Sekundärtropfen ein. Je nach Eigenfrequenz der Lamelle und Anregungsfrequenz summieren sich die Wellen benachbarter Aufprallereignisse, oder sie schwächen sich gegenseitig ab. Zusätzlich überlagert die Wandtemperatur diese Effekte mit ihrem Einfluss auf die Größe der Lamelle sowie auf Strömungen in der Lamelle durch Dampfblasen, Konvektionsströmungen bzw. Strömungen, die durch thermisch verursachte Unterschiede in den Stoffeigenschaften hervorgerufen werden (Marangoni

Effekt). Auf Basis der durchgeführten Experimente mit drei Tropfenketten lassen sich die deutlichen Unterschiede in der Größe der entstehenden Sekundärtropfen, wie sie in Abb. 4.32 bei einer Wandtemperatur von $T^* = 1,24$ auffallen, nur mit dieser Überlagerung der verschiedenen Anregungsmechanismen für das Abscheren von Tropfen aus der Lamelle erklären. Für eine Absicherung und Quantifizierung dieser Aussage sind weitere Experimente speziell für die Analyse der räumlichen Interaktion notwendig.

Die Analyse der zeitlichen und räumlichen Interaktion von Aufprallereignissen zeigt, dass beide Faktoren die Aufprallprodukte deutlich beeinflussen. Somit konnte bestätigt werden, dass eine detaillierte Analyse der Interaktionsarten für die Beschreibung des Aufpralls von realen Sprays notwendig ist. Die Ergebnisse des Sprayaufpralls aus Abschnitt 4.1 haben eindrucksvoll unterstrichen, dass dabei weder Zeit noch Platz für Aufprallereignisse von einzelnen Tropfen vorhanden ist. Dennoch ist die Kenntnis der Abläufe und der auftretenden Effekte beim Aufprall von einzelnen mikrometergroßen Tropfen auf eine heiße Wand für die Interpretation der Ergebnisse von interagierenden Aufprallereignissen unabdingbar. Insbesondere die konsequente Kombination von Untersuchungen einzelner mikrometergroßer Tropfen mit Untersuchungen der zeitlichen und räumlichen Interaktion von Aufprallereignissen unter realitätsnahen und untereinander vergleichbaren Bedingungen hebt die vorgestellte Arbeit deutlich von bisherigen Studien ab. Somit leisten die dargestellten Ergebnisse in ihrer Gesamtheit einen wichtigen Beitrag zur Analyse der Spray-Wand-Interaktion in Ottomotoren mit Direkteinspritzung. Eine wichtige Grundlage hierfür bildet die Nähe der durchgeführten Experimente zur Realität, die in Abb. 4.34 abschließend verdeutlicht wird. In der Abbildung sind die Bedingungen der dargestellten Experimente in Abhängigkeit von We - und Oh -Zahl dargestellt. Zusätzlich ist der Bereich gekennzeichnet, in dem reale Aufprallprozesse in DI-Ottomotoren liegen.

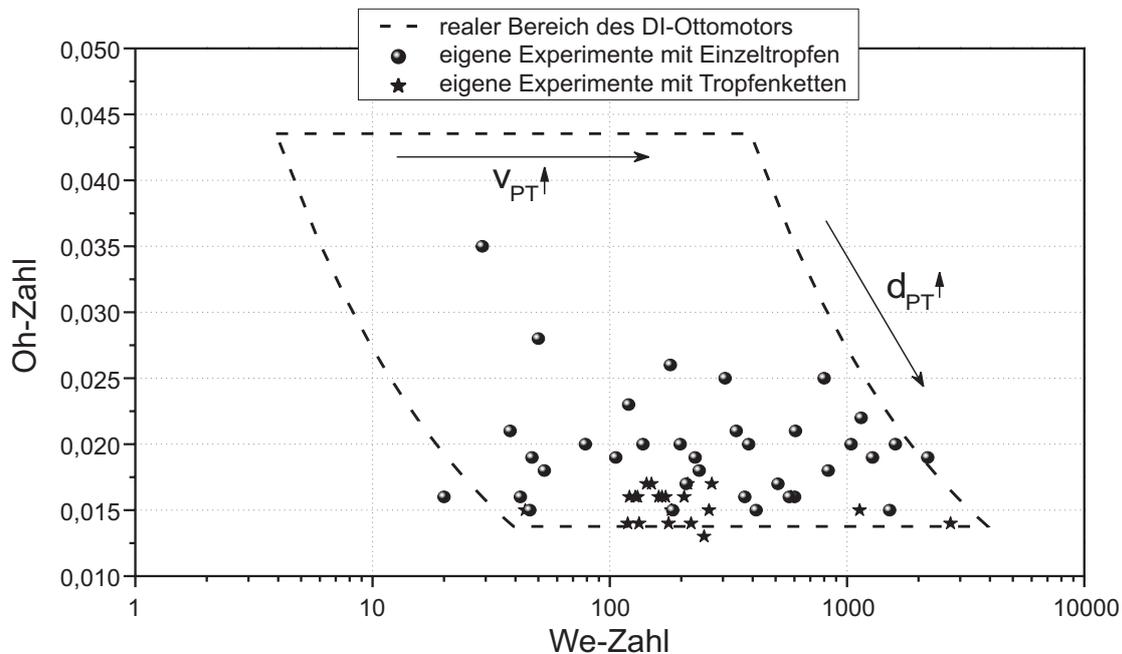


Abb. 4.34: Randbedingungen der durchgeführten Experimente im Vergleich zu den realen Bedingungen des DI-Ottomotors

5 Zusammenfassung

Zentrale Ziele gegenwärtiger Entwicklungen auf dem Gebiet der Verbrennungsmotoren sind Wirkungsgraderhöhung zur Einsparung fossiler Brennstoffe und Verringerung von Schadstoffemissionen. Großes Potential zur Wirkungsgradsteigerung des Ottomotors weist die Direkteinspritzung (*DI*) auf. Zentrale Komponenten dieses Konzepts sind Gemischbildung und Entflammung. Das eingespritzte Kraftstoffspray muss kontrolliert geführt werden, damit zum Zündzeitpunkt ein zündfähiges Gemisch im Bereich der Zündkerze vorliegt. Diese Aufgabe muss zusätzlich auch in jedem anderen Betriebszustand zuverlässig erfüllt werden. Gegenwärtig in Serie befindliche *DI*-Ottomotoren arbeiten zumeist mit einem *wandgeführten Brennverfahren*, bei dem eine spezielle Kolbengeometrie in Kombination mit einer intensivierten Ladungsbeziehung dafür sorgt, dass das Gemisch zur Zündkerze transportiert wird. Nicht nur bei diesem Verfahren lässt sich der Kontakt von Einspritzstrahl und Kolbenoberfläche nur in wenigen Betriebsbereichen vermeiden.

Aus diesem Grund spielt die Interaktion des Einspritzstrahls mit der Kolbenoberfläche im Kontext der Gemischbildung eine bedeutende Rolle. Der sich beim Kontakt bildende Wandfilm führt zu unkontrollierbaren Abweichungen der tatsächlich an der Verbrennung teilnehmenden Kraftstoffmenge und zur Bildung von Ablagerungen und erhöhten Schadstoffemissionen. Die Vorgänge beim Aufprall eines Sprays auf eine Oberfläche konnten bislang nicht zufriedenstellend analysiert werden. Viele auftretende Phänomene sind weiterhin unverstanden und ihre Ursache ungeklärt.

Die ursprüngliche Idee, den Aufprall eines realen Sprays mit Hilfe einer Überlagerung von vielen Aufprallereignissen von Einzeltropfen zu beschreiben, hat sich inzwischen als nicht zielführend erwiesen. Vielmehr wird der Sprayaufprall von der zeitlichen und räumlichen Interaktion von mehreren Aufprallereignissen dominiert. Die im Rahmen der vorgestellten Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Aufprall eines realen *DI*-Sprays zeigen die massive zeitliche und räumliche Überlagerung, sowie die sehr kurzen zeitlichen und sehr kleinen räumlichen Fenster, die dem einzelnen Tropfen für das Aufprallereignis zur Verfügung stehen. Trotz der Bedeutung der Interaktion von Aufprallereignissen bildet das physikalische Verständnis der ablaufenden Prozesse beim Einzeltropfenaufprall eine wichtige Komponente insbesondere für die bislang experimentell kaum untersuchten mikrometergroßen Tropfen.

Als Beitrag zu diesem Themenkomplex wurden im Rahmen der vorgestellten Arbeit Untersuchungen speziell für die Anwendung der Direkteinspritzung im Ottomotor durchgeführt. Hierbei wurde zum einen erstmals der Aufprall von einzelnen mikrometergroßen Tropfen unter realitätsnahen Bedingungen umfassend analysiert. Zum anderen wurde darauf aufbauend die zeitliche und räumliche Interaktion von Aufprallereignissen unter vergleichbaren Randbedingungen detailliert untersucht, so dass eine Übertragung von gewonnenen Erkenntnissen kontinuierlich durchgeführt werden konnte. Diese Experimente stellten besondere Anforderungen an den Versuchsaufbau, die Versuchsdurchführung und die Messtechnik. Zur Lösung dieser Herausforderung wurde ein Versuchsaufbau realisiert, der eine bildgebende Untersuchung der Aufprallereignisse unter verschiedensten Bedingungen ermöglichte. Mit Hilfe von computer-

gestützten Bildanalysetechniken, die an die komplexen Herausforderungen der durchgeführten Experimente angepasst worden waren, konnte neben quantitativen Größen wie Geschwindigkeit und Größe von Tropfen auch ein visueller Eindruck der ablaufenden Prozesse gewonnen werden. Insbesondere eine visuelle Kontrolle und Analyse ist für die Identifizierung von Prozessen und physikalischen Vorgängen essentiell wichtig.

Der erstmals durchgeführte Vergleich der dynamischen Vorgänge beim Aufprall von Mikrometergroßen Tropfen mit Ergebnissen von millimetergroßen Tropfen aus der Literatur ergab eine gute qualitative Übereinstimmung. Quantitative Unterschiede wurden auf die Grenzen einer Skalierung der Wandrauigkeit zurückgeführt. Detaillierte Untersuchungen zur Entstehung von Sekundärtropfen beim Aufprall auf eine heiße Oberfläche zeigten deutliche Unterschiede zum Aufprall von millimetergroßen Tropfen auf. Es wurde eine Schwelle der Aufprallenergie hergeleitet, unterhalb derer ein bislang unbeobachtetes Phänomen auftritt, das als *Thermische Reflexion* bezeichnet wird. Dieses wird von dem Verhältnis der Zeitskalen der Lamellenausbreitung und der Wärmeübertragung dominiert und tritt nur bei Mikrometergroßen Tropfen in der gezeigten Form auf, weshalb es in dieser Arbeit erstmals nachgewiesen werden konnte. Da die Bedingungen, unter denen Thermische Reflexion auftritt, im Zentrum des Parameterbereichs von Ottomotoren mit Direkteinspritzung liegen, kommt diesem Phänomen eine sehr große Bedeutung zu.

Den ersten Schritt vom Einzeltropfenaufprall zum Sprayaufprall bildete die Untersuchung der zeitlichen Interaktion gleichartiger Aufprallereignisse. Dabei wurde ein Einfluss der Aufprallfrequenz identifiziert, der zu größeren Geschwindigkeiten der Sekundärtropfen bei höherer Aufprallfrequenz führt. Dieser Effekt ist mit der intensiven Störung der Lamelle durch die hochfrequent auftretenden Aufprallereignisse zu erklären. Zusätzlich wurde eine Konzentration der Sekundärtropfen in der Nähe der Wand bei hoher Aufprallfrequenz nachgewiesen.

Eine räumliche Interaktion von Aufprallereignissen ist durch ein Aufeinandertreffen der Lamellen während ihrer Ausbreitung charakterisiert. Hierbei wird die Lamelle umgelenkt, steigt senkrecht auf und zerfällt. Dabei weisen die Untersuchungen einen deutlichen Einfluss der räumlichen Interaktion nach. Allerdings konnte noch keine endgültig zufriedenstellende Erklärung für die Auswirkungen auf die Charakteristik der Sekundärtropfen gefunden werden, da keine einheitliche Abhängigkeit festzustellen war. Auf dem Gebiet der räumlichen Interaktion können einige weiterführende Experimente zu Fortschritten auf diesem Gebiet beitragen.

Insgesamt führten die vorgestellten Ergebnisse zu einer Erweiterung des Verständnisses der Vorgänge beim Aufprall von Tropfen und Sprays im Ottomotor mit Direkteinspritzung. Generell bestätigte sich die Notwendigkeit und der Nutzen von Experimenten unter realitätsnahen Bedingungen. Verschiedene Vorgänge wurden detailliert dargestellt, die zu einer Weiterentwicklung und Validierung der numerischen Simulation beitragen können. Auf Basis der vorgestellten Ergebnisse weiterentwickelte Modelle können der Vorentwicklung von Verbrennungsmotoren ein Werkzeug an die Hand geben, das eine Verkürzung der Entwicklungszeiten ermöglicht. Eine zuverlässige Berechnung der Gemischbildung erlaubt eine frühzeitige Optimierung von Parametern, die die Grundlage einer wirkungsgradoptimalen und schadstoffarmen Verbrennung bilden. Diese vorgeschaltete rechnerunterstützte Optimierung kann die kostenintensive prüfstandsbaasierte Prototypenerprobung erheblich verkürzen.

Literaturverzeichnis

- Aharon, I. und Shaw, B.D. (1996): *Marangoni instability of bi-component droplet gasification*. Physics of Fluids, Vol. 8, No. 7, S. 1820–1827.
- Akhtar, S.W. und Yule, A.J. (2001): *Droplet impaction on a heated surface at high weber numbers*. 17th Annual Conference of ILASS-Europe, Zürich, Schweiz.
- Albrecht, H.-E., Borys, M., Damaschke, N. und Tropea, C. (2003): *Laser Doppler and Phase Doppler measurement techniques*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York. ISBN 3-540-67838-7.
- Allocca, L., Corcione, F.E. und Valentino, G. (2001): *Study of the atomisation process in a GDI spray by laser light extinction and phase doppler techniques*. 17th Annual Conference of ILASS-Europe, Zürich, Schweiz.
- Anders, K., Roth, N. und Frohn, A. (1990): *Operation characteristics of vibrating-orifice generators as calibration standard for sizing methods and for the study of basic phenomena*. Proceedings of the 2nd International Congress on Optical Particle Sizing, Tempe, Arizona, USA.
- Anders, K., Roth, N. und Frohn, A. (1992): *Operation characteristics of vibrating orifice generators: the coherence length*. Particle and Particle Systems Characterization, Vol. 9, S. 40–43.
- Anders, K., Roth, N. und Frohn, A. (1993): *The velocity change of ethanol droplets during collision with a wall analysed by image processing*. Experiments in Fluids, Vol. 15, S. 91–96.
- Badie, R. und de Lange, D.F. (1997): *Mechanism of drop constriction in a drop-on-demand inkjet system*. Proceedings: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol. 453, Issue 1967, S. 2573–2581.
- Bai, C. und Gosman, A.D. (1995): *Development of methodology for spray impingement simulation*. SAE Technical Paper No. 950283.
- Bai, C. und Gosman, A.D. (1996): *Mathematical modelling of wall films formed by impinging sprays*. SAE Technical Paper No. 960626.
- Baumeister, K.J. und Simon, F.F. (1973): *Leidenfrost temperature - its correlation for liquid metals, cryogenes, hydrocarbons, and water*. Journal of Heat Transfer, Vol. 95, S. 166–173.
- Berg, John C. (Hrsg.) (1993): *Wettability*. Marcel Dekker, Inc., 270 Madison Avenue, New York. ISBN 0-8247-9046-4.
- Berglund, R.N. und Liu, B.Y.H. (1973): *Generation of monodisperse aerosol standards*. Environmental Science & Technology, Vol. 7, No. 2, S. 147–153.

- Bernardin, J.D. (1996): *Leidenfrost point and film boiling heat transfer of single droplets and sprays*. Dissertation, Purdue University.
- Bernardin, J.D. und Mudawar, I. (1997): *Film boiling heat transfer of droplet streams and sprays*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 11, S. 2579–2593.
- Bernardin, J.D. und Mudawar, I. (1999): *The Leidenfrost point: Experimental study and assessment of existing models*. Journal of Heat Transfer, Vol. 121, S. 894–903.
- Bernardin, J.D., Mudawar, I., Walsh, C.B. und Franses, E.I. (1997a): *Contact angle temperature dependence for water droplets on practical aluminum surfaces*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 5, S. 1017–1033.
- Bernardin, J.D., Stebbins, C.J. und Mudawar, I. (1997b): *Effects of surface roughness on water droplet impact history and heat transfer regimes*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 1, S. 73–88.
- Bernardin, J.D., Stebbins, C.J. und Mudawar, I. (1997c): *Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 2, S. 247–267.
- Böhm, C., Weiss, D.A. und Tropea, C. (2000): *Multi-droplet impact onto solid walls: Droplet-droplet interaction and collision of kinematic discontinuities*. 16th Annual Conference of ILASS-Europe, Darmstadt, Deutschland.
- Brenn, G. und Lackermeier, U. (1997): *Drop formation from a vibrating orifice generator driven by modulated electrical signals*. Physical Fluids, Vol. 9, No. 12, S. 3658–3669.
- Brenn, G., Durst, F. und Tropea, C. (1995): *Monodisperse sprays - their production and characteristics*. 11th Annual Conference of ILASS-Europe, Nürnberg, Deutschland.
- Bussmann, M., Mostaghimi, J. und Chandra, S. (1999): *On a three-dimensional volume tracking model of droplet impact*. Physics of Fluids A, Vol. 11, No. 6, S. 1406–1417.
- Bussmann, M., Chandra, S. und Mostaghimi, J. (2000): *Modeling the splash of a droplet impacting a solid surface*. Physics of Fluids, Vol. 12, No. 12, S. 3121–3132.
- Calabria, R., Casaburi, A. und Massoli, P. (2003): *Improved GSI out-of-focus technique for application to dense sprays and PIV measurements*. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrent, Italien.
- Chandra, S. und Avedisian, C.T. (1991): *On the collision of a droplet with a solid surface*. Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, Vol. 432, Issue 1884, S. 13–41.
- Chaves, H., Kubitzek, A.M. und Obermeier, F. (1999): *Dynamic processes occurring during the spreading of thin liquid films produced by drop impact on hot walls*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, S. 470–476.

- Chaves, H., Kubitzek, A.M. und Obermeier, F. (2000): *Transient phenomena during drop impact on heated walls*. In: *Transient Phenomena in Multiphase and Multicomponent Systems*, S. 181–194. Wiley-VCH. ISBN 3-527-27149-X.
- Chigier, N. und Reitz, R.D. (1996): *Regimes of jet breakup and breakup mechanisms (physical aspects)*. Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 166, S. 109–135.
- Ciofalo, M., Dipiazza, I. und Brucato, V. (1999): *Investigation of the cooling of hot walls by liquid water sprays*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 42, S. 1157–1175.
- Coghe, A. und Cossali, G.E. (1996): *Experimental analysis by laser extinction of the evolution of the liquid crown produced by the splash of a drop on thin liquid film*. 8th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 25.6.
- Coghe, A., Cossali, G. und Marengo, M. (1995): *A first study about single drop impingement on thin liquid film in a low Laplace Number range*. 11th Annual Conference of ILASS-Europe, Nürnberg, Deutschland, S. 285–293.
- Coghe, A., Brunello, G., Cossali, G.E. und Marengo, M. (1999): *Single drop splash on thin film: Measurements of crown characteristics*. 15th Annual Conference of ILASS-Europe, Toulouse, Frankreich.
- Cohen, R.D. (1991): *Shattering of a liquid drop due to impact*. Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, Vol. 435, Issue 1895, S. 483–503.
- Comer, M.A., Bowen, P.J., Sapsford, S.M. und Bates, C.J. (2001): *Influence of ambient pressure on transient G-DI sprays*. 17th Annual Conference of ILASS-Europe, Zürich, Schweiz.
- Cossali, G.E., Coghe, A. und Marengo, M. (1997): *The impact of a single drop on a wetted solid surface*. Experiments in Fluids, Vol. 22, S. 463–472.
- Cossali, G.E., Marengo, M., Santini, M. und Watanabe, J. (2002a): *Experimental analysis of splashing after the impact of a liquid drop on a solid heated wall*. Congresso Nazionale sulla Trasmissione del Calore, Acqafredda di Maratea, Italien.
- Cossali, G.E., Marengo, M., Santini, M. und Watanabe, J. (2002b): *Secondary droplet atomisation from single drop impact on heated surfaces*. 18th Annual Conference of ILASS-Europe, Saragossa, Spanien.
- Cossali, G.E., Marengo, M. und Santini, M. (2005): *Single drop empirical models for spray impact on solid walls: a review*. Atomization and Sprays, Vol. 15, Iss. 6. ISSN 1045-5110.
- Damaschke, N., Nobach, H., Nonn, T.I., Semidetnov, N. und Tropea, C. (2002): *Size and Velocity Measurements with the Global Phase Doppler Technique*. 11th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 10.3.

- Donnelly, R.J. und Glaberson, W. (1966): *Experiments on the capillary instability of a liquid jet*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 290, Issue 1423, S. 547–556.
- Dullenkopf, K., Willman, M., Wittig, S., Schöne, F., Stieglmeier, M., Tropea, C. und Mundo, C. (1996): *Comparative mass flux measurements in sprays using patternator and phase doppler technique*. 8th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 20.1.
- Durst, F., Melling, A. und Whitelaw, J.H. (1987): *Theorie und Praxis der Laser Doppler Anemometrie*. Verlag G.Braun, Karlsruhe.
- DWDIE (2003): *Droplet-wall-interaction phenomena of relevance to direct injection gasoline engines*. Abschlussbericht, Europäisches Forschungsvorhaben, Framework Program 5, Projektreferenz: ENK6-CT-2000-00051.
- Edgerton, H.E. und Killian, J.R. (1979): *Moments of vision - The stroboscopic revolution in photography*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England.
- Elsäßer, A. (1998): *Kraftstoffaufbereitung in Verbrennungskraftmaschinen: Grundlagen der Strömung schubspannungsgetriebener Wandfilme*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Elsäßer, A., Samenfink, W., Hallmann, M. und Wittig, S. (1994): *Mixing phenomena of fuel sprays in intake manifolds*. 6th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Rouen, Frankreich.
- Elsäßer, A., Samenfink, W., Ebner, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1997): *Dynamics of shear-driven liquid films*. 7th International Conference on Laser Anemometry - Advances and Applications, Karlsruhe, Deutschland.
- Elsäßer, A., Samenfink, W., Ebner, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998): *Effect of variable liquid properties on the flow structure within shear-driven wall films*. 9th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 1.3.
- Emmerson, G.S. (1975): *The effect of pressure and surface material on the Leidenfrost point of discrete drops of water*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 18, S. 381–386.
- Engel, O.G. (1955): *Waterdrop collisions with solid surfaces*. Journal of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 54, No. 5, S. 281–298.
- Fantini, E., Tognotti, L. und Tonazzini, A. (1990): *Drop size distribution in sprays by image processing*. Computers & Chemical Engineering, Vol. 14, No. 11, S. 1201–1211.
- Field, J.E., Lesser, M.B. und Dear, J.P. (1985): *Studies of two-dimensional liquid-wedge impact and their relevance to liquid-drop impact problems*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 401, No. 1821, S. 225–249.

- Fraidl, G.K., Pioock, W.F. und Wirth, M. (1996): *Gasoline direct injection: Actual trends and future strategies for injection and combustion systems*. SAE Technical Paper No. 960465.
- Fraser, R.P., Eisenklam, P., Dombrowski, N. und Hasson, D. (1962): *Drop formation from rapidly moving sheets*. AICHE Journal: Chemical Engineering Research and Development, Vol. 8, No. 5, S. 672–680.
- Fujimoto, H., Shiraishi, H. und Hatta, N. (2000): *Evolution of liquid/solid contact area of a drop impinging on a solid surface*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 43, S. 1673–1677.
- Fujimoto, H., Ogino, T., Takuda, H. und Hatta, N. (2001): *Collision of a droplet with a hemispherical static droplet on a solid*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 27, S. 1227–1245.
- Fujimoto, H., Ito, S. und Takezaki, L. (2002): *Experimental study of successive collision of two water droplets with a solid*. Experiments in Fluids, Vol. 33, S. 500–502.
- Fukai, J., Shiiba, Y., Yamamoto, T., Miyatake, O., Poulidakos, D., Megaridis, C.M. und Zhao, Z. (1995): *Wetting effects on the spreading of a liquid droplet colliding with a flat surface: Experiment and modeling*. Physics of Fluids A, Vol. 7, No. 2, S. 236–247.
- Fukai, J., Shiiba, Y. und Miyatake, O. (1997): *Theoretical study of droplet impingement on a solid surface below the Leidenfrost temperature*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 10, S. 2490–2492.
- Geldorp, W.I., Rioboo, R., Jakirlic, S., Muzaferija, S. und Tropea, C. (2000): *Numerical and experimental drop impact on solid dry surfaces*. 8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, USA.
- Gennes, de P.G. (1985): *Wetting: statics and dynamics*. Reviews of Modern Physics, Vol. 57, No. 3, S. 827–863.
- Glover, A.R., Skippon, S.M. und Boyle, R.D. (1995): *Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems*. Applied Optics, Vol. 34, Nr. 36, S. 8409–8421.
- Gottfried, B.S., Lee, C.J. und Bell, K.J. (1966): *The Leidenfrost phenomenon: Film boiling of liquid droplets on a flat plate*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 9, S. 1167–1187.
- Habchi, C. und Foucart, H. (2000): *Multidimensional modelling of gasoline spray impingement and liquid film heat transfer and boiling on heated surfaces*. 8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, USA.
- Harlow, F.H. und Shannon, J.P. (1967): *The splash of a liquid drop*. Journal of Applied Physics, Vol. 38, S. 3855–3866.

- Hatta, N., Fujimoto, H., Kinoshita, K. und Takuda, H. (1997): *Experimental study of deformation mechanism of a water droplet impinging on hot metallic surfaces above the Leidenfrost temperature*. Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Vol. 119, S. 692–699.
- Healy, W.M., Hartley, J.G. und Abdel-Khalik, S.I. (1996): *Comparison between theoretical models and experimental data for the spreading of liquid droplets impacting a solid surface*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 14, S. 3079–3082.
- Healy, W.M., Halvorson, P.J., Hartley, J.G. und Abdel-Khalik, S.I. (1998): *A critical heat flux correlation for droplet impact cooling at low Weber numbers and various ambient pressures*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 41, Nos 6-7, S. 975–978.
- Healy, W.M., Hartley, J.G. und Abdel-Khalik, S.I. (2001a): *On the validity of the adiabatic spreading assumption in droplet impact cooling*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 44, S. 3869–3881.
- Healy, W.M., Hartley, J.G. und Abdel-Khalik, S.I. (2001b): *Surface wetting effects on the spreading of liquid droplets impacting a solid surface at low Weber numbers*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 44, S. 235–240.
- Hehle, M., Rottenkolber, G., Richter, B., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2002): *Untersuchung ottomotorischer Kraftstoffsprays mit Hilfe der Stereoscopic Particle Image Velocimetry*. In: Birkhofer, H., Spath, D., Winzer, P. und Müller, D. (Hrsg.), *Umweltgerechte Produktentwicklung*. DIN Deutsches Institut für Normung e.V., Beuth Verlag GmbH, Berlin, Wien, Zürich.
- Hinze, J.O. (1955): *Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes*. AIChE Journal: Chemical Engineering Research and Development, Vol. 1, S. 289–295.
- Inada, S. und Yang, W.-J. (1993): *Mechanisms of miniaturization of sessile drops on a heated surface*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 36, No. 6, S. 1505–1515.
- Ismailov, M., Ishima, T., Obokata, T., Tsukagoshi, M. und Kobayashi, K. (1998): *Visualization and PDA-measurements in high pressure spray flow*. 8th International Symposium on Flow Visualization, Sorrent, Italien, S. 159.1–159.9.
- Jerny, M.C. und Greenhalgh, D.A. (2000): *Planar dropsizing by elastic and fluorescence scattering in sprays too dense for phase Doppler measurement*. Applied Physics B, Vol. 71, S. 703–710.
- Jonas, T., Kubitzek, A. und Obermeier, F. (1997): *Transient heat transfer and break-up mechanisms of drops impinging on heated walls*. Proceedings of the 4th World Conference on Exp. Heat transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Brüssel, Belgien, S. 1263–1270.
- Kadambi, J.R., Martin, W.T., Amirthaganesh, S. und Wernet, M.P. (1998): *Particle sizing using Particle Image Velocimetry for two phase flows*. Powder Technology, Vol. 100, S. 251–259.

- Kalb, T., Kaiser, H.-G., Kubitzek, A., Chaves, H., Obermeier, F., und Ebert, F. (1999): *Splashing-phenomena due to droplet impact on partially wetted surfaces*. 15th Annual Conference of ILASS-Europe, Toulouse, Frankreich.
- Kalb, T., Kaiser, H.-G., Chaves, H., Obermeier, F. und Ebert, F. (2000): *Splashing due to neighbouring droplet impact*. 16th Annual Conference of ILASS-Europe, Darmstadt, Deutschland.
- Karl, A. (1997): *Untersuchung der Wechselwirkung von Tropfen mit Wänden oberhalb der Leidenfrost-Temperatur*. Dissertation, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- Karl, A. und Frohn, A. (2000): *Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls*. Physics of Fluids, Vol. 12, No. 4, S. 785–796.
- Karl, A., Anders, K., Rieber, M. und Frohn, A. (1996): *Deformation of liquid droplets during collisions with hot walls: Experimental and numerical results*. Particle and Particle Systems Characterization, Vol. 13, S. 186–191.
- Karl, A., Wolber, J. und Frohn, A. (1997): *Interaction of droplet groups with hot walls above the Leidenfrost-temperature*. 13th Annual Conference of ILASS-Europe, Florenz, Italien, S. 458–464.
- Karl, A., Roth, N. und Frohn, A. (2000): *Wall collisions with droplets of binary Ethanol-water mixtures*. 16th Annual Conference of ILASS-Europe, Darmstadt, Deutschland.
- Kim, H.-Y. und Chun, J.-H. (2001): *The recoiling of liquid droplets upon collision with solid surfaces*. Physics of Fluids, Vol. 13, No. 3, S. 643–659.
- Kneer, R., Befrui, B., Weiten, C., Adomeit, P., Geiger, J., Ballauf, J. und Vogt, B. (2002): *Strahlgeführtes BDE Brennverfahren mit naher Anordnung von Einspritzdüse und Zündkerze: Anwendbarkeit einer nach außen öffnenden Hochdruck-Einspritzdüse*. 11. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, S. 155–176.
- Krüger, S. und Grünefeld, G. (2000): *Droplet velocity and acceleration measurements in dense sprays by laser flow tagging*. Applied Physics B, Vol. 71, S. 611–615.
- Kubach, H., Mayer, K. und Spicher, U. (2000): *Untersuchungen zur Realisierung einer rußarmen Verbrennung bei Benzin-Direkteinspritzung*. in BWPLUS-Statusbericht, Karlsruhe.
- Kufferath, A., Samenfink, W. und Gerhardt, J. (2003): *Die neue Emissionsstrategie der Benzin-Direkt-Einspritzung*. MTZ Motorentechnische Zeitschrift 11, S. 916–923.
- Labeish, V.G. (1994): *Thermohydrodynamic study of a drop impact against a heated surface*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 8, S. 181–194.
- LaVision (2003): *System-Manual SizingMaster*. LaVision GmbH, Anna-Vandenhoeck-Ring 19, D-37081 Göttingen.

- Lazaro, B. and Peinado, D., Vega, M., Lecuona, A., Rodriguez, P., Jasuja, A. und Lioussé, F. (2003): *Laser Scattering Patternator: a novel technique for the measurement of industrial, optically dense sprays*. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrent, Italien.
- Lecuona, A., Sosa, P.A., Nogueira, J.I. und Rodriguez, P. (1999): *Characterization of dispersed two-phase flows by digital image analysis*. 15th Annual Conference of ILASS-Europe, Toulouse, Frankreich.
- Lefebvre, A.H. (1989): *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation / Taylor & Francis. ISBN 0-89116-603-3.
- Leidenfrost, J.G. (1756): *De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus*. Universität Duisburg. Englische Übersetzung: *On the fixation of water in diverse fire*, International J. of Heat Mass Transfer, Vol. 9, S. 1153-1166.
- Lesser, M.B. und Field, J.E. (1983): *The impact of compressible liquids*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 15, S. 97-122.
- Levin, Z. und Hobbs, P.V. (1971): *Splashing of water drops on solid and wetted surfaces: Hydrodynamics and charge separation*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A, Vol. 269, No. 1200, S. 555-585.
- Lin, S.P. und Reitz, R.D. (1998): *Drop and spray formation from a liquid jet*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 30, S. 85-105.
- Lindblad, N.R. und Schneider, J.M. (1965): *Production of uniform-sized droplets*. Journal of Scientific Instruments, Vol. 42, No. 8, S. 635-638.
- Lindgren, R. und Denbratt, I. (2004): *Influence of wall properties on the characteristics of a gasoline spray after wall impingement*. SAE Technical Paper No. 2004-01-1951.
- Liow, J.-L. (2001): *Splash formation by spherical drops*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 427, S. 73-105.
- Liow, J.-L. (2002): *Splash formation by water drops*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Lord Rayleigh (1878): *On the instability of jets*. Proceedings of the London Mathematical Society, Vol. 10, (4), S. 4-13.
- Lord Rayleigh (1879): *On the capillary phenomena of jets*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 29, S. 71-97.
- Lord Rayleigh (1882): *Further observations upon liquid jets, in continuation of those recorded in the Royal Society's 'Proceedings' for March and May, 1879*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 34, S. 130-145.

- Loureiro, H.M., Panão, M.R.O. und Moreira, A.L.N. (2004): *Simultaneous measurements of droplet characteristics and surface thermal behaviour to study spray cooling with pulsed sprays*. 12th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal.
- Macklin, W.C. und Metaxas, G.J. (1976): *Splashing of drops on liquid layers*. Journal of Applied Physics, Vol. 47, S. 3963–3970.
- Maier, G., Wittig, S. und Manz, P.W. (1998): *Influence of air assisted fuel injection on the mixing preparation within the intake ports of SI-engines*. SAE Technical Paper No. 982523.
- Makino, K. und Michiyoshi, I. (1984): *The behavior of a water droplet on heated surfaces*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 5, S. 781–791.
- Marengo, M., Rioboo, R., Sikalo, S. und Tropea, C. (1998): *Time evolution of drop spreading onto dry, smooth solid surfaces*. 14th Annual Conference of ILASS-Europe, Manchester, England.
- Marmanis, H. und Thoroddsen, S.T. (1996): *Scaling of the fingering pattern of an impacting drop*. Physics of Fluids A, Vol. 8, No. 6, S. 1344–1346.
- Michiyoshi, I. und Makino, K. (1978): *Heat transfer characteristics of evaporation of a liquid droplet on heated surfaces*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 21, S. 605–613.
- Mundo, C. (1996): *Zur Sekundärzerstäubung newtonscher Fluide an Oberflächen*. Dissertation, Technische Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg.
- Mundo, C., Sommerfeld, M. und Tropea, C. (1994): *Experimental studies of the deposition and splashing of small liquid droplets impinging on a flat surface*. 6th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Rouen, Frankreich.
- Mundo, C., Sommerfeld, M. und Tropea, C. (1995): *Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and breakup process*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 21, No. 2, S. 151–173.
- Naber, J.D. und Farrell, P.V. (1993): *Hydrodynamics of droplet impingement on a heated surface*. SAE Technical Paper No. 930919.
- Nauwerck, A., Pfeil, J., Velji, A., Spicher, U. und Richter, B. (2005): *A basic experimental study of gasoline direct injection at significantly high injection pressures*. SAE Technical Paper No. 2005-01-0098.
- Nikolopoulos, N. und Bergeles, G. (2003): *Impingement of a droplet onto a dry wall: a numerical investigation*. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrent, Italien.

- Nukiyama, S. (1934): *The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure*. Journal Japan Society of Mechanical Engineers, Vol. 37, S. 367–374. Original in Japanisch, englische Übersetzung von 1966: International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 9.
- Oğuz, H.N. und Prosperetti, A. (1990): *Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surfaces*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 219, S. 143–179.
- Oğuz, H.N. und Prosperetti, A. (1991): *Numerical calculations of the underwater noise of rain*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 228, S. 417–442.
- Obermeier, F. (1997): *Experimental aspects of spray impact on walls and films*. 13th Annual Conference of ILASS-Europe, Florenz, Italien.
- Ohnesorge, von W. (1936): *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band 16, Heft 6, S. 355–358.
- Park, S., Cho, H., Yoon, I. und Min, K. (2002): *Measurement of droplet size distribution of gasoline direct injection spray by droplet generator and planar image technique*. Measurement Science and Technology, Vol. 13, S. 859–864.
- Pasandideh-Fard, M., Qiao, Y. M., Chandra, S. und Mostaghimi, J. (1996): *Capillary effects during droplet impact on a solid surface*. Physics of Fluids, Vol. 8, No. 3, S. 650–659.
- Poulikakos, D., Attinger, D., Haferl, S. und Zhao, Z. (2002): *Heat transfer and solidification during the impact of a droplet on a surface*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Preussner, C. und Kampmann, S. (1997): *Benzin-Direkteinspritzung, eine neue Herausforderung für künftige Motorsteuerungssysteme, Teil 2: Einspritzventil und Gemischbildung*. MTZ Motorentchnische Zeitschrift 10, S. 592ff.
- Prosperetti, A. (2002): *Drop-liquid impact phenomena*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Prosperetti, A. und Oğuz, H.N. (1993): *The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 25, S. 577–602.
- Qiao, Y.M. und Chandra, S. (1997): *Experiments on adding a surfactant to water drops boiling on a hot surface*. Proceedings: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol. 453, Issue 1959, S. 673–689.
- Raffel, M., Willert, C. und Kompenhans, J. (1998): *Particle Image Velocimetry: A practical guide*. Springer Verlag, München / Wien.

- Rein, M. (1993): *Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces*. Fluid Dynamics Research, Vol. 12, S. 61–93.
- Rein, M. (1996): *The transitional regime between coalescing and splashing drops*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 306, S. 145–165.
- Rein, M. (2002a): *Interactions between drops and hot surfaces*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Rein, M. (2002b): *Introduction to drop-surface interactions*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Reissing, J., Kech, J.M., Mayer, K., Gindele, J., Kubach, H. und Spicher, U. (1999): *Optical investigations of a gasoline direct injection engine*. SAE Technical Paper No. 1999-01-3688.
- Reske, R. (1986): *Experimentelle Untersuchung des Verhaltens frei fallender Wassertropfen beim Auftreffen auf dünnen Wasserfilmen*. Dissertation, Institut für Technische Thermodynamik, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Richter, B. (1998): *PIV-Untersuchungen der Zweiphasenströmung im Ansaugkanal eines Ottomotors*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Richter, B., Rottenkolber, G., Hehle, M., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2001): *Investigation of fuel sprays by means of stereoscopic particle image velocimetry and highspeed visualization*. 17th Annual Conference of ILASS-Europe, Zürich, Schweiz.
- Richter, B., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2002a): *Wandaufprall von Einzeltropfen unter motornahen Bedingungen von DI-Ottomotoren*. Spray 2002, Freiberg.
- Richter, B., Dullenkopf, K., Wittig, S., Tribulowski, J. und Spicher, U. (2002b): *Influence of atomization quality on mixture formation, combustion and emissions in a mpi-engine under cold-start conditions, Part I*. SAE Technical Paper No. 2002-01-2807, San Diego, USA.
- Richter, B., Dullenkopf, K., Tribulowski, J. und Spicher, U. (2003a): *Einfluss der Gemischbildungsqualität auf Wandfilmbildung und Emissionen beim Kaltstart eines saugrohreinspritzenden Ottomotors*. Haus der Technik Tagung „Motorische Verbrennung“, München, Deutschland.
- Richter, B., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2003b): *Wall impact of single droplets under conditions of DISI-Engines*. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrent, Italien.
- Richter, B., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2005): *Investigation of secondary droplet characteristics produced by an isooctane drop chain impact onto a heated piston surface*. Experiments in Fluids, Vol. 39, Nr. 2, S. 351–363.

- Rieber, M. und Frohn, A. (1999): *A numerical study on the mechanism of splashing*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, S. 455–461.
- Riedel, E. (1977): *Geräusche aufprallender Wassertropfen*. Acustica: the Journal of the European Acoustics Association (EEIG), Vol. 38, S. 89–101.
- Rioboo, R., Roisman, I.V. und Tropea, C. (2001): *Description of spreading, receding and single vertical jetting of a drop impacting a dry wall*. 17th Annual Conference of ILASS-Europe, Zürich, Schweiz.
- Rioboo, R., Marengo, M. und Tropea, C. (2002): *Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces*. Experiments in Fluids, Vol. 33, S. 112–124.
- Rodriguez, F. und Mesler, R. (1985): *Some drops don't splash*. Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 106, No. 2, S. 347–352.
- Roisman, I.V. und Tropea, C. (2002a): *Flow on a wall surface due to spray impact*. 18th Annual Conference of ILASS-Europe, Saragossa, Spanien.
- Roisman, I.V. und Tropea, C. (2002b): *Impact of a drop on a wetted wall: description of crown formation and propagation*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 472, S. 373–397.
- Roisman, I.V., Araneo, L., Marengo, M. und Tropea, C. (1999): *Evaluation of drop impingement models: experimental and numerical analysis of a spray impact*. 15th Annual Conference of ILASS-Europe, Toulouse, Frankreich.
- Roisman, I.V., Prunet-Foch, B., Tropea, C. und Vignes-Adler, M. (2002): *Multiple drop impact onto a dry solid substrate*. Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 256, S. 396–410.
- Roisman, I.V., Prunet-Foch, B., Tropea, C. und Vignes-Adler, M. (2003): *Interaction of high inertia spreading films*. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrent, Italien.
- Roßkamp, H., Willmann, M. und Wittig, S. (1997): *Heat up and evaporation of shear driven liquid wall films in hot turbulent air flow*. 2nd International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer.
- Rottenkolber, G. (2001): *Ottomotoren im Kaltstart: Laseroptische Messverfahren zur Charakterisierung des Kraftstofftransports*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Rottenkolber, G., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998a): *Two phase PIV-Measurements inside the intake port of an IC engine*. VSJ-SPIE Symposium on Flow Visualisation and Combustion, Yokohama, Japan.
- Rottenkolber, G., Richter, B., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998b): *PIV-Untersuchungen der Zweiphasenströmung im Saugrohr eines Ottomotors*. 6. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Essen.

- Rottenkolber, G., Dullenkopf, K., Wittig, S., Kölmel, A., Feng, B. und Spicher, U. (1999a): *Influence of mixture preparation on combustion and emissions inside an SI engine by means of visualization, PIV and IR thermography during cold operating conditions*. SAE Technical Paper No. 1999-01-3644, Toronto, Kanada.
- Rottenkolber, G., Gindele, J., Raposo, J., Dullenkopf, K., Wittig, S., Spicher, U. und Merzkirch, W. (1999b): *Spray analysis of a gasoline direct injector by means of simultaneous two phase PIV*. Proceedings of the 3rd International Workshop on PIV, Santa Barbara, USA, S. 209–217.
- Rottenkolber, G., Meier, R., Schäfer, O., Wachter, S., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2000): *Combined PDA and LDV measurements: Phase discrimination inside a spray using fluorescent seeding particles*. 10th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal.
- Rottenkolber, G., Meier, R., Schäfer, O., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2001): *Combined "fluorescence" LDV (FLDV) and PDA technique for non-ambiguous two phase measurements inside the spray of a SI-engine*. Eingereicht zur Publikation in: Part. Part. Syst. Char.
- Samenfink, W. (1997): *Grundlegende Untersuchungen zur Tropfeninteraktion mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Samenfink, W., Hallmann, M., Elsäßer, A. und Wittig, S. (1994): *Secondary break-up of liquid droplets: experimental investigation for a numerical description*. 6th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Rouen, Frankreich.
- Samenfink, W., Elsäßer, A., Wittig, S. und Dullenkopf, K. (1996): *Internal transport mechanisms of shear-driven liquid films*. 8th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 25.3.
- Samenfink, W., Elsäßer, A., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1997a): *Droplet interaction with shear-driven liquid films: high quality measurements of the deposited mass fraction*. 13th Annual Conference of ILASS-Europe, Florenz, Italien, S. 480–486.
- Samenfink, W., Elsäßer, A., Ebner, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1997b): *Experimentelle Charakterisierung saugrohrtypischer Wandfilme*. Motorische Verbrennung - Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze Haus der Technik, Essen, Deutschland, S. 265–283.
- Samenfink, W., Elsäßer, A., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998): *Droplet interaction with shear-driven liquid films: Analysis of secondary droplet characteristics*. 14th Annual Conference of ILASS-Europe, Manchester, England.
- Samenfink, W., Elsäßer, A., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1999): *Droplet interaction with shear-driven liquid films: Analysis of deposition and secondary droplet characteristics*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, S. 462–469.

- Savic, P. und Boulton, G.T. (1955): *The fluid flow associated with the impact of liquid drops with solid surfaces*. National Research Council of Canada, Rep. No. MT-26.
- Sawyer, M.L., Jeter, S.M. und Abdel-Khalik, S.I. (1997): *A critical heat flux correlation for droplet impact cooling*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 9, S. 2123–2131.
- Schiaffino, S. und Sonin, A.A. (1997): *Molten droplet deposition and solidification at low Weber numbers*. Physics of Fluids, Vol. 9, No. 11, S. 3172–3187.
- Schmehl, R., Roskamp, H., Willmann, M. und Wittig, S. (1999): *CFD analysis of spray propagation and evaporation including wall film formation and spray/film interactions*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, S. 520–529.
- Schmehl, R., Maier, G. und Wittig, S. (2000): *CFD analysis of fuel atomization, secondary droplet breakup and spray dispersion in the premix duct of a LPP combustor*. 8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems Pasadena, USA.
- Schmidt, P. und Walzel, P. (1980): *Zerstäuben von Flüssigkeiten*. Chemie-Ingenieur-Technik, Band 52, Nr. 4, S. 304–311.
- Sivakumar, D. und Tropea, C. (2002): *Splashing impact of a spray onto a liquid film*. Physics of Fluids, Vol. 14, No. 12, S. L85–L88.
- Spicher, U., Kölmel, A., Kubach, H. und Töpfer, G. (2000): *Combustion in spark ignition engines with direct injection*. SAE Technical Paper No. 2000-01-0649.
- Stanton, D.W. und Rutland, C.J. (1996): *Modeling fuel film formation and wall interaction in diesel engines*. SAE Technical Paper No. 960628.
- Stanton, D.W. und Rutland, C.J. (1998): *Multi-dimensional modeling of thin liquid films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 41, S. 3037–3054.
- Stengele, J., Willmann, M. und Wittig, S. (1997): *Experimental and theoretical study of droplet vaporization in a high pressure environment*. ASME-Paper 97-GT-151.
- Stengele, J., Prommersberger, K., Willmann, M. und Wittig, S. (1999): *Experimental and theoretical study of one- and two-component droplet vaporization in a high pressure environment*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 42, S. 2683–2694.
- Stow, C.D. und Hadfield, M.G. (1981): *An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 373, No. 1755, S. 419–441.
- Suh, E.S. und Rutland, C.J. (1999): *Numerical study of fuel/air mixture preparation in a GDI engine*. SAE Technical Paper No. 1999-01-3657.

- Tribulowski, J., Spicher, U., Richter, B., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2002): *Influence of atomization quality on mixture formation, combustion and emissions in a mpi-engine under cold-start conditions, Part II*. SAE Technical Paper No. 2002-01-2806, San Diego, USA.
- Tribulowski, J., Spicher, U., Richter, B. und Dullenkopf, K. (2003): *Analyse von Einflussparametern auf das Betriebsverhalten eines Ottomotors mit Saugrohreinspritzung unter kalten Betriebsbedingungen*. 5. Internationales Stuttgarter Motorensymposium, Stuttgart, Deutschland.
- Tropea, C. und Roisman, I.V. (2000): *Modeling of spray impact on solid surfaces*. Atomization and Sprays, Vol. 10, S. 387–408.
- Trujillo, M.F. und Lee, C.F. (2001): *Modeling crown formation due to the splashing of a droplet*. Physics of Fluids A, Vol. 13, No. 9, S. 2503–2516.
- Ulmke, H., Wriedt, T., Lohner, H. und Bauckhage, K. (1999): *The piezoelectric droplet generator - A versatile tool for dispensing applications and calibration of particle sizing instruments*. 1st International euspen Conference, Aachen, Deutschland, S. 290–293.
- Vadillo, D., Canot, E., Lopez, B. und Soucemarianadin, A. (2003): *Collisions of single and multiple drops onto solid walls*. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sorrent, Italien.
- Vignes-Adler, M. (2002): *Physico-chemical aspects of forced wetting*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Wachters, L.H.J. und Westerling, N.A.J. (1966): *The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state*. Chemical Engineering Science, Vol. 21, S. 1047–1056.
- Wachters, L.H.J., Bonne, H. und van Nouhuis, H.J. (1966): *The heat transfer from a hot horizontal plate to sessile water drops in the spheroidal state*. Chemical Engineering Science, Vol. 21, S. 923–936.
- Walzel, P. (1980): *Zerteilgrenze beim Tropfenprall*. Chemie-Ingenieur-Technik, Band 52, Nr. 4, S. 338–339.
- Walzel, P. (1990): *Zerstäuben von Flüssigkeiten*. Chemie-Ingenieur-Technik, Band 62, S. 983–994.
- Wang, A.-B., Chen, C.-C. und Hwang, W.-C. (2002): *On some new aspects of splashing impact of drop-liquid surface interactions*. In: Rein, M. (Hrsg.), *Drop-Surface Interactions*, CISM Courses and Lectures - No. 456. Springer Verlag, Wien / New York. ISBN 3-211-83692-6.
- Weiss, D.D. (1993): *Periodischer Aufprall monodisperser Tropfen gleicher Geschwindigkeit auf feste Oberflächen*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Universität Göttingen.

- Whybrew, A., Nicholls, T.R., Boaler, J.J. und Booth, H.J. (1999): *Diode lasers - a cost effective tool for simultaneous visualisation, sizing, and velocity measurements of sprays*. 15th Annual Conference of ILASS-Europe, Toulouse, Frankreich.
- Wigley, G. und Pitcher, G. (2001): *PDA analysis of a polydisperse GDI fuel spray with droplet size class discrimination*. 17th Annual Conference of ILASS-Europe, Zürich, Schweiz.
- Wigley, G., Goodwin, M., Pitcher, G. und Blondel, D. (2002): *Imaging and PDA analysis of a GDI spray in the near nozzle region*. 11th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 28.1.
- Willmann, M., Kneer, R., Eigenmann, L., Wittig, S. und Hirleman, E.D. (1994): *Experimental investigations on the effect of trajectory dependent scattering on Phase Doppler particle sizing with a standard instrument*. 8th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal.
- Wittig, S., Dullenkopf, K., Schulz, A. und Hestermann, R. (1986): *Laser-Doppler studies of the wake-affected flow field in a turbine cascade*. ASME-Paper 86-GT-160, 31st International Gas Turbine Conference and Exhibit, Düsseldorf, Deutschland.
- Wittig, S., Himmelsbach, J., Hallmann, M., Samenfink, W. und Elsäßer, A. (1994): *Gemischtaufbereitung und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren Teil I: Experimentelle und numerische Grundlagenuntersuchungen*. Motortechnische Zeitschrift, Vol. 55.
- Wittig, S., Elsäßer, A., Samenfink, W., Ebner, J. und Dullenkopf, K. (1996a): *Velocity profiles in shear-driven liquid films: LDV-measurements*. 8th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, S. 25.2.
- Wittig, S., Müller, H., Hallmann, M., Bellmann, H., Elsäßer, A. und Samenfink, W. (1996b): *Sprühstrahl- und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren*. Motortechnische Zeitschrift, Vol. 57, S. 688–699.
- Wittig, S., Dullenkopf, K., Rottenkolber, G., Spicher, U. und Kölmel, A. (1998): *Äußere Gemischbildung bei instationärem Motorbetrieb*. 7. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, S. 329–347.
- Wolters, P., Geiger, J., Adomeit, P., Vogt, B. und Ballauf, J. (2001): *Die nächste Generation von Otto-DI Brennverfahren*. 10. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, S. 773–790.
- Worthington, A.M. (1876): *On the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 25, S. 261–272.
- Worthington, A.M. (1877): *A second paper on the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate*. Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 25, S. 498–503.
- Worthington, A.M. (1908): *A study of splashes*. Longmans, Green and Co, London.

- Xiong, T.Y. und Yuen, M.C. (1991): *Evaporation of a liquid drop on a hot plate*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 34, No. 7, S. 1881–1894.
- Yang, C. und Leong, K.C. (2002): *Influences of substrate wettability and liquid viscosity on isothermal spreading of liquid droplets on solid surfaces*. Experiments in Fluids, Vol. 33, S. 728–731.
- Yang, J.C., Chien, W., King, M. und Grosshandler, W.L. (1997): *A simple piezoelectric droplet generator*. Experiments in Fluids, Vol. 23, S. 445–447.
- Yao, S.C. und Cai, K.Y. (1988): *The dynamics and leidenfrost temperature of drops impacting on a hot surface at small angles*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 1, Iss. 4, S. 363–371.
- Yarin, A.L. und Weiss, D.A. (1995): *Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 283, S. 141–173.
- Zhao, Z., Poulikakos, D. und Fukai, J. (1996a): *Heat transfer and fluid dynamics during the collision of a liquid droplet on a substrate - I. Modeling*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 13, S. 2771–2789.
- Zhao, Z., Poulikakos, D. und Fukai, J. (1996b): *Heat transfer and fluid dynamics during the collision of a liquid droplet on a substrate - II. Experiments*. International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 13, S. 2791–2802.

A Anhang

Im Folgenden werden die Stoffwerte der eingesetzten Flüssigkeiten sowie die Randbedingungen der durchgeführten Experimente aufgelistet.

A.1 Stoffwerte der verwendeten Flüssigkeiten

Tab. A.1: Stoffeigenschaften der eingesetzten Flüssigkeiten im Vergleich zu Wasser und Superbenzin

Stoff	Dichte [kg/m ³]	Oberflächenspannung [N/m]	dyn. Viskosität [Pa s]
Isooktan	688,8	0,0182	$0,466 \times 10^{-3}$
Ethanol	773,2	0,022	$1,05 \times 10^{-3}$
Wasser	996	0,0737	$1,07 \times 10^{-3}$
Superbenzin	725	0,023	$0,399 \times 10^{-3}$

Tab. A.2: Thermische Eigenschaften der eingesetzten Flüssigkeiten

Stoff	T _{siede} [K]	T _{krit} [K]	Wärmekapazität [kJ/kgK]	Verdampfungsenthalpie [kJ/kg]
Isooktan	372,4	543,8	2,081	305,86
Ethanol	351	516	2,41	936,98
Wasser	373	646	4,178	2256,9

A.2 Randbedingungen der durchgeführten Experimente

Tab. A.3: Randbedingungen für die Untersuchungen mit Einzeltropfen

Parameter	untersuchter Bereich
Flüssigkeit	Isooktan und Ethanol (Stoffdaten siehe Tab. A.1)
Primärtropfengröße	zwischen $40\ \mu\text{m}$ und $80\ \mu\text{m}$
Primärtropfengeschwindigkeit	zwischen $2,0\ \text{m/s}$ und $30\ \text{m/s}$
Wandtemperatur	$T^* = 1,02 - 1,31$
Oberflächenrauigkeit	$R_z = 5,8 - 14,1\ \mu\text{m}$, $R_a = 1,0 - 3,3\ \mu\text{m}$

Tab. A.4: Randbedingungen für die Untersuchungen mit Tropfenketten

Parameter	untersuchter Bereich
Flüssigkeit	Isooktan (Stoffdaten siehe Tab. A.1)
Primärtropfengröße	zwischen $60\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$, abhängig von Vordruck und Anregungsfrequenz
Primärtropfengeschwindigkeit	zwischen $3,8\ \text{m/s}$ und $30\ \text{m/s}$
Aufprallfrequenz	zwischen $6\ \text{kHz}$ und $51\ \text{kHz}$
Wandtemperatur	$T^* = 1,02 - 1,46$
Oberflächenrauigkeit	$R_z = 5,8\ \mu\text{m}$, $R_a = 1,0\ \mu\text{m}$

Tab. A.5: Randbedingungen für die Untersuchungen zur räumlichen Interaktion

Parameter	untersuchter Bereich
Flüssigkeit	Isooktan (Stoffdaten siehe Tab. A.1)
Anzahl Tropfenketten	3
Abstand zwischen Ketten Δs	150 μm , 200 μm und 300 μm
Primärtropfengröße	zwischen 60 μm und 100 μm , abhängig von Vordruck und Anregungsfrequenz
Primärtropfengeschwindigkeit	3,8 m/s und 7,8 m/s
Aufprallfrequenz	zwischen 6 kHz und 40 kHz
Wandtemperatur	$T^* = 1,02 - 1,31$
Oberflächenrauigkeit	$R_z = 5,8 \mu\text{m}$, $R_a = 1,0 \mu\text{m}$

Lebenslauf

Name	Boyke Richter
Geburtsdatum	04. Dezember 1972
Geburtsort	Karlsruhe
Familienstand	verheiratet
1979 – 1983	Besuch der Bergwald Grundschule in Karlsruhe-Durlach
1983 – 1992	Besuch des Markgrafengymnasiums in Karlsruhe-Durlach
1992 – 1993	Ableisten des Grundwehrdienstes
1993 – 1998	Studium des allgemeinen Maschinenbaus an der Universität Karlsruhe (T.H.)
1995	Vordiplomprüfung
1998	Diplomprüfung mit den Hauptfächern „Verbrennungsmotoren“ und „Strömungslehre“
1998 – 2000	Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen der RWTH Aachen
2000 – 2005	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (T.H.)
seit 01.03.2005	Angestellter der Robert Bosch GmbH