

Modellierung und Simulation polydisperser
Wasserdampf in der Brandbekämpfung unter
Berücksichtigung stochastischer Parameter

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

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

von: Pascal Pöschko, B.Eng., M.Sc.

geb. am: 27.06.1981

in: Stuttgart

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

Gutachter: Jun.-Prof. Dr.-Ing. Marcus Marx

Prof. Dr.-Ing. Dominique Thévenin

Prof. Dr.-Ing. Albert Jugel

eingereicht am: 21.02.2011

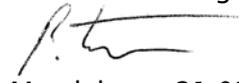
Promotionskolloquium am: 24.06.2011

Schriftliche Erklärung

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

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

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

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'P. T.', written over a horizontal line.

Magdeburg, 21.02.2011

Danksagung

Mein Dank gilt Juniorprofessor Dr. Marcus Marx, Professor Dr. Dominique Thévenin und Professor Dr. Michael Rost für die fachliche Betreuung, Professor Dr. Ulrich Hauptmanns und der Vergabekommission für die finanzielle Unterstützung meines Promotionsvorhabens sowie Herrn Thomas Hagemeyer für viele gute Ratschläge. Auch möchte ich allen einstigen wie heutigen Mitarbeitern und Hilfskräften der Abteilung Anlagentechnik und Anlagensicherheit danken, ohne die mir die Bewältigung desselben erheblich weniger Freude bereitet hätte. Professor Dr. Albert Jugel schließlich danke ich für die bereitwillige Begutachtung meiner Arbeit.

Kurzreferat

Die vorliegende Dissertation befasst sich mit der Brandunterdrückungswirkung und den verschiedenen daran mutmaßlich beteiligten physikalischen Effekten von Wassernebel-Feuerlöschsystemen. Insbesondere wird der Frage nachgegangen, ob und inwieweit eine Prognose der Löschwirkung in Anbetracht einer Vielzahl unsicherer Parameter gelingen und wie dabei anhand einer stochastischen Modellierung von Tropfengrößen und -geschwindigkeiten der polydispersen Natur von Wasservernebelungsdüsen erzeugter Schwärme Rechnung getragen werden kann. Auch die Vergleichbarkeit im Hinblick auf löschwirksame Eigenschaften verschiedener Düsen und Betriebsparameter durch Messdaten laseroptischer Verfahren und deren Überführung in Wahrscheinlichkeitsverteilungen stellt einen zentralen Untersuchungsgegenstand dar und wird exemplarisch an zwei Vollkegeldüsen betrachtet. Grundlage dieser Anwendungen bildet ein einzeltropfenbasiertes Rechenprogramm, welches die Bahnlinien, die Erwärmung und den Massenverlust durch Verdampfung repräsentativer Tropfen mit zufällig gewählten Anfangszuständen berücksichtigt, um so auf ein größeres Tropfenkollektiv zu schließen.

Die Simulationsergebnisse legen nahe, dass hinsichtlich der Wirksamkeit von unmittelbaren Inertisierungs-, Verdünnungs- und Volumenkühleffekten von wesentlicher Bedeutung ist, in welchem Stadium des Brandes der Löschangriff eingeleitet wird. Ebenso ist abzusehen, dass die Anordnung der Wasservernebelungsdüsen im Zusammenhang mit deren konstruktions- und betriebsspezifischen Eigenschaften die Ausprägung besagter Effekte mitbestimmt. Auf Grund der recht ähnlichen vermessenen und simulierten Tropfengrößenspektren gelingt ein Rückschluss auf die Vorteilhaftigkeit des jeweiligen Dispersitätsgrades im Sprühkörper nicht. Dennoch wird deutlich, dass eine Validierung der aufgestellten Modelle und Übertragung der Simulationsmethode auf großmaßstäbliche Brandszenarien einen Beitrag zur zielgerichteten und gleichzeitig kostensparenden Weiterentwicklung von Wassernebel-Feuerlöschsystemen leisten dürfte.

Abstract

The dissertation at hand addresses the fire suppression properties of water mist fire extinguishing systems and the various physical effects presumably involved in the suppression process. In particular, the question is pursued if and to what extent the prediction of extinguishing effectiveness can be achieved with regard to a multitude of uncertain parameters, and how the polydisperse nature of aerosols generated by water mist spray nozzles can be taken into account by stochastic modelling of droplet sizes and velocities. Also, comparability with respect to the effective properties of different nozzles and operating parameters using measurement data obtained from laser-optic techniques and transformation into probability distributions is an important object of investigation, and is being exemplarily conducted for two full cone nozzles. These applications are implemented by using a single-droplet based computer program, which accounts for the trajectories, heating, and mass loss due to vaporization of representative droplets with randomly chosen initial conditions. In this manner, conclusions are drawn as to the effects of larger droplet collectives.

The results of these simulations indicate that with regard to the effectiveness of immediate inertization, dilution, and flame volume cooling, the state and duration of the fire at the time of activation of the fire extinguishing system is of vital importance. It is also foreseeable that the arrangement of water mist nozzles towards the fire in conjunction with their design and operation-specific properties will additionally affect the development of aforesaid effects. Due to substantial similarities in the measured and simulated droplet size spectra, no insights as to the advantages of respective degrees of dispersity inside the spray cones can be gained. However, it becomes evident that validation of the established models and their long-term application to large-scale fire scenarios should contribute to target-oriented and, at the same time, cost-effective further development of water mist fire extinguishing technologies.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	V
Symbolverzeichnis	VI
I Einleitung	1
1 Einführung: Wassernebel in der Brandbekämpfung	1
2 Zielsetzung: Modellierung von Löscheffekten anhand stochastischer Parameter	4
II Charakteristika und löschwirksame Effekte gängiger Wassernebeltechnologien	5
III Mathematisch-physikalische Modellierung der Kühlwirkung von Wassernebeln	15
1 Allgemeine Beschreibung von Tropfenbahnlinien in ruhender Atmosphäre und in monodirektionalen Gasströmungen	15
2 Beschreibung monodirektionaler Brandgasströmungen anhand von Feuerplumemodellen	20
3 Modellierung des Wärmetransports an und der Verdampfung von Löschwassertropfen in Flammenzone und Plumenahbereich	26
4 Abschätzung von Einflüssen der Kühlung durch Wassernebelschwärme auf Flammenkörper und Brandgut	32
IV Struktur eines einzeltropfenbasierten Algorithmus zur numerischen Simulation der Brandunterdrückung durch Kühlung	43
1 Teilalgorithmus zur Simulation des Zustands von Tropfen in Wassernebelschwärmen und Heißgasen	43
2 Algorithmus zur umfassenden Simulation des Brandunterdrückungsprozesses	54

V	Gewinnung und Auswertung von Eingangsdaten für die Einzeltropfensimulation	58
1	Messverfahren zur Erfassung der Sprayeigenschaften	58
2	Verteilungen und statistische Beschreibung der Tropfengrößen in Wasserdampfsprays	62
3	Tropfenstabilität und Partikelkonzentration im Sprühkörper	67
VI	Simulationen der Wirkung realer Wasserdampflöschdüsen auf einen Flüssigkeitsbrand	71
1	Spezifikationen der Algorithmen hinsichtlich des Brandherds	72
2	Verifizierung der Rechenmodelle anhand idealer Tropfenschwärme	73
3	Messdatenauswertung und -integration in die Algorithmen	79
4	Simulationsergebnisse und Beurteilung der globalen Kühlwirkung sowie Abschätzung des Löschmitteleinflusses durch Inertisierung	85
5	Diskussion der Ergebnisse	90
VII	Zusammenfassung und Ausblick	95
VIII	Literaturverzeichnis	97
	Anhang I: Symbole in den Programmablaufplänen	102
	Anhang II: Messwerte der lokalen Geschwindigkeiten und Durchflussraten	105

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Schema der Gestalt von Vollkegelsprühkörpern	7
Abb. 2.2:	Bei Brandversuchen und Einsatz von Hochdruck-Wassernebelsystemen aufgenommene Temperaturverläufe	8
Abb. 2.3:	Wärmetransport durch Konvektion je Liter Wasser und Kelvin Temperatur- differenz an ein ideales Monotropfenkollektiv variabler Durchmesser	9
Abb. 2.4:	Einführung des Wasseraerosols in den Flammenstrahl	11
Abb. 3.1:	Geschwindigkeiten bei der Bewegung von Flüssigkeitstropfen in einer monodirektionalen Auftriebsströmung	16
Abb. 3.2:	a. Schema einer Feuerplume mit virtuellem Ursprung	21
	b. durch seitliche Anströmung gegen die Vertikale geneigte Plume	21
Abb. 3.3:	Strahlung zwischen einer Ebenen und einer differentiellen Kugelfläche	31
Abb. 4.1:	Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfen (1)	45
Abb. 4.2:	Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfen (2)	47
Abb. 4.3:	Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfen (3)	48
Abb. 4.4:	Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfen (4)	50
Abb. 4.5:	Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfen (5)	52
Abb. 4.6:	Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfen (6)	53
Abb. 4.7:	Programmablaufplan zur Simulation der Brandentwicklung (1)	55
Abb. 4.8:	Programmablaufplan zur Simulation der Brandentwicklung (2)	56
Abb. 5.1:	Interferenzstreifenmodell im Schnittvolumen zweier Laserstrahlen	59
Abb. 5.2:	Phasendifferenz zweier Dopplerbursts	61
Abb. 5.3:	Skizze des Versuchsaufbaus und Blockschaltbild für die Signalverar- beitung für die Phasen-Doppler-Methode	61
Abb. 5.4:	Maximale Geschwindigkeiten perfekt sphärischer Wassertropfen des Durchmessers 1000 μm	69
Abb. 6.1:	Bahnlinie eines 79 μm -Tropfens im idealen Tropfenschwarm mit zufällig gewähltem Startpunkt	74
Abb. 6.2:	Temperaturverlauf des Tropfens	75
Abb. 6.3:	Abnahme der Tropfenmasse durch Verdampfung	76

Abb. 6.4:	Wärmeaufnahme des Tropfens aus der Flammenzone	76
Abb. 6.5:	Verlauf der theoretischen Flammentemperatur bis zum Erlöschen	77
Abb. 6.6:	Verlauf der prognostizierten Brandleistung bis zum Erlöschen	78
Abb. 6.7:	Zusammenhang zwischen erzielter Kühlleistung und verbleibender Brandleistung; Beitrag der Volumenkühlung durch Löschwasser zum Brandunterdrückungserfolg	78
Abb. 6.8:	Lage der Messpunkte im Sprayquerschnitt	80
Abb. 6.9:	Ausgewählte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Tropfendurchmessern	82
Abb. 6.10:	Anordnung der Löschdüsen gegenüber Brandgut und Plume in den Simulationen	84
Abb. 6.11:	Veranschaulichung der in den Simulationen angenommenen Freisetzungsbereiche	84

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1:	Geometrische Widerstandsbeiwerte von Kugeln in Abhängigkeit der REYNOLDS-Zahl	19
Tab. 3.2:	Konstanten zur Berechnung der Geschwindigkeiten im Plumeachsenbereich	24
Tab. 5.1:	Mittlere Durchmesser und ihre Anwendungen	66
Tab. 6.1:	Parameter der untersuchten Vollkegeldüsen	79
Tab. 6.2:	Dem Rechenmodell zugeführte Parameter von Wahrscheinlichkeitsverteilungen	81
Tab. 6.3:	Maximale Variationen der Flammentemperatur, für die eine Abweichung der Mischungstemperaturen von ± 1 K nicht überschritten wird	86
Tab. 6.4:	Simulationsergebnisse für verschiedene Umgebungstemperaturen	88
Tab. 6.5:	Maximale und stationäre errechnete Wasserdampfkonzentrationen	90

Symbolverzeichnis

A_L ...	Oberfläche einer Brennstofffläche [m ²]
A_S ...	Sprühkegelquerschnittsfläche an der Eintrittsstelle in eine Feuerplume [m ²]
A_{Tr} ...	Stirnfläche eines Tropfens [m ²]
a ...	Abstand Tropfen – Plumemittelachse [m]; Länge im Strahlungsansatz [m]; Dimension im System mittlerer Durchmesser [–]
b ...	Länge im Strahlungsansatz [m]; Streulichtterm [–]; Dimension im System mittlerer Durchmesser [–]; Skalierparameter der Gamma-Verteilung [–]
c_D ...	Reibwiderstandsbeiwert [–]
$c_{p,D}$...	spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
$c_{p,G}$...	spezifische Wärmekapazität eines Gases [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
$c_{p,G} \left _{T_1}^{T_2}$...	mittlere spezifische Wärmekapazität eines Gases zwischen T_1 und T_2 [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
$c_{p,L}$...	spezifische Wärmekapazität eines flüssigen Brennstoffs [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
$c_{p,Tr}$...	spezifische Wärmekapazität von Wasser [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
c_{vap} ...	maximale zu erwartende Konzentration freiwerdenden Wasserdampfs [Vol.-%]
c_{vap}^* ...	hypothetische stationäre Konzentration freiwerdenden Wasserdampfs [Vol.-%]
c_w ...	geometrischer Widerstandsbeiwert [–]
D ...	Diffusionskoeffizient [m ² ·s ⁻¹]; gemeinsamer Tropfendurchmesser [m]
$D_{0,5}$...	Mass Median Durchmesser [m]
$D_{0,9}$...	maximaler Durchmesser der Tropfen, in denen 90% des Flüssigkeitsvolumens vor- liegen [m]
$D_{0,99}$...	maximaler Durchmesser der Tropfen, in denen 99% des Flüssigkeitsvolumens vor- liegen [m]

D_{ab} ...	mittlerer Durchmesser bezüglich der Dimensionen a, b [m]
D_F ...	Durchmesser/Seitenlänge einer Brandfläche [m]
\hat{d}_m ...	Modus einer Stichprobe [-]
E ...	Erwartungswert [-]
e ...	Entrainmentkoeffizient [-]
f_S ...	Streulichtfrequenz [Hz]
g ...	Erdbeschleunigung [$m \cdot s^{-2}$]
H ...	vertikaler Abstand Brandfläche – Mitte Sprühkegelquerschnitt [m]
h ...	Abstand Tropfen – Plume [m]
h_u ...	Heizwert [$kJ \cdot kg^{-1}$]
K ...	K-Faktor (Kenngroße einer Löschdüse) [-]
K_F ...	Flüssigkeitskennzahl [-]
k ...	empirischer Faktor [$m^{1/2} \cdot s^{-1}$; $m \cdot kW^{-1/5} \cdot s^{-1}$; $m^{4/3} \cdot kW^{-1/3} \cdot s^{-1}$]; Extinktionskoeffizient [m^{-1}]
L_F ...	mittlere Flammenlänge [m]
L_{ren} ...	Erneuerungslänge [m]
\tilde{M}_{Tr} ...	molare Masse von Wasser [$kg \cdot mol^{-1}$]
m_G ...	Masse eines Flammenkörpers [kg]
m_L ...	Masse eines flüssigen Brennstoffs [kg]
$\bar{m}_{L,k}$...	arithmetisches Mittel des im Intervall Δt_k vorhandenen Brennstoffs [kg]
m_{Tr} ...	Masse eines Tropfens [kg]
$m_{vap,k}$...	Summe der in einem Intervall Δt_k verdampften Tropfenmassen [kg]
$m_{W,k}$...	Summe der für ein Intervall Δt_k ausgespielten Tropfenmassen [kg]
\dot{m}'' ...	Massenabbrandrate [$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$]
\dot{m}_{∞} ...	Massenabbrandrate bei unendlichem Lachendurchmesser [$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$]
\dot{m}_A ...	in eine Plume eingetragener Umgebungsluftmassenstrom [$kg \cdot s^{-1}$]
\dot{m}_G ...	Plumemassenstrom in einer Flammenzone [$kg \cdot s^{-1}$]
\dot{m}_{vap} ...	hypothetischer stationärer Massenstrom freiwerdenden Wasserdampfs [$kg \cdot s^{-1}$]

\dot{m}_W ...	Durchflussrate einer Düse [kg·min ⁻¹]/[kg·s ⁻¹]
N ...	Anzahl Tropfen [-]
Nu ...	NUSSELT-Zahl [-]
n ...	Stichprobenumfang [-]
n_c ...	Quotient der Brechzahlen eines Partikels und der ihn umgebenden Gasphase [-]
Pr ...	PRANDTL-Zahl [-]
p ...	absoluter Druck [Pa]; Formparameter der Gamma-Verteilung [-]
p_L ...	Dampfdruck an der Oberfläche einer Brennstofffläche [Pa]
p_N ...	Überdruck an einer Düse [bar]
p_n ...	Normdruck [Pa]
p_s ...	Sättigungsdampfdruck [Pa]
Q_W ...	durch Löschwasser einem Flammenkörper entzogene Wärme [J]
\dot{Q}_c ...	konvektiver Anteil der Brandleistung [kW]
\dot{Q}_{pl} ...	gesamte Brandleistung [kW]/[W]
\dot{Q}_{rad} ...	Strahlungsanteil der Brandleistung [W]
\dot{Q}_V ...	Wärmestrom eines Brandgutes an seine kühlere Umgebung [W]
\tilde{R} ...	universelle Gaskonstante [J·mol ⁻¹ ·K ⁻¹]
Re_{Tr} ...	REYNOLDS-Zahl bezogen auf einen Tropfendurchmesser [-]
r_{pl} ...	Radius einer Plume [m]
r_S ...	Radius eines Sprühkegels [m]
S_{pl} ...	Mantelfläche eines Flammenkörpers [m ²]
S_{Tr} ...	Oberfläche eines Tropfens [m ²]
Sc ...	SCHMIDT-Zahl [-]
Sh ...	SHERWOOD-Zahl [-]
T ...	Periodendauer eines Dopplerbursts [s]
\bar{T} ...	arithmetisches Mittel der absoluten Temperaturen eines Tropfens und des ihn umgebenden Gases [K]

$T_G \dots$	absolute Temperatur eines Gases [K]
$T_{G,th} \dots$	absolute theoretische Flammengasttemperatur [K]
$T_L \dots$	absolute Temperatur eines flüssigen Brennstoffs [K]
$T_{mix} \dots$	absolute Mischtemperatur zweier Gase [K]
$T_n \dots$	Normtemperatur [K]
$T_S \dots$	Siedetemperatur von Wasser [K]
$T_{Tr} \dots$	absolute Temperatur eines Tropfens [K]
$T_{Tr,G} \dots$	absolute Gleichgewichtstemperatur eines Tropfens [K]
$T_z \dots$	Zündtemperatur eines Brennstoffdampf–Luft–Gemischs [K]
$T_\infty \dots$	absolute Umgebungstemperatur [K]
$t \dots$	Zeit [s]
$t_{ext} \dots$	Zeit bis zum Verlöschen eines Brandes [s]
$u_w \dots$	Wind–/Anströmgeschwindigkeit [$m \cdot s^{-1}$]
$u^* \dots$	dimensionslose Windgeschwindigkeit [–]
$V_F \dots$	Volumen eines Flammenkörpers [m^3]
$V_{vap,k} \dots$	Volumen des in einem Intervall Δt_k freiwerdenden Wasserdampfs [m^3]
$\dot{V} \dots$	Volumenstrom in einem Sprühkegelquerschnitt [$m^3 \cdot s^{-1}$]
$\dot{V}_N \dots$	volumenbezogene Durchflussrate einer Düse [$l \cdot min^{-1}$]
$\dot{V}_{th} \dots$	theoretischer Volumenstrom bei minimalen zulässigen Tropfenabständen [$m^3 \cdot s^{-1}$]
$\bar{v} \dots$	mittlere Geschwindigkeit von Tropfen in Hauptströmungsrichtung [$m \cdot s^{-1}$]
$v_e \dots$	Geschwindigkeit an Plumerändern eingemischter Luft [$m \cdot s^{-1}$]
$v_{e,x} \dots$	Geschwindigkeit im Zuluftstrom einer Plume [$m \cdot s^{-1}$]
$v_G \dots$	Geschwindigkeit einer Gasströmung [$m \cdot s^{-1}$]
$v_{Pl} \dots$	unbeeinflusste Geschwindigkeit einer Brandgasströmung [$m \cdot s^{-1}$]
$v_{res} \dots$	resultierende (Relativ–)Geschwindigkeit eines Tropfens [$m \cdot s^{-1}$]
$v_S \dots$	Geschwindigkeit der von einem Wassernebelschwarm verursachten Luftströmung [$m \cdot s^{-1}$]
$v_{Tr} \dots$	Geschwindigkeit eines Tropfens [$m \cdot s^{-1}$]

\bar{X} ...	Schätzer des Mittelwerts einer unbekanntem Verteilungsfunktion [-]
x ...	Raumrichtung; Entfernung in der Raumrichtung x vom Ursprung [m]; Variable einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion; Vielfaches [-]
x_0 ...	horizontaler Abstand Brandfläche – Sprühkegelquerschnitt [m]
x_i ...	Betrag des Werts i aus einer Zufallsstichprobe mit Umfang n [-]
x_L ...	Dampfmolenbruch an der Oberfläche einer Brennstofffläche [-]
x_N ...	Abstand Düse – Sprühkegelquerschnitt [m]
x_S ...	Dampfmolenbruch an der Oberfläche eines Tropfens [-]
x_∞ ...	Dampfmolenbruch in der Umgebung eines Tropfens [-]
y ...	Raumrichtung; Entfernung in der Raumrichtung y vom Ursprung [m]
z ...	Raumrichtung; Entfernung in der Raumrichtung z vom Ursprung [m]
z_0 ...	Lage des virtuellen Ursprungs [m]
α ...	Wärmeübergangskoeffizient [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$]
α_0 ...	Wärmeübergangskoeffizient bei ungehinderter Konvektion [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$]
β ...	Stoffübergangskoeffizient [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]; Korrektur der freien Weglänge [-]
Γ ...	Gammafunktion
Δh_v ...	Verdampfungsenthalpie von Wasser [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$]
$\Delta h_{v,L}$...	Verdampfungsenthalpie eines Brennstoffs [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$]
ΔT ...	Temperaturdifferenz zwischen einem Tropfen und seiner Umgebung [K]
Δt_{12} ...	Zeitversatz beim Empfang eines Doppler-Signals durch die Detektoren 1, 2 [s]
Δt_k ...	Zeitintervall während eines Brandunterdrückungsvorgangs [s]
Δx ...	Streifenbreite im Interferenzmuster zweier Laserstrahlen [m]
δ_{Tr} ...	Tropfendurchmesser [m]
ε_{12} ...	Strahlungsaustauschgrad [-]

$\varepsilon_G \dots$	Emissionsgrad eines Heißgases [-]
$\varepsilon_L \dots$	Emissionsgrad einer Brennstofffläche [-]
$\varepsilon_{Tr} \dots$	Emissionsgrad von Wasser [-]
$\eta \dots$	empirischer Exponent [-]
$\eta_G \dots$	dynamische Viskosität eines Gases [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]
$\eta_{Tr} \dots$	dynamische Viskosität von Wasser [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]
$\theta \dots$	Neigungswinkel einer Flamme gegen die Vertikale [°]
$\vartheta \dots$	Öffnungswinkel eines Sprühkegels [°]
$\lambda \dots$	Wellenlänge emittierten Laserlichts [m]
$\lambda_G \dots$	Wärmeleitfähigkeit eines Gases [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]
$\mu \dots$	1. Moment einer Wahrscheinlichkeitsverteilung [-]
$\hat{\mu} \dots$	Schätzer des 1. Moments einer Wahrscheinlichkeitsverteilung [-]
$\rho_G \dots$	Dichte eines Gases [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
$\tilde{\rho}_G \dots$	molare Dichte eines Gases [$\text{mol}\cdot\text{m}^{-3}$]
$\rho_{Tr} \dots$	Dichte eines Tropfens [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
$\rho_\infty \dots$	Dichte der umgebenden Luft [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
$\sigma \dots$	Stefan-Boltzmann-Konstante [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$]; Standardabweichung der Normalverteilung [-]; Betrag der Quadratwurzel des 2. Moments einer Wahrscheinlichkeitsverteilung [-]
$\hat{\sigma} \dots$	Schätzer der Standardabweichung der Normalverteilung [-]; Quadratwurzel des Schätzers des 2. Moments einer Wahrscheinlichkeitsverteilung
$\sigma^2 \dots$	2. Moment einer Wahrscheinlichkeitsverteilung [-]
$\sigma_{Tr} \dots$	Oberflächenspannung von Wasser [$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$]
$\Phi_{12} \dots$	Phasendifferenz beim Empfang eines Doppler-Signals durch die Detektoren 1, 2 (Bogenmaß) [-]
$\varphi \dots$	Winkelverhältnis im Strahlungsansatz [-]; halber Kreuzungswinkel zweier Laserstrahlen [°]
$\phi \dots$	halber Plumeöffnungswinkel [°]
$\chi \dots$	Verbrennungseffektivität [-]

$\Psi \dots$ Digammafunktion

I Einleitung

I.1 Einführung: Wassernebel in der Brandbekämpfung

Seit etwa drei Jahrzehnten finden Wasservernebelungsanlagen zunehmend Verbreitung in unterschiedlichen Bereichen des vorbeugenden Brandschutzes. Sie werden überwiegend dort eingesetzt, wo hohe Löschwassermengen, wie beim Gebrauch von Sprinklern zu erwarten, zu irreversiblen Schäden an bedeutenden Gütern führten – als Beispiele seien Kulturdenkmäler oder sensible elektronische Einrichtungen wie Serverräume genannt. Oftmals stellen solche Anlagen mithin eine Alternative zu meist teureren Gaslöschanlagen dar. Dies ist umso mehr der Fall, als von ihnen in geschlossenen Räumen keine unmittelbare Personengefährdung und zudem keine Belastung der Umwelt durch das Löschmittel als solches ausgehen.

Bei einigen speziellen Anwendungen kommen darüber hinaus kinetische Eigenschaften des fein dispergierten Wassers in Löschwassernebeln zum Tragen. So erreichen in Querströmungen oder von dem durch vergleichsweise hohe Drücke an Vernebelungsdüsen verursachten Luftstrom mitgerissene Tropfen unter Umständen weiter entlegene Brandherde, was überall dort von Vorteil ist, wo deren genaue Lokalisation oder die gezielte Anbringung von Löschdüsen erschwert wird (wie im Fall von Schwelbränden in Kabelkanälen und Zwischenböden). Schließlich werden auch die besonderen thermodynamischen Eigenschaften des Aerosols gezielt genutzt, wenn es etwa darum geht, gleichmäßige Oberflächenkühlung an thermisch beanspruchten Anlagen zu gewährleisten, Brandausbreitung durch Wärmestrahlung zu verhindern oder Flammen zu löschen, ohne nennenswerte Mengen Wasser direkt dem Brandgut zuzuführen (wie es gerade bei Friteusenbränden erforderlich ist).

Diese auf sehr verschiedenen Erwägungen basierenden Anwendungsmöglichkeiten zeigen, dass einer Brandbekämpfung unter Verwendung der Wassernebeltechnologie mehrere physikalische Prinzipien zu Grunde liegen, welche die Wirksamkeit von Lösch- und Brandbekämpfungsanlagen – abhängig von Brandgut, räumlicher Anordnung, Umgebungsbedingungen und spezifischem Ziel der Schutzmaßnahme – in unterschiedlichem Maße zu beeinflussen vermögen.

Die im Vergleich zu Sprinklersprays für besonders vorteilhaft angesehenen löschwirksamen Effekte von Wassernebeln ergeben sich in erster Linie aus dem erhöhten Zerteilungsgrad des dem Brand zugeführten Löschwassers. Der Wärmetransport wird durch die bezüglich der Tropfenvolumina größeren Grenzflächen zwischen Partikeln und Heißgas begünstigt, wodurch sich eine raschere Erwärmung und Verdampfung vollzieht. Der überwiegende Anteil der Kühlwirkung nimmt daher auf die Flammenzone und die den Brand umgebende Atmosphäre Einfluss. Dieser Effekt wird im Zusammenhang mit Wassernebeln gelegentlich als Volumenlöschwirkung bezeichnet; erst in einem weit fortgeschrittenen Stadium der Brandunterdrückung ist eine unmittelbare Oberflächenkühlwirkung am Brandgut zu erwarten.

Die damit einhergehende Produktion von Wasserdampf in den Flammen wird häufig als weiterer hauptursächlicher Effekt für den Löscherfolg von Wasservernebelungsanlagen angeführt. Die rasche Verdampfung führt demnach zu einer Verdrängung zündfähigen Gasgemisches oder der Dampf vermischt sich jedenfalls mit den Reaktanden, bewirkt gleichsam eine „Verdünnung“ besagten Gemisches und vermindert somit die lokale Konzentration zündfähiger Gase. Dieser je nach Ausprägung auch Inertisierung genannte Effekt resultiert in einer Verringerung der Wärmefreisetzungsrate des Flammenbrandes, da vermehrt unverbrannte Pyrolysegase und Brennstoffdämpfe aus der Reaktionszone entweichen. Faktisch sinkt die globale Verbrennungseffektivität.

Gerade die enge Kopplung dieser beiden Phänomene durch die miteinander verflochtenen Mechanismen des Wärme- und Stofftransports bringt spezielle Herausforderungen an physikalisch-mathematische Modelle der Löschwirkung von Wassernebeln mit sich. Eine solche Modellierung ist aus zweierlei Gründen dennoch erstrebenswert: erstens gestalten sich praktische Versuche zur Beurteilung der Eigenschaften von Düsensystemen zu Zwecken der Brandbekämpfung meist aufwändig und kostspielig. Zweitens liegen nur begrenzte Erkenntnisse hinsichtlich des Beitrags der Inertisierung zu Löscherfolgen vor – welche im Wesentlichen spekulativer Natur sind. Obwohl sich eher grundlegende experimentelle Methoden anbieten mögen, um die direkte Wirkung von Wasserdampf auf Flammenbrände zu untersuchen, scheitern diese Erwägungen letztlich an messtechnischen Grenzen und den

vielfältigen Unsicherheiten, die mit Bränden – und im Besonderen mit solchen sicherheitstechnisch relevanter Ausmaße – einhergehen.

Um dem polydispersen Charakter realer Nebel hinsichtlich der Modellierung gerecht zu werden, müssen Tropfengrößen und –geschwindigkeitsvektoren durch geeignete Verteilungsfunktionen beschrieben werden. Es ist unter anderem bedeutsam, an welchem Ort und mit welchem Impuls Löschwassertropfen in die Plume eindringen, da zum einen deren vollständige Verdampfung nicht immer gewährleistet ist; gerade bei geringen Flammenlängen ist es möglich, dass ein Teil der Tropfen im Sprühkegel von der Heißgasströmung aus der Flamme hinausgetragen wird, bevor diese ihre komplette potentielle Kühlwirkung entfalten. Zum anderen spielt die Zeit, in der die Aufnahme von Wärmeenergie in der Flamme geschieht, eine wesentliche Rolle bei der Prognose des Effekts dieser Volumen Kühlung auf das Brandgut und somit für die Simulation der Brandleistungsabnahme.

Aus diesen Gründen ist die Verwendung stochastischer Eingangsgrößen angezeigt, um letztlich aus einer hinreichend umfangreichen Stichprobe zufällig verlaufender Tropfenbahnlinien Schlüsse auf die Löschwirkung des Kollektivs zu ermöglichen. Zu diesem Zweck müssen zudem die Partikeldichte der zu simulierenden Schwärme sowie die Stabilität von für das Spray repräsentativen Tropfen einer näheren Betrachtung unterzogen werden.

1.2 Zielsetzung: Modellierung von Löscheffekten anhand stochastischer Parameter

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Beitrag zur Quantifizierung der mutmaßlich löschwirksamen physikalischen Effekte von Wassernebeln, aber auch zu Möglichkeiten der Bewertung der gesamten Lösch- beziehungsweise Brandunterdrückungswirkung von Wasservernebelungsdüsen auf der Grundlage ihrer Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsspektren zu leisten.

Dazu wird im Abschnitt II zunächst auf wesentliche Einflüsse auf den Brandbekämpfungsprozess eingegangen. An dieser Stelle wird weiter versucht, den Stand der Wissenschaft bezüglich seiner inhaltlichen Kohärenz zu bewerten, um Forschungsbedarf herauszustellen

und einige der bereits angedeuteten prinzipiellen Probleme und Sachverhalte detaillierter zu umreißen. Der Abschnitt III widmet sich der konkreten Modellbildung mit dem vorrangigen Ziel, der Volumen- und Oberflächenlöschwirkung durch Kühlung gerecht zu werden – und erstmals ein entsprechendes umfassendes Feuerlöschmodell abzuleiten –, und der Abschnitt IV beschreibt die Umsetzung aller gefundenen Beziehungen in einem Programmcode, der die kontinuierliche Verringerung der Intensität von Lachenbränden durch Kühlung unter Einbezug stochastischer Größen prognostiziert. Eine Betrachtung der spezifischen für die Simulation bedeutsamen Randbedingungen einschließlich der Aufbereitung zufallsverteilter Eingangsdaten erfolgt im Abschnitt V. Die Ergebnisse erster numerischer Simulationen, welche anhand der Parameter verschiedener Löschdüsen sowie konkreter Messdaten aus externer Quelle durchgeführt wurden, werden im Abschnitt VI dargestellt und diskutiert. Abschließend werden die aus der Arbeit gewonnenen Erkenntnisse formuliert, Diskrepanzen zum gegenwärtigen Stand der Forschung aufgezeigt sowie Nutzen und Grenzen der hier entwickelten Verfahren verdeutlicht.

II Charakteristika und löschwirksame Effekte gängiger Wassernebeltechnologien

Je nach Definition handelt es sich bei in einer Gasphase zerstäubtem Wasser um Nebel, wenn 90% beziehungsweise 99% der Tropfen im Spray einen geringeren Durchmesser als 1000 Mikrometer aufweisen [DIN CEN/TS 14972:2008-11¹; NFPA 750, 2010²]. Um diese feine Zerstäubung zu gewährleisten, kann dem Löschwassermassenstrom innerhalb der Düse Energie in Form von Druck, hochfrequenter Rotationsbewegung oder Ultraschall zugeführt werden; auch die Kollision mit einem energiereichen separat eingedüsten Gasstrom am Austritt wird – bei so genannten Zweistoffdüsen – praktiziert [1]. Hier kommt jedoch vermehrt Inertgas zur Anwendung, sodass die Unterscheidung von Gaslöschanlagen schwer fällt [2]. Nach Art einer Sprinkleranlage weitet sich der Sprühkegel mit zunehmendem Abstand von der Düse oder einem Düsenkopf, der sich aus mehreren Düsen zusammensetzt, in einem sich zunächst konstant darstellenden Winkel zur Symmetrieachse der Düse auf. Dieser Bereich wurde – einigermaßen unzutreffend – als *Momentum Regime* bezeichnet [3]. In einer gewissen Fallhöhe (falls der Sprühstrahl zum Boden gerichtet ist) stellt sich dahingegen ein für praktische Belange konstant anzusehender Querschnitt des Sprühkörpers ein; die Gravitation dominiert nun die Bewegung der Tropfen.

Da die Ausbildung dieses *Gravitation Regime* unter Gesichtspunkten der Brandbekämpfung als eher ineffizient zu werten ist – im freien Fall erreichen kleinvolumige Tropfen auf Grund verschiedener Widerstandskräfte rasch eine recht geringe (stationäre) Sinkgeschwindigkeit [4] und ihre kinetische Energie genügt nicht mehr, um entgegen einer heißen Brandgas-auftriebsströmung in die Nähe des Brandguts vorzudringen [5] – wird von Experten oftmals die nähere horizontale Anordnung bezüglich eines erwarteten Brandherds bevorzugt [6]. Auch verdampfen die im Vergleich zu den von Sprinkleranlagen erzeugten winzigen Tropfen sehr viel schneller bei der Bewegung durch Feuerplume [7], sodass ihr Wirksamwerden in der Nähe des eigentlichen Flammenbrandes bei lateraler Applikation ungleich wahrscheinlicher ist. Es hängt indes mit den Konstruktionsmerkmalen und Betriebsparametern einer Löschanlage zusammen, wie groß sich die tatsächliche „Wurfweite“ ausnimmt. Während höhere

¹ Ortsfeste Brandbekämpfungsanlagen – Feinsprüh-Löschanlagen – Planung und Einbau

² Standard on Water Mist Fire Protection Systems

Zerteilungsenergien (also insbesondere höhere Drücke) in aller Regel mit kleineren Tropfen wie auch mit anfänglich höheren Geschwindigkeiten derselben einhergehen, ist doch stets zu beachten, welche Entfernungen sie letztlich bis zu ihrer Verdampfung zu überwinden vermögen [8].

Gängige Klassifizierungen von Wassernebeldüsen umfassen Nieder-, Hoch- und gelegentlich Mitteldruckdüsen. Ihnen ist gemein, dass sie Tropfen sehr unterschiedlicher Größe erzeugen. In technischen Zusammenhängen ist üblicherweise von monodispersen Sprays beziehungsweise Nebeln die Rede, wenn die Ungleichung

$$\frac{|\bar{X} - \hat{d}_m|}{\hat{d}_m} < 0,1 \quad (\text{II-1})$$

mit $\hat{d}_m \dots$ Modus der Stichprobe [-]

$\bar{X} \dots$ geschätzter Mittelwert der unbekanntem Verteilungsfunktion [-]

erfüllt ist (VDI 3491 Blatt 1:1980-09³), das heißt, wenn die Differenz zwischen dem arithmetischen Mittel der Durchmesser einer repräsentativen Stichprobe und deren häufigstem beobachteten Wert weniger als 10% dieses Modalwerts beträgt. Ist dies nicht der Fall, liegt demnach ein polydisperses Spray vor. Bei in der Brandbekämpfung eingesetzten Vernebelungsdüsen dürfen im Allgemeinen polydisperse Systeme unterstellt werden, deren Tropfengrößen oftmals in guter Näherung durch Log-Normalverteilungen beschrieben werden können [9]. Abschnitt V befasst sich detaillierter mit den Mess- und Auswertverfahren zu Tropfengrößen und -geschwindigkeiten in Sprühkörpern.

Experimente an gebräuchlichen Vollkegeldüsen haben gezeigt, dass sich innerhalb des *Gravitation Regime* im Spray ein „Kern“ mit höherer Tropfenkonzentration ausbildet (siehe Abbildung 2.1). Dieser Effekt ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass der Löschmittelstrahl bei hohen Geschwindigkeiten der Tropfen beträchtliche Mengen Umgebungsluft

³ Messen von Partikeln; Kennzeichnung von Partikeldispersionen in Gasen; Begriffe und Definitionen

mitreißt und in den Sprühkörper einmischt, sodass eine Querströmung entsteht, welche insbesondere auf Tropfen geringerer Masse eine Beschleunigung zur Symmetrieachse hin ausübt [3]. Daraus folgt, dass sich die lokalen Tropfenspektren in diesem durch höhere Flussraten charakterisierten Kernbereich mit zunehmendem Abstand von der Düse zu kleineren Durchmessern hin verschieben, ein Umstand, der auch den festgestellten Grad der Dispersität bei punktuellen Messungen in unterschiedlichen Querschnitten der Sprays zu beeinflussen vermag (je nachdem, wie dies den Modus oder aber die Streuung verändert).

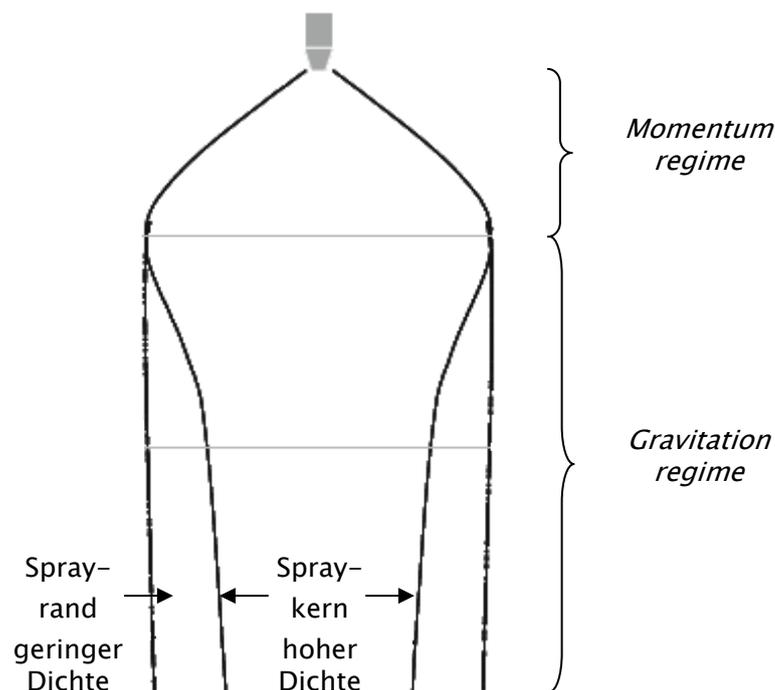


Abb. 2.1: Schema der Gestalt von Vollkegelsprühkörpern [3]

Während beim Einsatz von Wassernebelssystemen zum Zweck der Brandraumkühlung extrem kleine Tropfen, wie Hochdruckdüsen sie erzeugen, zweifelsohne vorteilhaft sind – diese verweilen länger in der Atmosphäre und können so mit der Zeit eine gleichmäßige Verteilung und Abkühlung der erwärmten Luft erzielen, um beispielsweise abschließende Löschangriffe durch die Feuerwehr zu erleichtern – kann diesbezüglich oftmals nicht von einer gezielten Feuerlöschanwendung gesprochen werden. So werben Hersteller besagter Düsen etwa mit der außergewöhnlichen Ausprägung von Kühleffekten nach einer Brandzeit von 15 Minuten (wobei die Abkühlung von circa 800°C auf unter 100°C immerhin noch bis zu zwei Minuten in Anspruch nimmt, siehe Abbildung 2.2), lassen jedoch Angaben zu den eingesetzten

Wassermengen, den Dimensionen des Brandraums, der Lokalisation der Temperatursensoren oder der Art des Schadenfeuers vermissen. Hier kann jedenfalls nicht von einem zielgerichteten Löschangriff mit fachgerecht angeordneten Düsenköpfen beziehungsweise Brandmeldeeinrichtungen ausgegangen werden; in dem Fall hätte die Brandunterdrückung zu einem weit früheren Zeitpunkt beginnen müssen, und mit Sicherheit wurde als Folge davon erheblich mehr Wasser als nötig verbraucht. Der Löschangriff vollzieht sich also in der Regel in einem viel kühleren Milieu und wird präziser ausgeführt oder jedenfalls von einer weiteren, mit Bedacht angeordneten Löschanlage unterstützt werden – ein flächendeckender oder vielmehr raumfüllender Einsatz der Wassernebeltechnologie, wie es bei Sprinklern gang und gäbe ist, wird bislang (auch, aber nicht ausschließlich aus ökonomischen Gründen) nur in besonders gelagerten Gefahrenfällen und nur in einigermaßen beengten Örtlichkeiten wie Schiffsmaschinenräumen praktiziert [10]. Zumindest stellen die oben angeführten Untersuchungen keinesfalls eindeutige Belege für die – immerhin zu erwartenden – besonders effizienten Kühlmechanismen von Wassernebellöschsystemen dar, sondern vermitteln allenfalls einen Eindruck davon, wie schwierig sich die Suche nach hilfreichen und belastbaren Forschungsergebnissen zu den in dieser Arbeit thematisierten Technologien gestaltet.

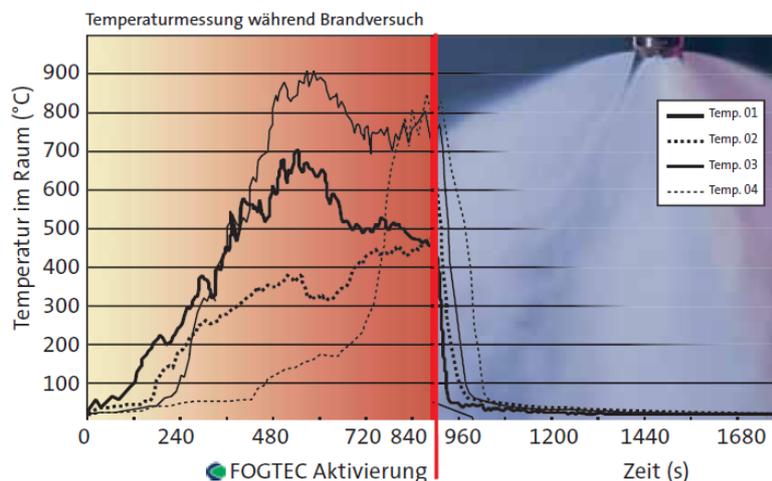


Abb. 2.2: Bei Brandversuchen und Einsatz von Hochdruck-Wassernebelsystemen aufgenommene Temperaturverläufe [11]

Eine wohl unbestrittene Tatsache ist, dass der massebezogene Wärmestrom von einem Heißgas an Löschwassertropfen durch die Vernebelung erhöht wird, da sich das Verhältnis von dem Wärmetransport zur Verfügung stehender Oberfläche und Volumen bei derselben

Temperatur und abnehmendem Durchmesser vergrößert. Vereinfacht kann der Wärmetransport an ein Kollektiv von Tropfen derselben Größe – bei Vernachlässigung von thermischer Strahlung – anhand der Gleichung

$$\dot{Q} = \lambda_G \cdot \left(2 + 0,55 \cdot \sqrt{\text{Re}_{Tr}} \cdot \text{Pr}^{0,33} \right) \cdot \pi \cdot \delta_{Tr} \cdot N \cdot \Delta T \quad (\text{II-2})$$

mit N ... Anzahl der Tropfen [-]

Pr ... PRANDTL-Zahl [-]

Re_{Tr} ... REYNOLDS-Zahl [-]

ΔT ... Betrag der Temperaturdifferenz zwischen Tropfen und Umgebung [K]

δ_{Tr} ... Tropfendurchmesser [m]

λ_G ... Wärmeleitfähigkeit der Gasphase [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

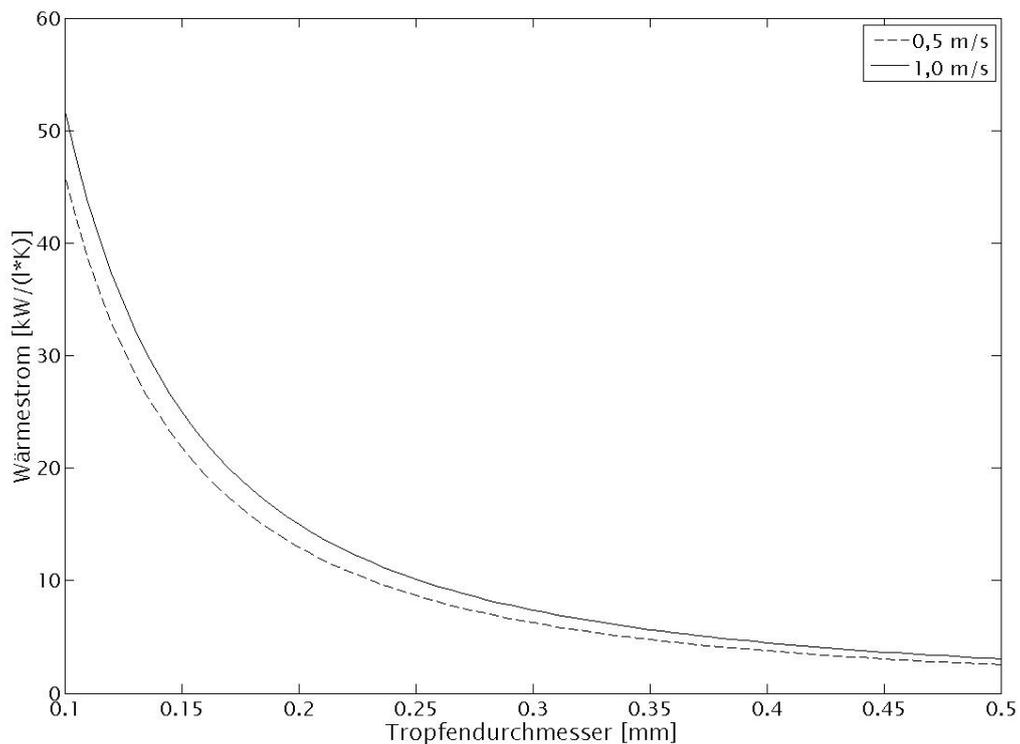


Abb. 2.3: Wärmetransport durch Konvektion je Liter Wasser und Kelvin Temperaturdifferenz an ein ideales Monotropfenkollektiv variabler Durchmesser

beschrieben werden [7], der Wärmeübergangskoeffizient wurde darin bereits durch einen passenden Ausdruck für die NUSSELT-Zahl und die Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Gases ersetzt; charakteristische Länge des Wärmeübergangs, der in Abschnitt III dieser Arbeit eingehender behandelt wird, ist der Durchmesser des betreffenden kugelförmigen Tropfens.

Ein anschauliches, von den Autoren dieser Gleichung angeführtes Diagramm wurde in Abbildung 2.3 berichtet und erweitert. Es illustriert den volumenbezogenen Wärmestrom an Wassertropfen in Luft in Abhängigkeit ihrer Durchmesser bei der Umgebungstemperatur 25°C für die Strömungsgeschwindigkeiten 0,5 und 1,0 m·s⁻¹.

Wie bereits hervorgehoben wurde, erlaubt es insbesondere der direkte seitliche Eintrag von Wasseraerosolen in Flammen, in unmittelbarer Nähe des Brandguts eine entsprechend hohe Wärmebindung mit geringem Löschmitteleinsatz zu realisieren. Gelingt es dabei, das die Flamme unterhaltende Gasgemisch nachhaltig unter seine Zündtemperatur oder aber – bei brennenden Flüssigkeiten, sofern praktikabel – das Brandgut unter seinen Flammpunkt zu kühlen, erlischt spätestens der Brand. Tatsächlich ist es ausreichend, eine Kühlung unter die so genannte Mindestverbrennungstemperatur zu bewerkstelligen; dies ist die geringste Temperatur, die ein selbständiges Weiterbrennen des Brennstoffdampf–Luft–Gemischs erlaubt, und sie liegt bis zu einigen hundert Kelvin über der Zündtemperatur [12], welche im Grunde lediglich eine Aussage über die Gefahr einer Entzündung an heißen Feststoffoberflächen trifft. Gemäß der VAN'T HOFF'schen Regel ist die Reaktionsgeschwindigkeit bei der Mindestverbrennungstemperatur (gelegentlich auch als „Löschtemperatur“ bezeichnet) so weit herabgesetzt, dass die Reaktionsketten ohne äußere Energiezufuhr abbrechen [13]. Allerdings gestaltet sich die Bestimmung dieser wichtigen Größe ungemein schwierig – es existieren schlicht keine verlässlichen Daten für praktisch relevante Brennstoffe, sodass unter konservativen Gesichtspunkten auf die Zündtemperatur oder Selbstentzündungstemperatur zurückgegriffen werden muss. Jedenfalls ist dadurch gewährleistet, dass eine Rückzündung mit hoher Sicherheit ausgeschlossen werden kann.

Diese Anwendungsform wurde in dem in Abbildung 2.4 wiedergegebenen Schema äußerst zutreffend – wenn auch offensichtlich kleinmaßstäblich anhand eines Gasbrenners – veranschaulicht. Bemerkenswert ist insbesondere die Berücksichtigung einer Mischzone aus Flammengas und Aerosol, eine recht naheliegende und dennoch bedeutsame Erwägung, die in Abschnitt III aufgegriffen und vertieft werden soll. Zudem wird deutlich, dass die Auftriebsströmung der Brandgase die Bewegung der Wassertropfen auf entscheidende Weise beeinflusst – das resultierende Strömungsfeld aus mit dem Strahl eingedüster Luft und Heißgasen ist in Richtung der Flammensymmetrieachse orientiert, sodass gerade Tropfen kleiner Durchmesser eine merkliche Beschleunigung entgegen der Gravitationskraft erfahren werden. Wird nun noch unterstellt, dass sich deren Verdampfung quasi schlagartig vollzieht, wird deutlich, dass sich bei der vorliegenden Anordnung praktisch der gesamte Kühlvorgang im Schnittvolumen von Sprüh- (hier speziell im *Momentum Regime*) und Flammenkörper abspielt.

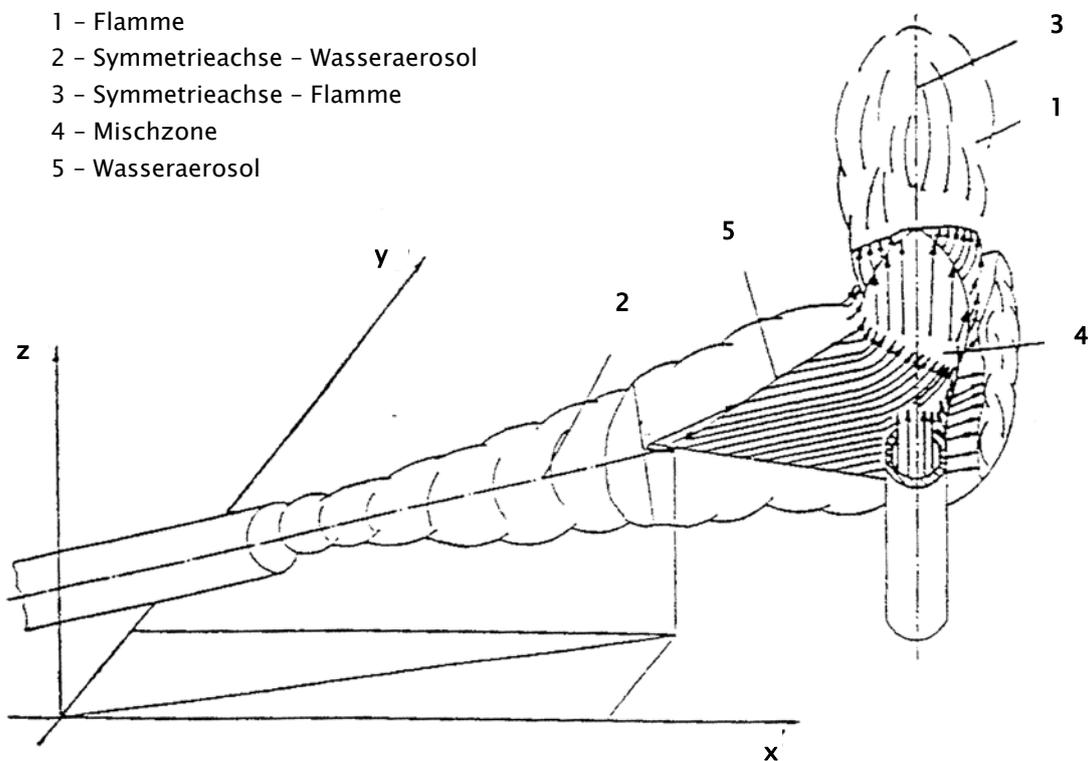


Abb. 2.4: Einführung des Wasseraerosols in den Flammenstrahl [6]

Während der Wärmetransport von einem Heißgasregime an Wassertropfen recht akkurat beschrieben und auch mathematisch modelliert werden kann [14], gibt es hinsichtlich der übrigen möglicherweise auftretenden Löscheffekte noch gewisse physikalische Unsicherheiten. Gerade die bereits erwähnte rasche Produktion von Wasserdampf und dessen Auswirkungen auf die Verbrennung sind seit langem Gegenstand von Spekulationen. Dabei wird üblicherweise, wenn auch nicht einhellig, zwischen Inertisierung und Verdünnung der Brandgase unterschieden; erstere (auch Stickeffekt genannt) bezeichnet den Vorgang, bei dem durch die Tropfenverdampfung und mit ihr einhergehende Expansion des Löschwasservolumens eine unmittelbare Verdrängung zündfähiger Gase und Luftsauerstoffs aus der Flammenzone stattfindet – ein Teil der Reaktanden würde so aus dem der Oxidation zur Verfügung stehenden Volumen entfernt und durch inerten Wasserdampf ersetzt. In diesem Zusammenhang wird von Herstellerseite, aber auch in Fachbeiträgen, seit geraumer Zeit ein Postulat von SCHREMMER [15] bemüht, demzufolge der Inertisierungseffekt mit steigender Brandleistung beim Löschen mit Wassernebel einen zunehmenden Beitrag zur Gesamtlöschwirkung liefert. Konkret soll bereits ab einer Brandleistung von 400 kW ein mit der Kühlwirkung vergleichbarer Einfluss auf die Brandunterdrückung vorliegen, und ab 1000 kW überwiege gar die Inertisierung den Wärmeentzug so deutlich, dass – so die paradox erscheinende Folgerung namhafter Hersteller – Brände größerer Leistung mit geringerem Wassereinsatz bekämpft werden könnten. Diese Argumentation kann indes nur dann akzeptiert werden, wenn von einer *anhaltenden* Wirksamkeit der Inertisierung beziehungsweise Verdünnung ausgegangen werden kann. Denn im Verlauf des Löschvorgangs würde auch ein Brand ursprünglich größerer Leistung, sofern er nicht schlagartig erlischt, theoretisch ein Stadium geringerer Wärmefreisetzung durchlaufen können, wodurch wiederum größere Löschwassermengen erforderlich wären, um eine ausreichende Kühlwirkung zu gewährleisten. Erst eine nachhaltige (partielle) Inertisierung des Brandraums könnte die mangelnde Kühlung in dieser Phase kompensieren. Folgerichtig macht beispielsweise HESKESTAD [16] darauf aufmerksam, dass im Fall nicht eingehauster Brände keine Hinweise auf einen löschwirksamen Einfluss des Wasserdampfs vorliegen.

Dass also die Verdünnung, die als allmähliche wie auch als plötzliche Anreicherung der Brandraumatmosfera mit gasförmigem Wasser, welches eine Senkung der Verbrennungs-

effektivität bewirkt [4], verstanden werden kann, diese nachhaltige Wirkung bewerkstelligt, kann indes nur dann vorausgesetzt werden, wenn entweder ein eng begrenzter und geschlossener Brandraum vorliegt – in diesem Fall wäre aber außerdem ein baldiger Wechsel zum ventilationsgesteuerten Brand zu erwarten, was wohl entscheidender ein Erlöschen der Flammen begünstigte – oder wenn dem Brand über einen langen Zeitraum eine ungenügende Menge Löschwasser zugeführt wird, sodass sich die graduelle Verdünnung bei zunächst unveränderter oder sogar zunehmender Brandleistung vollzieht (was nicht als sonderlich effektive Form der Brandbekämpfung gelten kann). Aussagen zur Unbedenklichkeit von Wassernebellöschanlagen im Sinne der Personengefährdung, wonach eine Senkung der Sauerstoffkonzentration im Brandraum während eines jeden Löschangriffs unter 18 Vol.-% nicht beobachtet wurde [17], lassen die Wahrscheinlichkeit einer löscheffektiven Verdünnung zudem zweifelhaft erscheinen, da dieses Angebot normalerweise zur Aufrechterhaltung einer jeden Verbrennung genügt [18]. Offenbar ist also zumindest die Allgemeingültigkeit von SCHREMMERs Ergebnissen fraglich. Eine Löschwirkung durch Inertisierung wurde bislang nicht experimentell nachgewiesen, sondern stellt vielmehr eine gewissermaßen notwendige These dar, um hinreichende Erklärungen für die Resultate von Löschangriffen zu liefern.

Zwei weitere vorteilhafte Wirkungen fein dispergierten Wassers auf Verbrennungsreaktionen begünstigen zumindest theoretisch den Löscherfolg, wenn auch höchstwahrscheinlich in sehr viel geringerem Maße als Kühlwirkung oder Inertisierung. Aus rein physikalischer Sicht werden Reaktanden wie beispielsweise Kohlenmonoxid oder Feststoffpartikel (Ruß) in den Tropfen gebunden und so aus der Flammenzone entfernt, man spricht dabei von Rauchgasauswaschung [2, 19]. Allerdings ist die Bedeutung dieses Effekts für die Brandbekämpfung mit Wassernebeln äußerst umstritten, was insbesondere in den konkreten Löslichkeitseigenschaften der beteiligten Stoffe begründet liegt [20].

Chemisch ist davon auszugehen, dass die Tropfen als Inhibitoren gewisser für die Verbrennung notwendiger Radikalreaktionen fungieren [21]; es handelt sich dabei um sogenannte heterogene Inhibition, da sich Löschwasser und Verbrennungszwischenprodukte in unterschiedlichen Aggregatzuständen befinden. Bei diesem auch als Wandeffekt bezeichneten Vorgang verlieren zum Beispiel Hydroxyl- oder Sauerstoffradikale einen Teil ihrer

Energie an die kühlen Tropfenoberflächen und gehen im Zuge dessen stabile Bindungen zu Elementmolekülen oder aber zu Wasser hin ein. Die letztere Möglichkeit führt dazu, dass diese Radikale nicht mehr dem Fortgang der Verbrennung zur Verfügung stehen und die Konzentration an Reaktanden in der Flammenzone insgesamt abnimmt.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass bezüglich der mutmaßlich bedeutsamen Lösch-
effekte von Wassernebelschwärmen und ihrer jeweiligen Ausprägung beträchtliche
Forschungsdefizite bestehen. Obwohl die Vermessung von Wassernebelsprays weit vorange-
schritten ist, können theoretisch wirksame Mechanismen zurzeit nicht auf befriedigende
Weise durch die experimentelle Erfassung von Sprühbildern vorhergesagt werden, was eine
zielgerichtete Entwicklung der Technologien erschwert. Hier sind neue methodische Ansätze
gefragt, um Wissenslücken zu schließen und unbewiesene Darstellungen auf den Prüfstand
zu stellen, eventuell sogar Schlüsse von Messungen im „Kaltversuch“ auf die löschwirksamen
Eigenschaften von Düsen zu erlauben. Eine aussichtsreiche Möglichkeit dazu bieten
numerische Simulationen des Löschvorgangs durch Kühlung – dieser Effekt ist am umfang-
reichsten untersucht; die folgenden Abschnitte befassen sich daher mit der Modellbildung
und der Programmierung eines zu diesem Zweck geeigneten Algorithmus.

III Mathematisch-physikalische Modellierung der Kühlwirkung von Wassernebeln

Um die Volumen- und Oberflächenlöschwirkung von Wassernebelschwärmen an Flammen und Brandgut durch Kühlung mit einiger Güte beschreiben und in einen Programmcode übertragen zu können, bedarf es zunächst einer Modellierung der Bewegung, der Aufheizung und der Verdampfung einzelner Tropfen. Diese Vorgänge werden – abgesehen von den Bedingungen im ruhenden Fluid, der das Brandgeschehen umgebenden Atmosphäre – maßgeblich von den thermischen und strömungsdynamischen Eigenschaften der Flammenzone beeinflusst, sodass außerdem auf Plumemodelle zurückgegriffen werden muss. Schlussendlich ist eine energetische Bilanzierung über die Plume und den den Brand unterhaltenden Stoff erforderlich, um eine Abschätzung der Löschwirkung anhand der von in die Flamme eingebrachtem Wasser-Luft-Aerosol aufgenommenen Wärme zu gestatten.

III.1 Allgemeine Beschreibung von Tropfenbahnlinien in ruhender Atmosphäre und in monodirektionalen Gasströmungen

Die in Löschwassernebeln vorkommenden Tropfen weisen im Allgemeinen geringe Durchmesser und damit einhergehend eine hohe Sphärizität auf [22]; sie können somit als geometrisch ideale (starre) Kugeln betrachtet werden. Tritt ein solcher Tropfen mit einer Geschwindigkeit v_{Tr} in eine ruhende Gasphase ein, so ist die Änderung dieser Geschwindigkeit im Wesentlichen eine Funktion der Schwerkraft und des Strömungswiderstands. Verschiedene sonstige Einflüsse auf das in Gleichung (III-1) formulierte Kräftegleichgewicht, wie etwa die virtuelle Massenkraft, dürfen vor allem auf Grund des großen Dichteunterschieds zwischen flüssigem Wasser und der umgebenden Gasphase vernachlässigt werden [23].

$$m_{Tr} \cdot \frac{d\vec{v}_{Tr}}{dt} = m_{Tr} \cdot \vec{g} - \frac{1}{2} \cdot A_{Tr} \cdot \rho_G \cdot \vec{v}_{Tr}^2 \cdot c_w \quad (\text{III-1})$$

mit A_{Tr} ... Stirnfläche des Tropfens [m²]

c_w ... geometrischer Widerstandsbeiwert [-]

\vec{g} ... Erdbeschleunigung [m·s⁻²]

- $m_{Tr} \dots$ Masse des Tropfens [kg]
- $\vec{v}_{Tr} \dots$ Geschwindigkeit des Tropfens [$m \cdot s^{-1}$]
- $\rho_G \dots$ Dichte des umgebenden Gases [$kg \cdot m^{-3}$]

Durchquert der Tropfen nun einen Gasstromfaden, so erhält man in Abhängigkeit der Tropfengeschwindigkeit und seines Durchmessers die Gleichung

$$\frac{\pi}{6} \cdot \delta_{Tr}^3 \cdot \rho_{Tr} \cdot \frac{d\vec{v}_{Tr}}{dt} = \frac{\pi}{6} \cdot \delta_{Tr}^3 \cdot \rho_{Tr} \cdot \vec{g} + \frac{\pi}{8} \cdot \delta_{Tr}^2 \cdot \rho_G \cdot |\vec{v}_G - \vec{v}_{Tr}| \cdot (\vec{v}_G - \vec{v}_{Tr}) \cdot c_w \quad (III-2)$$

- mit $\vec{v}_G \dots$ Geschwindigkeit der Gasströmung [$m \cdot s^{-1}$]
- $\rho_{Tr} \dots$ Dichte des Tropfens [$kg \cdot m^{-3}$]

Diese berücksichtigt – komponentenweise – die momentane Relativgeschwindigkeit zwischen der Translation des Partikels und der Gasströmung, welche im Fall einer Feuerplume vom Auftrieb der heißen und daher bezüglich der Umgebungsluft weniger dichten beim Verbrennungsvorgang entstehenden Gase herrührt. Eine grafische Darstellung der relevanten kinematischen Größen in Anlehnung an [14, 24], auch hinsichtlich der Erweiterung um eine seitliche Anströmung und sich so ergebende Flammenneigung, zeigt Abbildung 3.1.

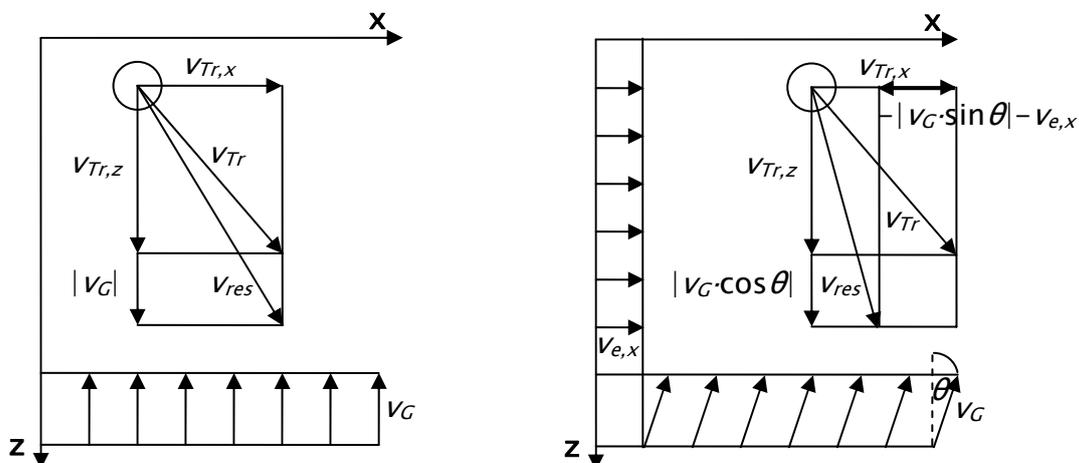


Abb. 3.1: Geschwindigkeiten bei der Bewegung von Flüssigkeitstropfen in einer monodirektionalen Auftriebsströmung

Es wird davon ausgegangen, dass es sich bei der Auftriebsströmung um eine laminare Strömung mit gerade verlaufenden parallelen Stromlinien handelt (hier als *monodirektionale* Strömung bezeichnet). Die Auswirkungen von Turbulenzen auf die Bahnlinien modellierter Tropfen sollen nicht berücksichtigt werden, da komplexe Diffusionsflammen auch durch stochastische Modelle zurzeit nicht zufriedenstellend beschrieben werden können. Der zusätzliche Einfluss von Löschmittelstrahlen (vergleiche Abschnitt VI) verschärft diese Problematik noch.

Werden die x- und die z-Komponente isoliert betrachtet, so stellt sich die Gleichung (III-2) jeweils in der Form

$$\frac{dv_{Tr,x}}{dt} = -\frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_{Tr}} \cdot \frac{c_w}{\delta_{Tr}} \cdot v_{Tr,x} \cdot v_{res} \quad (III-3)$$

mit v_{res} ... resultierende (Relativ-)Geschwindigkeit des Tropfens [$m \cdot s^{-1}$]

und

$$\frac{dv_{Tr,z}}{dt} = g - \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_{Tr}} \cdot \frac{c_w}{\delta_{Tr}} \cdot (v_{Tr,z} - v_G) \cdot v_{res} \quad (III-4)$$

dar, wobei

$$v_{res} = \sqrt{v_{Tr,x}^2 + (v_{Tr,z} - v_G)^2} \quad (III-5)$$

Bei frei brennenden Flammen ohne Windeinfluss ist die Rauchgasströmung exakt aufwärts (also entgegen der z-Achse) gerichtet. Allerdings wird bei einem Löschangriff von der Wasservernebelungsdüse ein beträchtlicher Luftstrom erzeugt [25], der zum einen die Relativgeschwindigkeit der Tropfen in x-Richtung verringert und zum anderen eine Neigung der Flamme um den Winkel θ gegen die Vertikale bewirkt (vergleiche wiederum Abbildung

3.1 und siehe Abschnitt III.2; Abbildung 3.2 b). In Analogie zur Erweiterung der Bewegungsgleichung um den Einfluss der Rauchgasströmung ergibt sich schließlich

$$\frac{dv_{Tr,x}}{dt} = -\frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_{Tr}} \cdot \frac{c_w}{\delta_{Tr}} \cdot (v_{Tr,x} - v_{e,x} + v_G \cdot \sin \theta) \cdot v_{res} \quad (\text{III-6})$$

und

$$\frac{dv_{Tr,z}}{dt} = g - \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_{Tr}} \cdot \frac{c_w}{\delta_{Tr}} \cdot (v_{Tr,z} - v_G \cdot \cos \theta) \cdot v_{res} \quad (\text{III-7})$$

mit $v_{e,x} \dots$ Geschwindigkeit im Zuluftstrom der Plume [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]

$\theta \dots$ Neigungswinkel der Flamme gegen die Vertikale [°]

Entsprechend beträgt die resultierende Geschwindigkeit

$$v_{res} = \sqrt{(v_{Tr,x} - v_{e,x} + v_G \cdot \sin \theta)^2 + (v_{Tr,z} - v_G \cdot \cos \theta)^2} \quad (\text{III-8})$$

Sollen Zuluft- und Auftriebsströmung zugleich abgebildet werden, kann im Prinzip vom Zustandekommen einer resultierenden monodirektionalen Gasströmung ausgegangen werden. Je nachdem, ob der dominante Strömungseinfluss von der Löschdüse oder aber von der durch den Brand bedingten Lufteinsaugung verursacht wird, muss $v_{e,x}$ auf unterschiedliche Weise bestimmt werden (siehe Abschnitt III.2, III.4).

Maßgeblich für den Widerstandsbeiwert c_w ist dabei die REYNOLDS-Zahl, deren charakteristische Länge im vorliegenden Fall der Tropfendurchmesser ist:

$$\text{Re}_{Tr} = \frac{v_{res} \cdot \delta_{Tr} \cdot \rho_G}{\eta_G} \quad (\text{III-9})$$

mit $\eta_G \dots$ dynamische Viskosität des umgebenden Gases [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]

Für Kugeln wurden bei [26] die in Tabelle 3.1 gezeigten Beziehungen für c_w gefunden.

Tab. 3.1: Geometrische Widerstandsbeiwerte von Kugeln in Abhängigkeit der REYNOLDS-Zahl [26]

Gültigkeitsbereich	$0 < \text{Re} < 0,2$	$0,2 \leq \text{Re} \leq 4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3 < \text{Re} \leq 10^4$	$\text{Re} > 10^4$
c_w	$\frac{24}{\text{Re}}$	$\frac{21}{\text{Re}} + \frac{6}{\sqrt{\text{Re}}} + 0,28$	0,4	0,44

Des Weiteren wird die Auftriebsströmung lokal durch Reibung mit dem Tropfen gebremst. Die tatsächliche Gasgeschwindigkeit geht aus der theoretischen Geschwindigkeit der Rauchgase in der Plume und dem Reibbeiwert wie folgt hervor [27]:

$$v_{G,z} = - \left(v_{Pl,z} - \sqrt{-\frac{1}{2} \cdot c_D \cdot (v_{Tr,z} - v_{Pl,z})^2} \right) \quad (\text{III-10})$$

mit $c_D \dots$ Reibwiderstandsbeiwert [-]

$v_{Pl} \dots$ unbeeinflusste Geschwindigkeit der Brandgasströmung [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]

beziehungsweise

$$v_G = - \left| \sqrt{\left[\sqrt{-\frac{1}{2} \cdot c_D \cdot (v_{Tr,z} - v_{Pl} \cdot \cos \theta)} - v_{Pl} \cdot \cos \theta \right]^2 + v_{Pl}^2 \cdot \sin^2 \theta} \right|, \text{ falls } v_{Tr} > 0 \quad (\text{III-11})$$

Dabei wurde für kugelförmige Partikel die Beziehung

$$c_D = \frac{\ln \delta_{Tr} - 4,6}{3,1} \quad (\text{III-12})$$

ermittelt. Die Gleichungen (III-10) und (III-11) gelten solange, wie sich der Tropfen entgegen der Gasströmung bewegt. Sobald er von dieser nach oben getragen wird, werde die Strömung nicht mehr von seiner Bewegung beeinflusst:

$$v_G = -v_{Pl}, \text{ falls } v_{Tr} \leq 0 \quad (\text{III-13})$$

Es stehen somit die notwendigen Gleichungen zur Verfügung, um Bahnlinien einzelner Tropfen von einem definierten Startpunkt außerhalb der Brandgasströmung bis zu ihrer vollständigen Verdampfung beziehungsweise bis zu ihrem Austritt aus der Flamme zeitabhängig zu beschreiben.

Die lokale Geschwindigkeit der Auftriebsströmung, die Geschwindigkeit der in die Plume eingesaugten Umgebungsluft sowie die geometrischen Grenzen dieser Regime können lediglich näherungsweise anhand semi-empirischer Beziehungen quantifiziert werden; diese werden im Allgemeinen als *Plumemodelle* bezeichnet.

III.2 Beschreibung monodirektionaler Brandgasströmungen anhand von Feuerplumemodellen

Im Fall kleinflächiger Brände werden Brandräume (sofern auf die Anwendung aufwändigerer, ausschließlich numerisch lösbarer Verfahren verzichtet wird) meist als Mehrzonenmodelle dargestellt. Dabei wird die Feuerplume, abhängig von der Gestalt der Brandfläche, in der Regel als zylindrisches oder prismatisches beziehungsweise als konisches oder pyramidales Gebilde aufgefasst. Letztere Formen werden dann unterstellt, wenn die Einmischung von Umgebungsluft und konsequente Aufweitung der Brandgas-/Rauchgassäule mit zunehmender Höhe berücksichtigt wird – es stellt sich der Plumeöffnungswinkel ϕ ein. In der Literatur wird häufig ein Öffnungswinkel von 15° angenommen. Legt man die Gleichungen zur Beschreibung der „idealen“ Plume zu Grunde [28], gelangt man dagegen (je nach vorausgesetzten Entrainmentverhältnissen, siehe unten) auch zu kleineren Winkeln. Bei gesonderter Betrachtung der Flammenzone wird oftmals gänzlich auf diese Öffnung verzichtet, zudem

finden sich gelegentlich andere geometrische Annahmen, die aber stets auf wenig gesicherten Anschauungen fußen (siehe zum Beispiel das Kegelstumpfmodell von WANG [29]).

Obwohl rechteckige Brandflächen seltener betrachtet werden, lassen sich die Modelle für Plume, welche anhand kreisförmiger Brände aufgestellt wurden, prinzipiell auf diese übertragen [28]. Die Gestalt einer Feuerplume einschließlich ihres virtuellen Ursprungs, welcher den ausgedehnten Brand auf eine Punktbrandquelle zurückführt und so die Gültigkeit von Plumegleichungen für größere Brandherde gewährleisten soll [30], ist in Abbildung 3.2.a gezeigt; Abbildung 3.2.b stellt eine durch seitliche Anströmung geneigte Plume dar (vergleiche Abschnitt III.1).

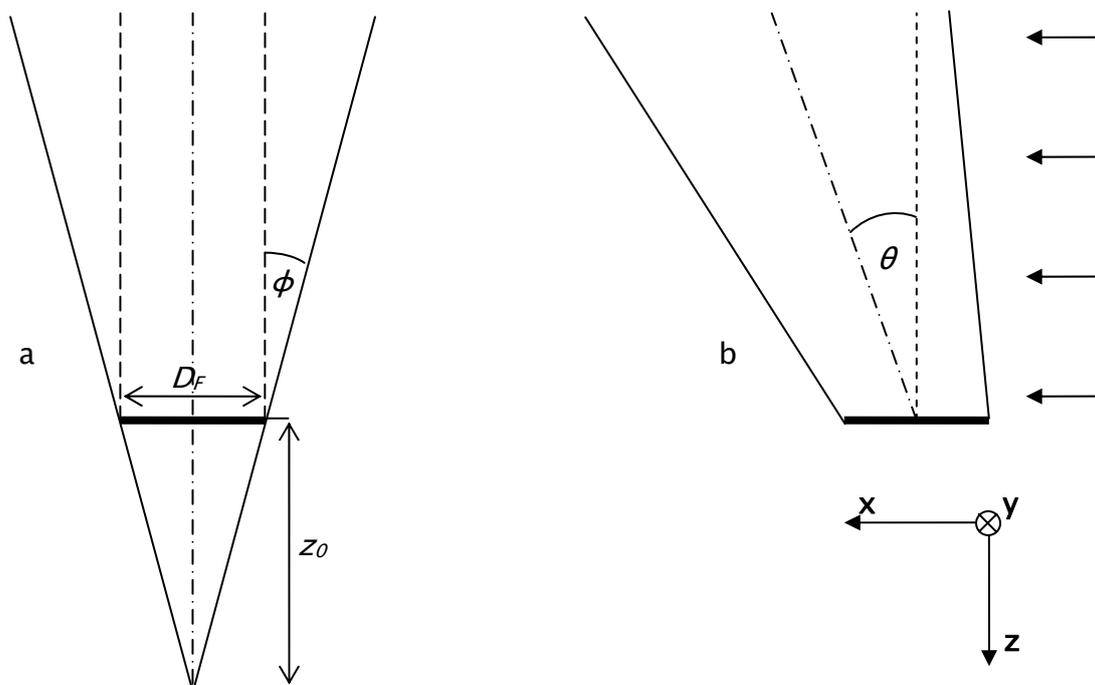


Abb. 3.2: a. Schema einer Feuerplume mit virtuellem Ursprung; b. durch seitliche Anströmung gegen die Vertikale geneigte Plume

TURNER geht davon aus, dass die Luftzumischung in einem turbulenten Grenzbereich zwischen den Zonen der Plume und der sie umgebenden Atmosphäre geschieht, und spezifiziert einen linearen Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Auftriebsströmung und der Geschwindigkeit der lateral in diese einströmenden Luft [31]. Proportionalitätsfaktor ist der so genannte Entrainmentkoeffizient, der üblicherweise mit 0,15 beziffert wird [28]:

$$v_e = e \cdot v_{Pl} \quad (\text{III-14})$$

mit $e \dots$ Entrainmentkoeffizient [-]

$v_e \dots$ Geschwindigkeit der an den Plumerändern eingemischten Luft [m·s⁻¹]

Anhand einfacher geometrischer Betrachtungen ergeben sich ganz allgemein die Grenzen des Plumekörpers (Ursprung des Koordinatensystems sei der Mittelpunkt eines zunächst beliebigen Sprühkegelquerschnitts, von dem aus im Folgenden Tropfenbahnlinien berechnet werden sollen) zu – dem Luftstrom zugewandt –

$$z = H + (x - x_0) \cdot \cot(\phi - \theta), \text{ falls } \theta < \phi \quad (\text{III-15})$$

$$z = H + (x - x_0) \cdot \cot(\theta - \phi), \text{ falls } \theta > \phi \quad (\text{III-16})$$

$$x = x_0, \text{ falls } \theta = \phi \quad (\text{III-17})$$

und – dem Luftstrom abgewandt –

$$z = H + (x - x_0 - D_F) \cdot \cot(\phi + \theta), \text{ falls } \theta \neq \phi \quad (\text{III-18})$$

$$x = x_0 + D_F, \text{ falls } \theta = \phi \quad (\text{III-19})$$

mit $D_F \dots$ Durchmesser/Seitenlänge kreisförmiger/quadratischer Brandfläche [m]

$H \dots$ vertikaler Abstand Brandfläche – Mitte Sprühkegelquerschnitt [m]

$x_0 \dots$ horizontaler Abstand Brandfläche – Sprühkegelquerschnitt [m]

$\phi \dots$ Plumeöffnungswinkel [°]

Die x-Achse zeigt dabei in Anströmrichtung, die z-Achse weist den Ausführungen in Abschnitt III.1 folgend nach unten (vergleiche Abbildung 3.2.b). Für die Begrenzung des

Plumeströmungsfeldes in y -Richtung gilt, falls besagter Sprühkegelquerschnitt ihm gegenüber mittig angeordnet ist:

$$z = H + \left(\frac{D_F}{2} \pm y \right) \cdot \cot \phi \quad (\text{III-20})$$

Um zur Geschwindigkeit $v_{e,x}$ zu gelangen, welche die im Vergleich zu v_e (siehe Gleichung (III-14)) verlangsamte horizontale Zuluftströmung an einem Tropfen im Abstand a zur Plumemittelachse charakterisiert, wird davon ausgegangen, dass in einem Höhenabschnitt dz die Massenerhaltungsbeziehung

$$v_e(z) \cdot \rho_\infty \cdot 2\pi \cdot r_{pl}(z) \cdot dz = v_{e,x}(z) \cdot \rho_\infty \cdot 2\pi \cdot a \cdot dz, \quad a > r_{pl}(z) \quad (\text{III-21})$$

mit $r_{pl} \dots$ Radius der Plume [m]

$\rho_\infty \dots$ Dichte der umgebenden Luft [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

gilt. Dabei wird eine konische Form des Plumekörpers unterstellt. Die Strecken a und r_{pl} können auf folgende Weise beschrieben werden:

$$a = x_0 - x_{Tr} + \frac{D_F}{2} + H \cdot \tan \theta \quad (\text{III-22})$$

$$r_{pl} = \frac{D_F}{2} + H \cdot (\tan \theta + \tan(\phi - \theta)) \quad (\text{III-23})$$

Somit erhält man

$$v_{e,x} = v_e \cdot \frac{D_F + 2 \cdot H \cdot (\tan \theta + \tan(\phi - \theta))}{D_F + 2 \cdot (x_0 - x_{Tr} + H \cdot \tan \theta)} \quad (\text{III-24})$$

Eine im Zusammenhang mit im Brandschutz geläufigen Ingenieurmethoden häufig genutzte Charakterisierung der Plume stammt von McCAFFREY [32]. Er modifizierte die anhand von Ähnlichkeitsbetrachtungen gewonnenen Plumegleichungen mittels experimenteller Erkenntnisse, wobei die Plume wiederum in unterschiedliche Bereiche – beständige Flamme, intermittierende Flamme sowie „Auftriebsströmung“ – eingeteilt wird [33], und gibt unter anderem eine Formel zur Berechnung der Geschwindigkeit v_{Pl} der Brandgasströmung in der Plumeachse an, deren Parameter k und η mit dem jeweiligen Bereich variieren. An das vorliegende Koordinatensystem angepasst und unter Berücksichtigung der Flammenneigung berechnet sich diese wie folgt:

$$v_{Pl} = \dot{Q}_c^{1/5} \cdot k \cdot \left(\frac{(H - z) \cdot \cos \theta}{\dot{Q}_c^{2/5}} \right)^\eta \quad (\text{III-25})$$

mit \dot{Q}_c ... konvektiver Anteil der Brandleistung [kW]

Tab. 3.2: Konstanten zur Berechnung der Geschwindigkeiten im Plumeachsenbereich [32]

Bereich	Gültigkeit	k	η
Beständige Flamme	$z \cdot \dot{Q}_c^{-2/5} < 0,08$	$6,8 \text{ m}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1/2$
Intermittierende Flamme	$0,08 \leq z \cdot \dot{Q}_c^{-2/5} \leq 0,2$	$1,9 \text{ m} \cdot \text{kW}^{-1/5} \cdot \text{s}^{-1}$	0
Auftriebsströmung	$z \cdot \dot{Q}_c^{-2/5} > 0,2$	$1,1 \text{ m}^{4/3} \cdot \text{kW}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}$	$-1/3$

Als konvektiver Anteil der Brandleistung werden dabei 85% der gesamten Wärmefreisetzung angenommen.

HESKESTAD [30] gibt eine andere Gleichung für die Geschwindigkeiten in der Plumeachse an, die oberhalb einer mittleren Flammenlänge L_F gelten soll und den virtuellen Ursprung (vergleiche Abbildung 3.2.a) einführt:

$$v_{Pl} = \left(\frac{\dot{Q}_c}{H - z \cdot \cos \theta - z_0} \right)^{1/3} \quad (\text{III-26})$$

mit $z_0 \dots$ Lage des virtuellen Ursprungs [m]

Die Lage des virtuellen Ursprungs wird anhand der Formel

$$z_0 = 0,083 \cdot \dot{Q}_{Pl}^{2/5} - 1,02 \cdot D_F \quad (\text{III-27})$$

mit $\dot{Q}_{Pl} \dots$ gesamte Brandleistung [kW]

ermittelt; die mittlere Flammenlänge ist nach THOMAS durch

$$L_F = 0,235 \cdot \dot{Q}_{Pl}^{2/5} - 1,02 \cdot D_F \quad (\text{III-28})$$

gegeben [30]. Sie kann auch (unter Einbezug des Flammenneigungswinkels) benutzt werden, um die vertikale Begrenzung des Flammenkörpers zu bestimmen. Die Neigung der Plume beziehungsweise der Flamme gegen die Vertikale schließlich ist gemäß AGA (AMERICAN GAS ASSOCIATION, [34]) unter Verwendung einer dimensionslosen Windgeschwindigkeit so abzuschätzen:

$$u^* = \frac{u_w}{\left(g \cdot \dot{m}'' \cdot D_F \cdot \rho_\infty^{-1}\right)^{1/3}} \quad (\text{III-29})$$

mit $\dot{m}'' \dots$ Massenabbrandrate [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]

$u_w \dots$ Wind-/Anströmgeschwindigkeit [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]

$u^* \dots$ dimensionslose Windgeschwindigkeit [-]

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{u^*}}, \text{ falls } u^* > 1 \quad (\text{III-30})$$

Für $u^* \leq 1$ stellt sich deren Untersuchungen zufolge keine Neigung ein.

III.3 Modellierung des Wärmetransports an und der Verdampfung von Löschwassertropfen in Flammenzone und Plumenahbereich

Abhängig von der Umgebungstemperatur nehmen entweder Konvektion oder (bei höheren (Flammengas-)Temperaturen) thermische Strahlung den überwiegenden Einfluss auf die Erwärmung und anschließende Verdampfung des Löschwassers. Grundsätzlich lässt sich die Energiebilanz an einem einzelnen Flüssigkeitstropfen bei Berücksichtigung beider Anteile – falls vorausgesetzt werden darf, dass sich die Temperaturänderung im Tropfen homogen vollzieht – wie folgt formulieren [23]:

$$m_{Tr} \cdot c_{p,Tr} \cdot \frac{dT_{Tr}}{dt} = \alpha \cdot S_{Tr} \cdot (T_G - T_{Tr}) + \varphi \cdot \sigma \cdot \varepsilon_G \cdot \varepsilon_{Tr} \cdot S_{Tr} \cdot (T_G^4 - T_{Tr}^4) - \dots \quad (III-31)$$

$$\dots - \beta \cdot \tilde{\rho}_G \cdot \tilde{M}_{Tr} \cdot \Delta h_v \cdot S_{Tr} \cdot \ln \left(\frac{1 - x_\infty}{1 - x_S} \right)$$

mit $c_{p,Tr} \dots$ spezifische Wärmekapazität von Wasser [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]

$\tilde{M}_{Tr} \dots$ molare Masse von Wasser [$kg \cdot mol^{-1}$]

$S_{Tr} \dots$ Oberfläche des Tropfens [m^2]

$T_G \dots$ absolute Temperatur des den Tropfen umgebenden Gases [K]

$T_{Tr} \dots$ absolute Temperatur des Tropfens [K]

$x_S \dots$ Dampfmolenbruch an der Oberfläche des Tropfens [-]

$x_\infty \dots$ Dampfmolenbruch in der Umgebung des Tropfens [-]

$\alpha \dots$ Wärmeübergangskoeffizient [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]

$\beta \dots$ Stoffübergangskoeffizient [$m \cdot s^{-1}$]

$\Delta h_v \dots$ Verdampfungsenthalpie von Wasser [$J \cdot kg^{-1}$]

$\varepsilon_G \dots$ Emissionsgrad des Heißgases [-]

$\varepsilon_{Tr} \dots$ Emissionsgrad von Wasser [-]

$\varphi \dots$ Winkelverhältnis im Strahlungsansatz [-]

$\tilde{\rho}_G \dots$ molare Dichte des den Tropfen umgebenden Gases [$mol \cdot m^{-3}$]

$\sigma \dots$ Stefan-Boltzmann-Konstante; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$

Für kugelförmige Partikel gilt somit unter der Annahme trockener Umgebungsluft ($x_\infty = 0$) zunächst

$$\frac{dT_{Tr}}{dt} = 6 \cdot \frac{\alpha \cdot (T_G - T_{Tr}) + \varphi \cdot \sigma \cdot \varepsilon_G \cdot \varepsilon_{Tr} \cdot (T_G^4 - T_{Tr}^4) + \beta \cdot \tilde{\rho}_G \cdot \tilde{M}_{Tr} \cdot \Delta h_v \cdot \ln(1 - x_S)}{\delta_{Tr} \cdot \rho_{Tr} \cdot c_{p,Tr}} \quad (\text{III-32})$$

Dabei wird am Tropfen aus der Umgebung aufgenommene Wärmeenergie kontinuierlich in Verdampfungswärme umgewandelt. Kann zu irgendeinem Zeitpunkt die gesamte an ihn übertragene Wärme auf diese Weise abgeführt werden, entspricht also der Verdampfungs-term betragsmäßig der konvektiv und durch Strahlung übertragenen Wärme, ist seine so genannte Gleichgewichts- oder Beharrungstemperatur

$$T_{Tr,G} = T_G - \frac{1}{\alpha} \cdot \left[\beta \cdot \tilde{\rho}_G \cdot \tilde{M}_{Tr} \cdot \Delta h_v \cdot \ln(1 - x_S(T_{Tr,G})) + \varphi \cdot \sigma \cdot \varepsilon_G \cdot \varepsilon_{Tr} \cdot (T_G^4 - T_{Tr,G}^4) \right] \quad (\text{III-33})$$

erreicht, die deutlich unterhalb der Siedetemperatur liegen kann. Die Abnahme der Tropfenmasse bestimmt sich demnach zu

$$\frac{dm_{Tr}}{dt} = \beta \cdot \tilde{\rho}_G \cdot \tilde{M}_{Tr} \cdot S_{Tr} \cdot \ln(1 - x_S) \quad (\text{III-34})$$

beziehungsweise - auf Grund besagter Äquivalenz nach Annahme der Gleichgewichtstemperatur - auch zu

$$\frac{dm_{Tr}}{dt} = -\frac{1}{\Delta h_v} \cdot \left[\alpha \cdot S_{Tr} \cdot (T_G - T_{Tr}) + \varphi \cdot \sigma \cdot \varepsilon_G \cdot \varepsilon_{Tr} \cdot S_{Tr} \cdot (T_G^4 - T_{Tr}^4) \right], \text{ falls } T_{Tr} = T_{Tr,G} \quad (\text{III-35})$$

Der Verminderung des Wärmestroms zur Tropfenoberfläche durch den von ihr frei werdenden Wasserdampfmassenstrom kann anhand der ACKERMANN-Korrektur [35] des Wärmeübergangskoeffizienten Rechnung getragen werden:

$$\alpha = \frac{\frac{dm_{Tr}}{dt} \cdot \frac{c_{p,D}}{S_{Tr}}}{\exp\left(\frac{dm_{Tr}}{dt} \cdot \frac{c_{p,D}}{\alpha_0 \cdot S_{Tr}} - 1\right)} \quad (\text{III-36})$$

mit $c_{p,D} \dots$ spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

$\alpha_0 \dots$ Wärmeübergangskoeffizient bei ungehinderter Konvektion [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$]

Die für die vorliegende Strömungsform und den Bereich $0 < \text{Re} \leq 10^3$ einschlägige NUSSELT-Zahl errechnet sich zu [36]

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \cdot \sqrt{\text{Re}_{Tr}} \cdot \sqrt[3]{\text{Pr}} \quad (\text{III-37})$$

mit $\text{Pr} \dots$ PRANDTL-Zahl [-]; $\text{Pr} \equiv \frac{\eta_G \cdot c_{p,G}}{\lambda_G}$ (III-38)

$c_{p,G} \dots$ spezifische Wärmekapazität der Gasphase [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

Daraus bestimmt sich schließlich der Wärmeübergangskoeffizient bei ungehinderter Konvektion:

$$\alpha_0 = \text{Nu} \cdot \frac{\lambda_G}{\delta_{Tr}} \quad (\text{III-39})$$

In Analogie zur Wärmeübertragung kann der Stoffübergangskoeffizient in der Form

$$\beta = \text{Sh} \cdot \frac{D}{\delta_{Tr}} \quad (\text{III-40})$$

mit $D \dots$ Diffusionskoeffizient des Wasserdampf-Luft-Gemischs [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]

$\text{Sh} \dots$ SHERWOOD-Zahl [-]

dargestellt werden; darin ist in Analogie zu Gleichung (III-37)

$$\text{Sh} = 2 + 0,6 \cdot \sqrt{\text{Re}_{Tr}} \cdot \sqrt[3]{\text{Sc}} \quad (\text{III-41})$$

mit $\text{Sc} \dots$ SCHMIDT-Zahl [-]; $\text{Sc} \equiv \frac{\eta_G}{D \cdot \rho_G}$ (III-42)

Der einschlägige Diffusionskoeffizient ist nach [37] durch den Ausdruck

$$D = \frac{0,08 \cdot \bar{T} \cdot p_n \cdot \text{m}^2}{3600 \cdot p \cdot T_n \cdot \text{s}} \quad (\text{III-43})$$

mit $p \dots$ absoluter Druck [Pa]

$p_n \dots$ Normdruck; $p_n = 101.325 \text{ Pa}$

$T_n \dots$ Normtemperatur; $T_n = 273,15 \text{ K}$

$\bar{T} \dots$ arithmetisches Mittel der Temperaturen des Tropfens und des ihn umgebenden Gases [K]

gegeben. Die darin enthaltene mittlere Temperatur wird auch für die Berechnung der Wärmekapazität

$$c_{p,D} = \frac{30,54 + 10,29 \cdot 10^{-3} \cdot \bar{T} / \text{K}}{\tilde{M}_{Tr}} \cdot \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \quad (\text{III-44})$$

und der molaren Dichte gemäß dem Idealgasgesetz

$$\tilde{\rho}_G = \frac{p}{\tilde{R} \cdot \bar{T}} \quad (\text{III-45})$$

mit $\tilde{R} \dots$ universelle Gaskonstante; $\tilde{R} = 8,3145 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

zu Grunde gelegt [38]. Für die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsenthalpie von Wasser wurde die Gleichung

$$\Delta h_v = 2,257 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{kg}} - (c_{p,Tr} - c_{p,D}) \cdot (T_{Tr} - T_S) \quad (\text{III-46})$$

mit $T_S \dots$ Siedetemperatur von Wasser, $T_S = 373,15 \text{ K}$

gefunden [39]. Der Dampfmolesbruch x_S entspricht dem Quotienten

$$x_S = \frac{p_s}{p} \quad (\text{III-47})$$

mit $p_s \dots$ Sättigungsdampfdruck [Pa]

Um den Sättigungsdampfdruck von Wasser bei einer gegebenen Temperatur zu beziffern, kann (neben anderen) die GOFF-GRATCH-Gleichung [40] verwendet werden.

Der jeweils vorliegende Tropfendurchmesser, der als charakteristische Länge etwa in die REYNOLDS-Zahl eingeht, beträgt schließlich

$$\delta_{Tr} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot m_{Tr}}{\pi \cdot \rho_{Tr}}} \quad (\text{III-48})$$

Die Dichte von flüssigem Wasser in Abhängigkeit seiner Temperatur wird aus einer Virialgleichung gewonnen.

Um den Strahlungsansatz in den Gleichungen (III-31) bis (III-33) zur Anwendung bringen zu können, ist die Kenntnis der Emissionsgrade und des Winkelverhältnisses von Bedeutung. KUNKELMANN und SCHATZ gehen dazu von $\varepsilon_{Tr} = 0,95$ und (für das Brandgas) $\varepsilon_G = 0,30$ aus; das Winkelverhältnis in der Brandgasströmung soll 1 betragen – der Tropfen wird als von einer unendlich ausgedehnten Gasphase vollständig umschlossen betrachtet – und das Winkelverhältnis zur Plume in dem Stadium der Tropfenbewegung, in dem sich dieser noch

außerhalb des Heißgases befindet, kann aus der Beziehung [37] - Bezug nehmend auf Abbildung 3.3 -

$$\varphi = \frac{1}{8} - \frac{1}{4\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{a}{h}\right)^2 + \left(\frac{b}{h}\right)^2}{\left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot \left(\frac{b}{h}\right)^2}} \quad (\text{III-49})$$

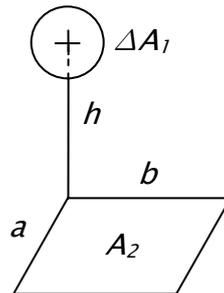


Abb. 3.3: Strahlung zwischen einer Ebenen und einer differentiellen Kugelfläche

für eine beliebige momentane Tropfenposition gegenüber einer ebenen Flammenfront (also dem Modellflammenkörper einer rechteckigen Brandfläche) abgeleitet werden; es werden nun alle vier Quadranten um die Flächennormale berücksichtigt:

$$\begin{aligned} \varphi = & 0,5 - \frac{1}{4\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\frac{1}{h^2} + \left(\frac{L_F}{\cos(\phi - \theta)} - H + z_{Tr}\right)^2 + \left(\frac{D_F}{2} + y_{Tr}\right)^2}{\left(\frac{L_F}{\cos(\phi - \theta)} - H + z_{Tr}\right)^2 \cdot \left(\frac{D_F}{2} + y_{Tr}\right)^2}} - \dots \\ & \dots - \frac{1}{4\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\frac{1}{h^2} + \left(\frac{L_F}{\cos(\phi - \theta)} - H + z_{Tr}\right)^2 + \left(\frac{D_F}{2} - y_{Tr}\right)^2}{\left(\frac{L_F}{\cos(\phi - \theta)} - H + z_{Tr}\right)^2 \cdot \left(\frac{D_F}{2} - y_{Tr}\right)^2}} - \dots \\ & \dots - \frac{1}{4\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\frac{1}{h^2} + (H - z_{Tr})^2 + \left(\frac{D_F}{2} + y_{Tr}\right)^2}{(H - z_{Tr})^2 \cdot \left(\frac{D_F}{2} + y_{Tr}\right)^2}} - \dots \end{aligned}$$

$$\dots - \frac{1}{4\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\frac{1}{h^2} + (H - z_{Tr})^2 + \left(\frac{D_F}{2} - y_{Tr}\right)^2}{(H - z_{Tr})^2 \cdot \left(\frac{D_F}{2} - y_{Tr}\right)^2}} \quad (\text{III-50})$$

Der Abstand h errechnet sich dabei als Länge dieser Flächennormalen wie folgt:

$$h = (z_{Tr} - H - (x_{Tr} - x_0) \cdot \cot(\phi - \theta)) \cdot \sin(\phi - \theta), \text{ falls } \theta \neq \phi \quad (\text{III-51})$$

beziehungsweise

$$h = x_0 - x_{Tr}, \text{ falls } \theta = \phi \quad (\text{III-52})$$

Es ist nunmehr erforderlich, den Einfluss der Aufnahme von Wärmeenergie aus der Flammenzone auf das Brandgut und den Fortgang der Verbrennung zu beschreiben.

III.4 Abschätzung von Einflüssen der Kühlung durch Wassernebelschwärme auf Flammenkörper und Brandgut

Da zurzeit kein Modell existiert, um die Volumen- und Oberflächenlöschwirkung von Wassernebeln zu prognostizieren, wird im Folgenden ein einfaches Verfahren vorgestellt, welches es erlauben soll, jedenfalls die Machbarkeit eines Löscherfolgs mittels entsprechender Düsen und Düsenanordnungen einzuschätzen. Darüber hinaus soll eine Vergleichbarkeit verschiedener Wasservernebelungsdüsen hinsichtlich der Ausprägung ihrer jeweils dominanten Löscheffekte ermöglicht werden. Da besonders großmaßstäbliche Verbrennungsvorgänge mit einer Reihe unsicherer oder nicht genügend erforschter Parameter einhergehen, verbietet sich der seriöse Versuch, etwa die Zeitdauer bis zu einem Lösch- oder anhaltenden Brandunterdrückungserfolg innerhalb belastbarer Grenzen anzugeben, wie später noch im Einzelnen hervorgehoben werden soll. Jedoch wird an dieser Stelle ein erster Ansatz gezeigt, um die besagten Phänomene überhaupt anhand eines Rechenmodells beurteilen zu können.

Im quasistationären Zustand vor dem Einsetzen der Brandunterdrückung – der Brennstoffverbrauch durch allmählichen Abbrand sowie der Anstieg der Umgebungstemperatur bleiben unberücksichtigt – verursacht die konstante Temperatur der Flammenzone einen Strahlungswärmestrom zur Oberfläche des Brandguts. Dieses wiederum gibt durch die stetig sich bildenden Brennstoffdämpfe (bei flüssigem Brennstoff) beziehungsweise Pyrolysegase (bei festem Brennstoff) Verdampfungswärme ab und steht zudem im Wärmeaustausch mit seiner übrigen Umgebung, also der Atmosphäre und beispielsweise einer Unterlage, dem Boden oder einem Behältnis; hat die Temperatur dieser nahen Umgebung noch nicht die stationäre Brandguttemperatur erreicht, kann der sich so ergebende Wärmestrom (im Sinne der Unterhaltung des Brandes) als Verlustwärmestrom aufgefasst werden. Wird des Weiteren unterstellt, dass im Brandgut selbst eine einheitliche Temperatur vorliegt, lässt sich der anfängliche Gleichgewichtszustand für einen flüssigen Brennstoff wie folgt formulieren:

$$\sigma \cdot \varepsilon_{12} \cdot A_L \cdot (T_{G,0}^4 - T_{L,0}^4) = \dot{m}_0 \cdot \Delta h_{v,L} \cdot A_L + \dot{Q}_{V,0} \quad (\text{III-53})$$

mit $A_L \dots$ Oberfläche der Brennstofffläche [m²]

$\dot{Q}_V \dots$ Verlustwärmestrom [W], hier: im stationären Zustand, $t = 0$

$T_L \dots$ Brandguttemperatur [K], hier: im stationären Zustand, $t = 0$

$\Delta h_{v,L} \dots$ Verdampfungsenthalpie des Brennstoffs [J·kg⁻¹]

$\varepsilon_{12} \dots$ Strahlungsaustauschgrad Flamme – Lache [-]

Für den Strahlungsaustausch zwischen zwei parallelen Flächen (in diesem Fall, zwischen dem Querschnitt des Flammenkörpers bei $z = H$ und der unter ihm befindlichen Brennstofffläche) gilt:

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_G} + \frac{1}{\varepsilon_L} - 1} \quad (\text{III-54})$$

mit $\varepsilon_L \dots$ Emissionsgrad der Brennstofffläche [-]

Der in Rede stehende Emissionsgrad ε_L wurde zu 0,95 geschätzt. ε_{12} wird umso besser zu-
treffen, je eher der Flammenkörper einen konstanten Querschnitt aufweist ($\phi \rightarrow 0$) und je
geringer die Flammenneigung ausfällt ($\theta \rightarrow 0$). Sind diese Kriterien erfüllt, wird zum einen
die Gültigkeit der Gleichung (III-54) gesichert, da keine zusätzlichen Strahlungsanteile von
den Flanken der Plume berücksichtigt werden müssen; zum anderen wird so das Winkelver-
hältnis dem Wert 1 nahekommen.

Wird den Flammen nun in einem relativ kurzen und bezüglich der Brandleistung, Temperatu-
ren T_G und T_L sowie der Flammengestalt für stationär angesehenen Intervall Δt Wärme
(insbesondere in Form von Verdampfungswärme in diesem Intervall eingebrachten Lösch-
wassers) entzogen, so sinkt zunächst die mittlere Temperatur der Flammengase gemäß der
Beziehung

$$T_G(t) = T_G(t - \Delta t) - \frac{Q_W(\Delta t)}{m_G \cdot c_{p,G}} \quad (\text{III-55})$$

mit $m_G \dots$ Masse des Flammenkörpers [kg]

$Q_W \dots$ durch Löschwasser dem Flammenkörper entzogene Wärme [J]

und damit der Strahlungswärmestrom zur Lachenoberfläche, deren Temperatur daher eben-
falls sinkt. In jedem solchen Brandunterdrückungsintervall Δt_k kann nun näherungsweise
die (homogene) Temperaturerniedrigung des Brandguts angegeben werden:

$$m_L \cdot c_{p,L}(t - \Delta t) \cdot \left[\frac{dT_L}{dt} \right]_k = \sigma \cdot \varepsilon_{12} \cdot A_L \cdot (T_G(t)^4 - T_L(t - \Delta t_k)^4) - \dots \quad (\text{III-56})$$

$$\dots - \dot{m}''(t - \Delta t_k) \cdot \Delta h_{v,L} \cdot A_L - \dot{Q}_V(t - \Delta t_k)$$

mit $c_{p,L} \dots$ spezifische Wärmekapazität des Brennstoffs [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

$m_L \dots$ Brennstoffmasse [kg]

Dabei darf in der Regel angenommen werden, dass sich der Löschangriff – sofern erfolgreich – in einer Zeitspanne vollzieht, die hinreichend kurz ist, um eine Vernachlässigung des Brennstoffmassenverlustes zu gestatten. Andernfalls kann für m_L das Mittel der in Δt_k vorliegenden Brennstoffmasse herangezogen werden:

$$\bar{m}_{L,k} = m_L(t - \Delta t_k) - \frac{1}{2} \cdot \dot{m}''(t - \Delta t_k) \cdot A_L \cdot \Delta t_k \quad (\text{III-57})$$

Erweitert man Gleichung (III-56) noch um die Oberflächenkühlwirkung, also um die Temperaturabnahme der Lache durch Vermischung mit i Löschwassertropfen, welche die Flammenzone durchqueren, ohne vollständig zu verdampfen, und deren Masse genügt, um entgegen der Brandgasströmung das Brandgut zu erreichen, so erhält man unter der Annahme idealer Vermischung mit dem Brennstoff

$$\begin{aligned} \bar{m}_{L,k} \cdot c_{p,L}(t - \Delta t) \cdot \left[\frac{dT_L}{dt} \right]_k &= \sigma \cdot \varepsilon_{12} \cdot A_L \cdot (T_G(t)^4 - T_L(t - \Delta t_k)^4) - \dots \\ \dots - \dot{m}''(t - \Delta t_k) \cdot \Delta h_{v,L} \cdot A_L - \dot{Q}_V(t - \Delta t_k) - \frac{1}{\Delta t} \cdot \sum_{i=1}^j m_{Tr,i} \cdot c_{p,Tr,i} \cdot (T_L(t - \Delta t_k) - T_{Tr,i}) \end{aligned} \quad (\text{III-58})$$

Obwohl sich Wasser mit vielen üblichen Brennstoffen nicht mischt und es mit der Zeit zur Koagulation von Löschwassertropfen kommen kann, soll wegen ihrer feinen Verteilung davon ausgegangen werden, dass im Zuge der Sedimentation ein Gemisch mit homogenen physikochemischen Eigenschaften entsteht.

Die zu jedem Zeitpunkt von einem Brand erzeugte Wärmeleistung (auch vereinfacht als Brandleistung oder *Heat Release Rate* HRR bezeichnet) berechnet sich zu [41]

$$\dot{Q}_{Pl} = \dot{m}'' \cdot A_L \cdot h_u \cdot \chi \quad (\text{III-59})$$

mit h_u ... Heizwert des Brennstoffs [kJ·kg⁻¹]

χ ... Verbrennungseffektivität [-]

wobei der Strahlungsanteil gut als Summe der vom Flammenkörper an das Brandgut sowie der von der Flammenmantelfläche an die Umgebung emittierten Wärmeströme approximiert werden kann:

$$\dot{Q}_{rad} = \sigma \cdot \left[\varepsilon_{12} \cdot A_L \cdot (T_G^4 - T_L^4) + \varepsilon_G \cdot S_{Pl} \cdot (T_G^4 - T_\infty^4) \right] \quad (\text{III-60})$$

mit $S_{Pl} \dots$ Mantelfläche des Flammenkörpers [m²]

$T_\infty \dots$ Umgebungstemperatur [K]

Die übrige Brandleistung ist als ihr konvektiver Anteil zu sehen, der nicht nur in den Modellen McCAFFREYS und HESKESTADS von zentraler Bedeutung ist (vergleiche Abschnitt III.2), sondern auch die maßgebliche kalorische Größe darstellt, welche der fortschreitenden Abkühlung des Flammenvolumens durch einen Löschmittelstrom entgegenwirkt.

Da sich die allmähliche Verringerung der Massenabbrandrate entscheidend auf die Entwicklung der Brandleistung (und damit ihres jeweils anzunehmenden konvektiven Anteils) auswirkt, muss eine Annahme getroffen werden, welche es gestattet, ausgehend von deren Wert in der anfänglichen Phase der ungestörten, quasistationären Verbrennung [42]

$$\dot{m}'' = \dot{m}_\infty \cdot \left(1 - e^{-k \cdot \beta \cdot D_F} \right) \quad (\text{III-61})$$

mit $k \dots$ Extinktionskoeffizient [m⁻¹]

$\dot{m}_\infty \dots$ Massenabbrandrate bei unendlichem Lachendurchmesser [kg·m⁻²·s⁻¹]

$\beta \dots$ Korrektur der freien Weglänge [-]

und dem Verlauf der Lachentemperatur auf die sich jeweils einstellende Abbrandrate zu schließen. Ein naheliegender Zusammenhang dieser Einflussgrößen ist durch die Proportionalitätsbeziehung [35]

$$\dot{m}'' \sim x_L - x_{L,\infty} \quad (\text{III-62})$$

mit $x_L \dots$ Brennstoffdampfmolenbruch an der Lachenoberfläche [-]

$x_{L,\infty} \dots$ Brennstoffdampfmolenbruch in der Umgebung [-]

gegeben, wonach der Brennstoffdampfmassenstrom mit dem Dampfdruck an der Lachenoberfläche abnimmt (Gleichung (III-47) liefert wiederum ganz analog zu den Verhältnissen an der Oberfläche von Löschwassertropfen die implizierte Beziehung zwischen Brennstoffdampfmolenbruch und an der Flüssigkeitsoberfläche herrschendem Dampfdruck). Wird demnach vorausgesetzt, dass der dort freigesetzte Dampf mit einer konstanten Effektivität χ verbrennt, lässt sich bei Kenntnis des anfänglichen Gleichgewichtszustands (siehe Gleichung (III-53)) die jeweils durch den Brandunterdrückungsvorgang beeinflusste momentane Brandleistung gemäß Gleichung (III-58) berechnen. Zusammenfassend erhält man aus der in Gleichung (III-61) konkretisierten Modellvorstellung in Verbindung mit Gleichung (III-47) unter der Bedingung $x_{L,\infty} = 0$:

$$\dot{m}'' = \dot{m}_0'' \cdot \frac{p_L}{p_{L,0}} \quad (\text{III-63})$$

mit $p_L \dots$ Dampfdruck des Brennstoffs an der Lachenoberfläche [Pa]

Während im Hinblick auf die ursprüngliche mittlere – wenn auch für im Flammenkörper homogen angesehene – Flammentemperatur ein gewisser Wert unterstellt werden muss (McCAFFREY gibt zwar auch eine Beziehung zwischen der Brandleistung und der Temperatur im jeweiligen Plumbereich an, diese ist jedoch mit großen Unsicherheiten verbunden; so berücksichtigt sie beispielsweise nicht das Emissionsverhalten der Flammenzone), kann die theoretische Flammentemperatur im Lauf der Brandunterdrückung, wie bereits angedeutet, anhand der konvektiven Brandleistung bestimmt werden. Diese soll deshalb als theoretisch bezeichnet werden, weil die Flammen ihren Wert bei fortgesetztem Löschangriff zwar nicht annehmen; sie ist vielmehr die Temperatur, zu der die Flammenzone bei dessen Abbruch auf Grund der konvektiven Brandwärme kurzfristig zurückkehren würde, bevor sich nach und nach wieder die anfängliche Brandleistung einstellte, und dient somit für ein neues Berech-

nungsintervall Δt_k als Startwert, ersetzt also für $k > 1$ die in Δt_{k-1} modifizierte Flammtemperatur $T_G(t-\Delta t)$ in Gleichung (III-55) durch

$$T_{G,th}(t) = \frac{\dot{Q}_c(t)}{\dot{Q}_{c,0}} \cdot (T_{G,0} - T_\infty) + T_\infty \quad (\text{III-64})$$

Dieser Ausdruck besagt, dass die Temperaturdifferenz zwischen Flammenzone und Umgebung – wie es auch McCAFFREY für den stationären Brand annimmt – allein von der konvektiven Brandleistung und der Umgebungstemperatur selbst bestimmt wird. Allerdings gilt dies im vorliegenden Fall, wie bereits verdeutlicht wurde, für einen praktisch nicht beobachtbaren Wert, also für eine reine Rechengröße.

Hinsichtlich der übrigen Einflüsse auf die Abnahme von Brandguttemperatur und Brandleistung soll noch der Term \dot{Q}_V einer genaueren Betrachtung unterzogen werden; andere, wie der Betrag einer Flammenmantelfläche oder temperaturabhängige Stoffeigenschaften (Wärmekapazitäten, etc.) [43, 44] können anhand gängiger Formeln berechnet werden und bedürfen an dieser Stelle keiner gesonderten Betrachtung.

Da die genauen Verhältnisse, die über den Betrag des mit der Zeit veränderlichen Verlustwärmestroms in Gleichung (III-56) entscheiden, schwierig zu erfassen sind – zu Beginn der Betrachtung kann er, sofern alle übrigen Größen in Gleichung (III-53) mit hinreichender Genauigkeit bekannt sind, leicht errechnet werden – bietet es sich an, ein jeweils kurzzeitig währendes Gleichgewicht der von den Flammen an das Brandgut übertragenen sowie der von diesem an die Umgebung abgegebenen und durch Verdampfung freiwerdenden Wärmen zu unterstellen, sodass folgt:

$$\dot{Q}_V = A_L \cdot \left[\sigma \cdot \varepsilon_{12} \cdot (T_G^4 - T_L^4) - \dot{m} \cdot \Delta h_{v,L} \right] \quad (\text{III-65})$$

In Abschnitt III.1 wurde bereits angedeutet, dass der in die Plume gerichtete Luftstrom, welcher zu Beginn für die Tropfenbewegung von Bedeutung ist, zweierlei Ursachen haben

kann. Zunächst wurde dazu in Gleichung (III-24) ein Zusammenhang bezüglich der durch turbulente Einmischung an den Rändern bedingten lateralen Zuluftströmungsgeschwindigkeit spezifiziert. Eine weitere, im vorliegenden Zusammenhang noch bedeutsamere Gleichung geht wohl auf D. J. RASBASH zurück, wurde jedoch von HUSTED et al. lediglich aus „lecture notes“ zitiert [25]. Sie schätzt die Geschwindigkeit der von einem Wassernebelschwarm selbst - durch Mitreißen von Umgebungsluft - verursachten Strömung und soll für Vollkegeldüsen gelten:

$$v_S \approx \frac{\sqrt{\dot{m}_W \cdot \sqrt{p_N}}}{r_S} \cdot \frac{\sqrt{\text{min} \cdot \text{m}^2}}{\sqrt{\text{kg} \cdot \sqrt[4]{\text{bar} \cdot \text{s}}}} \quad (\text{III-66})$$

mit $\dot{m}_W \dots$ Durchflussrate [$\text{kg} \cdot \text{min}^{-1}$]
 $p_N \dots$ Druck an der Düse [bar]
 $r_S \dots$ Radius des Sprühkegels [m]

Darin ist der Radius in einem Abstand $x + x_N$ von der Düse gegeben durch

$$r_S = (x + x_N) \cdot \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \text{ für } \vartheta > 45^\circ \quad (\text{III-67})$$

mit $x_N \dots$ Abstand zwischen Düse und Sprühkegelquerschnitt bei $x = 0$ [m]
 $\vartheta \dots$ Öffnungswinkel des Sprühkegels [°]

Tritt nun ein Sprühnebel mit der Luftströmungsgeschwindigkeit v_S in eine Feuerplume ein, so vermischt sich das Flammengas mit dem kühleren Umgebungsluftmassenstrom

$$\dot{m}_A = \rho_\infty \cdot v_{S,x=x_0} \cdot A_S \quad (\text{III-68})$$

mit $A_S \dots$ Sprühkegelquerschnittsfläche an der Eintrittsstelle bei $x = x_0$ [m^2]

wodurch sich Flammengas- und Zuluftströmung zu einer resultierenden Strömung mit der Mischtemperatur

$$T_{mix} = \frac{\dot{m}_A \cdot c_{p,A} \Big|_{T_\infty}^{T_{mix}} \cdot T_\infty + \dot{m}_G \cdot c_{p,G} \Big|_{T_{mix}}^{T_{G,th}} \cdot T_{G,th}}{\dot{m}_A \cdot c_{p,A} \Big|_{T_\infty}^{T_{mix}} + \dot{m}_G \cdot c_{p,G} \Big|_{T_{mix}}^{T_{G,th}}} \quad (\text{III-69})$$

mit $c_{p,A} \Big|_{T_\infty}^{T_{mix}}$... mittlere spezifische Wärmekapazität von Luft zwischen T_∞ und T_{mix}
 $[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$

$c_{p,G} \Big|_{T_{mix}}^{T_{G,th}}$... mittlere spezifische Wärmekapazität von Flammengas zwischen T_{mix} und $T_{G,th}$ $[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$

\dot{m}_G ... Plumemassenstrom in der Flammenzone $[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$

vereinigen (vergleiche Abschnitt III.1). In diesem Mischungsregime vollzieht sich letztlich die Tropfenverdampfung, sodass zu ihrer Berechnung die Gastemperatur zu T_{mix} angenommen werden soll. Allerdings ist der Zuluftmassenstrom bei dieser Vorgehensweise noch um den jeweiligen Luftbedarf der Verbrennung zu korrigieren, da diese – wenngleich dem Brand nun auf künstliche Weise zugeführte – Luftmenge ganz offensichtlich nicht zu dessen Kühlung beiträgt. Ein Verfahren zur Bestimmung des Luftbedarfs kann zum Beispiel [45] entnommen werden.

Der Plumemassenstrom schließlich ist vereinfacht gegeben durch

$$\dot{m}_G = \frac{\dot{Q}_{Pl}}{c_{p,G} \cdot (T_G - T_\infty)} \quad (\text{III-70})$$

mit \dot{Q}_{Pl} ... gesamte Brandleistung [W]

Als zuverlässiges Kriterium für das Verlöschen des Brandes ist ein Unterschreiten der Zündtemperatur des Brennstoffdampf-Luft-Gemischs zu sehen, das in jedem Rechenschritt ent-

weder bereits durch die Vermischung mit einem Umgebungsluftstrom, oder durch die sich in der Mischung vollziehende Tropfenerwärmung und -verdampfung eintreten kann.

In mehrfacher Hinsicht stützt sich das in diesem Abschnitt eingeführte Löschmodell auf Annahmen, welche die Unterhaltung des Brandes begünstigen, weshalb es unter Sicherheitsgesichtspunkten als eher konservativ einzustufen ist. Im Einzelnen gilt dies für die folgenden Aspekte:

- Für den Brennstoffdampfdruck ist die Temperatur an der Oberfläche der Lache entscheidend, welche (insbesondere bei Einfluss der Konvektion, die eine Vernebelungsdüse offenbar durch Überströmung verursachen wird) unter Umständen schneller abkühlt als das darunterliegende Brandgut.
- Die errechnete Kühlleistung wird auf den gesamten Flammenkörper bezogen, während bei Lachenbränden (entgegen gängigen Plumetheorien) oftmals eine deutliche Einschnürung der Flammenzone erkennbar ist, unterhalb derer Schätzungen zufolge bereits 90% der Dämpfe verbrennen [46].
- Die Quantifizierung des an die Brandgutumgebung abgegebenen Wärmestroms ist relativ ungenau und kann dazu führen, dass sich rechnerisch (entgegen des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik) im Laufe der Zeit ein negativer Wärmestrom ergibt. In diesem Fall müsste vielmehr eine weitere Verminderung der Massenabbrandrate unterstellt werden.
- Da bei einer durch den Löschangriff erhöhten Zufuhr von Umgebungsluft die Verbrennung mit einer höheren Luftzahl vonstatten geht (und in brandlastgesteuerten Bränden in aller Regel von vornherein überstöchiometrische Verhältnisse vorliegen), wäre eine noch weiter gehende Abnahme der Verbrennungstemperatur zu erwarten. (Andererseits kann aber ebenso vermutet werden, dass eine möglicherweise durch denselben Einfluss verursachte Zunahme der Verbrennungseffektivität dies kompensiert).

Des Weiteren muss eine ganze Reihe von Unsicherheiten bezüglich notwendiger Eingangsdaten eingeräumt werden, was insbesondere für die anfänglichen Oberflächentemperaturen bei Lachenbränden (die Literatur weist lediglich auf Werte knapp unterhalb der Siedetemperatur hin), Umgebungstemperaturen im Plumenahbereich sowie mittlere Flammentemperaturen gilt. Da diverse stoffspezifische Parameter zudem nach einem Reinstoff verlangen beziehungsweise die Annahme eines gebräuchlicheren Brennstoffs wie Benzin mit kaum hinzunehmenden zusätzlichen Unsicherheiten verbunden wäre, ist die experimentelle Datenbasis gleichsam als begrenzt zu werten.

IV Struktur eines einzeltropfenbasierten Algorithmus zur numerischen Simulation der Brandunterdrückung durch Kühlung

Im Folgenden werden die in Abschnitt III dargelegten Gleichungen benutzt, um Programmabläufe für die Software MATLAB aufzustellen. Der hierauf aufbauende Code ist in der Lage, ausgehend von geeigneten Tropfengrößenverteilungen, Geschwindigkeiten und Startpositionen von Tropfen in Sprühkegeln (nähere Erläuterungen dazu finden sich in Abschnitt V) und unter Einbezug von Befehlen zur Erzeugung entsprechender Zufallszahlen zeitdiskret repräsentative Tropfenkollektive auszuspielen und deren Erwärmung, Verdampfung und Bahnlinienverläufe in resultierenden Flammengas-Umgebungsluft-Strömungen zu berechnen. Zudem werden die Auswirkungen der an das Löschwasser abgegebenen Wärme auf Flammenkörper und eine den Brand unterhaltende quadratische Brennstofffläche ermittelt, um so den Brandleistungsverlauf abschätzen sowie eine etwaige Unterschreitung der Zündtemperatur im Heißgas feststellen zu können. Der Übersichtlichkeit halber wird zuerst ein innerer Algorithmus, der jeden einzelnen ausgespielten Tropfen behandelt, besprochen, um anschließend die Verwertung der auf diese Weise gewonnenen kalorischen Größen im äußeren Teil des Programms zu erläutern, welcher sich mit der Entwicklung des Gesamtsystems beschäftigt.

In den Programmablaufplänen verwendete Symbole werden im Anhang erläutert.

IV.1 Teilalgorithmus zur Simulation des Zustands von Tropfen in Wassernebelchwärmen und Heißgasen

Wie in Abbildung 4.1 ersichtlich, werden zunächst die anfänglichen Eigenschaften des jeweils betrachteten Tropfens (seine Position zu Beginn der Berechnung sowie Durchmesser, Geschwindigkeit, polarer und azimuthaler Winkel der Translation, Temperatur) spezifiziert. Weitere Eingangsgrößen betreffen die räumliche Anordnung von Löschdüse und Startpunkt relativ zur Lache und charakterisieren die nahe Umgebung (Druck, Temperatur), die Düse (Druck, Durchflussrate, Öffnungswinkel des Sprühkegels) sowie das Brandgut und den stationären Brand (Lachendurchmesser, Abbrandrate, Heizwert, Verbrennungseffektivität,

Entrainmentkoeffizient, Plumeöffnungswinkel). Als Temperatur im Heißgasbereich dient die zuvor ermittelte Mischtemperatur (Gl. III-69), die sich bei Vermischung mit der ebenfalls eingedüsten Umgebungsluft ergibt. Außerdem ist eine konstante Zeitschrittweite festzulegen (I).

Nun bedarf es der Berechnung einiger für die Bewegung des Tropfens relevanter Stoffeigenschaften, nämlich der Dichten und Viskositäten von Flammengas (welches angesichts seiner sehr ähnlichen Zusammensetzung zu diesem Zweck wie Luft behandelt wird) und umgebender Atmosphäre, sowie der spezifischen Wärmekapazität des Heißgases. Ebenso ist es erforderlich, die momentane Brandleistung (Gl. III-59) zu bestimmen (II).

Anhand der durch laterale Anströmung verursachten dimensionslosen Windgeschwindigkeit (II, Gl. III-29 in Verbindung mit Gl. III-66) wird entschieden, ob eine Neigung der Flamme eintritt, und wie groß gegebenenfalls der Neigungswinkel ist (III, Gl. III-30); durch Multiplikation der Flammenlänge (Gl. III-28) mit dem Kosinus dieses Winkels erhält man sodann die Flammenhöhe bezüglich der z-Achse (IV).

Zu Beginn des ersten Zeitschritts in der Simulation hat der Tropfen noch keine Verdampfung erfahren (IV). Aus der Dichte von Wasser bei anfänglicher Temperatur und anfänglichem Durchmesser kann daher unmittelbar auf seine Masse geschlossen werden (V, aus Gl. III-48). Die nun folgenden Schritte werden so lange wiederholt, bis der Tropfen diese ursprüngliche Masse zur Gänze eingebüßt (VI) oder aber er die Flammenzone der Plume endgültig verfehlt beziehungsweise nach einer unbestimmten Verweilzeit wieder verlassen hat (diese Kriterien werden weiter unten – an passender Stelle – ausführlicher beschrieben). Ausgegeben werden nach jedem Abbruch die aus der Flamme aufgenommene Wärme, die innerhalb der Flamme verdampfte Masse, die Masse des an der Brandgutoberfläche angelangten Tropfenüberrests (falls vorhanden) und die gesamte simulierte, also anfängliche Masse des Tropfens sowie die simulierte Zeit (VII).

Zu Beginn werden die Geschwindigkeitskomponenten aus dem Betrag der anfänglichen Resultierenden und den Abflugwinkeln bestimmt. Da unterstellt wird, dass sich der Tropfen

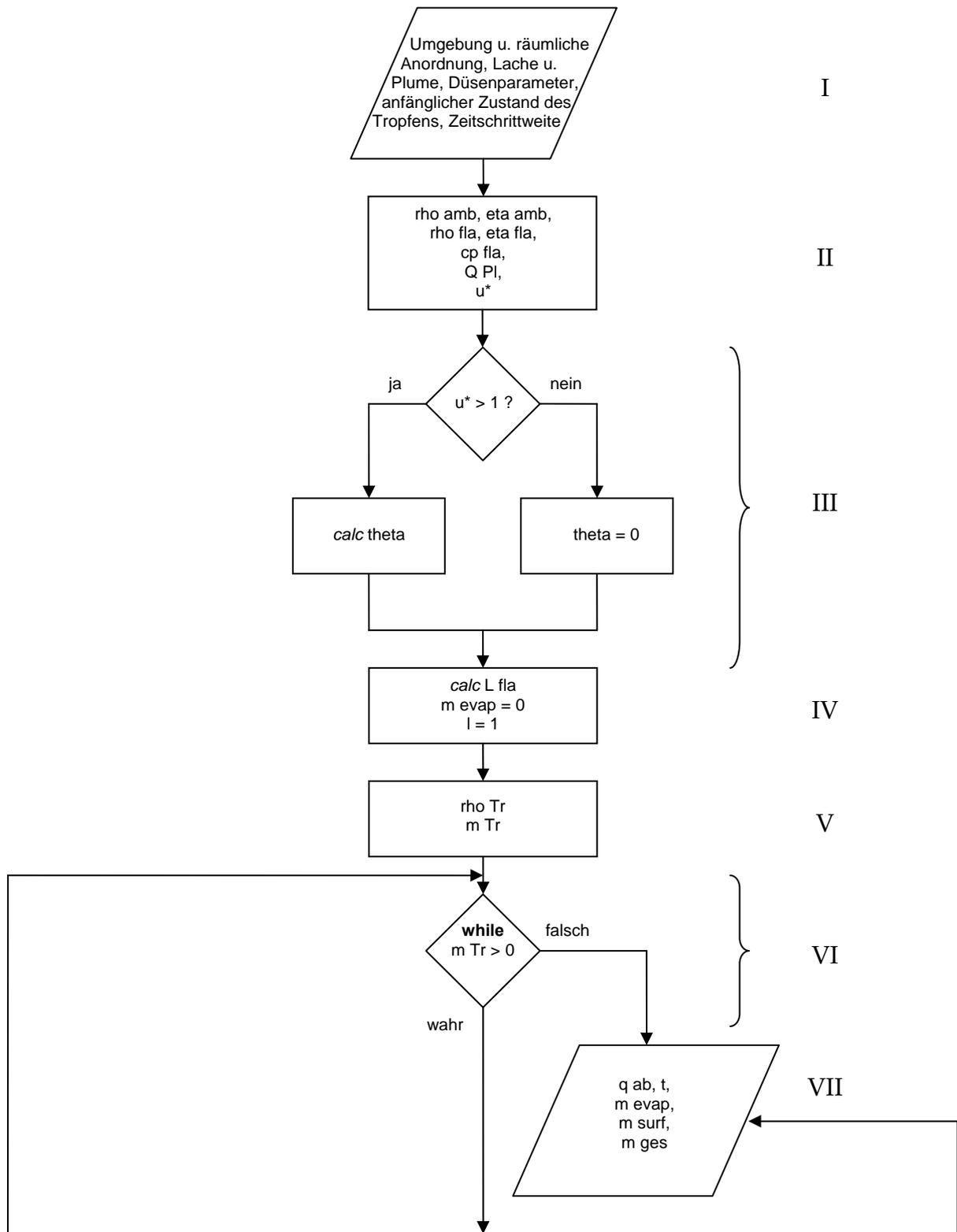


Abb. 4.1: Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltropfen (1)

zunächst außerhalb der Heißgasströmung aufhält, ist die in diesem ersten Zeitschritt mögliche Wärmeaufnahme aus der Plume gleich null (VIII).

In jedem weiteren Schritt (IX) kann zur Kühlwirkung beitragende Wärme aufgenommen werden (durch Temperaturerhöhung und Verdampfung), sofern sich der Tropfen in die Flammenzone hineinbewegt oder sie nicht verlässt, worüber im weiteren Verlauf des Algorithmus entschieden wird. In Abbildung 4.2 ist außerdem gezeigt, dass verdampfte Wassermasse nur dann im Sinne eines quantitativen Output erfasst wird, wenn sich die Verdampfung im jeweils vorangegangenen Zeitschritt bereits in der Flamme vollzogen hat (X, $n = 2$ steht in diesem Zusammenhang für die Flammenzone, im Gegensatz zum Bereich $n = 1$, der nahen Umgebung). Aus in diesem früheren Schritt errechneten Werten für die Änderung der Tropfentemperatur, -masse und -geschwindigkeiten sowie den zuvor ermittelten Geschwindigkeitskomponenten werden außerdem die für diesen Zeitschritt gültige Temperatur, Dichte, Masse, der Durchmesser, die Position und die neuen Geschwindigkeitskomponenten - unter Einbezug der Zeitschrittweite - bestimmt, sodass der Zustand des Tropfens für das weitere Prozedere zur Verfügung steht (XI).

Welche Strömungsgeschwindigkeit in der Plume auf Höhe des Tropfens vorliegt, beeinflusst dessen Bewegung (gemäß Gl. III-24) selbst dann, wenn er sich noch im Bereich 1 befindet. Da von der mittleren Flammenlänge nach THOMAS ausgegangen wird, McCAFFREYS Bereiche der ständigen oder auch der intermittierenden Flamme (Gl. III-25) sich jedoch nicht zwingend mit dieser Länge decken, wird für Höhen oberhalb dieser beiden Regime (aber unterhalb der zuvor errechneten Flammenlänge) HESKESTADs Beziehung (Gl. III-26) - mangels Alternativen, denn ihre Gültigkeit in besagtem Plumeabschnitt ist keineswegs gesichert - herangezogen, um zu dieser Geschwindigkeit zu gelangen (der Sachverhalt ist im Programmablaufplan bei XIII verkürzt dargestellt). Im Zuge dessen wird stets auch überprüft, ob der Tropfen bereits in Richtung der Auftriebsströmung den Flammenkörper verlassen hat (XII), um gegebenenfalls die Simulation zu beenden.

Zwei weitere Fälle bedürfen an dieser Stelle der Berücksichtigung. So ist es möglich, dass der Tropfen die Flamme auf der der Düse gegenüberliegenden Seite wieder verlassen oder aber

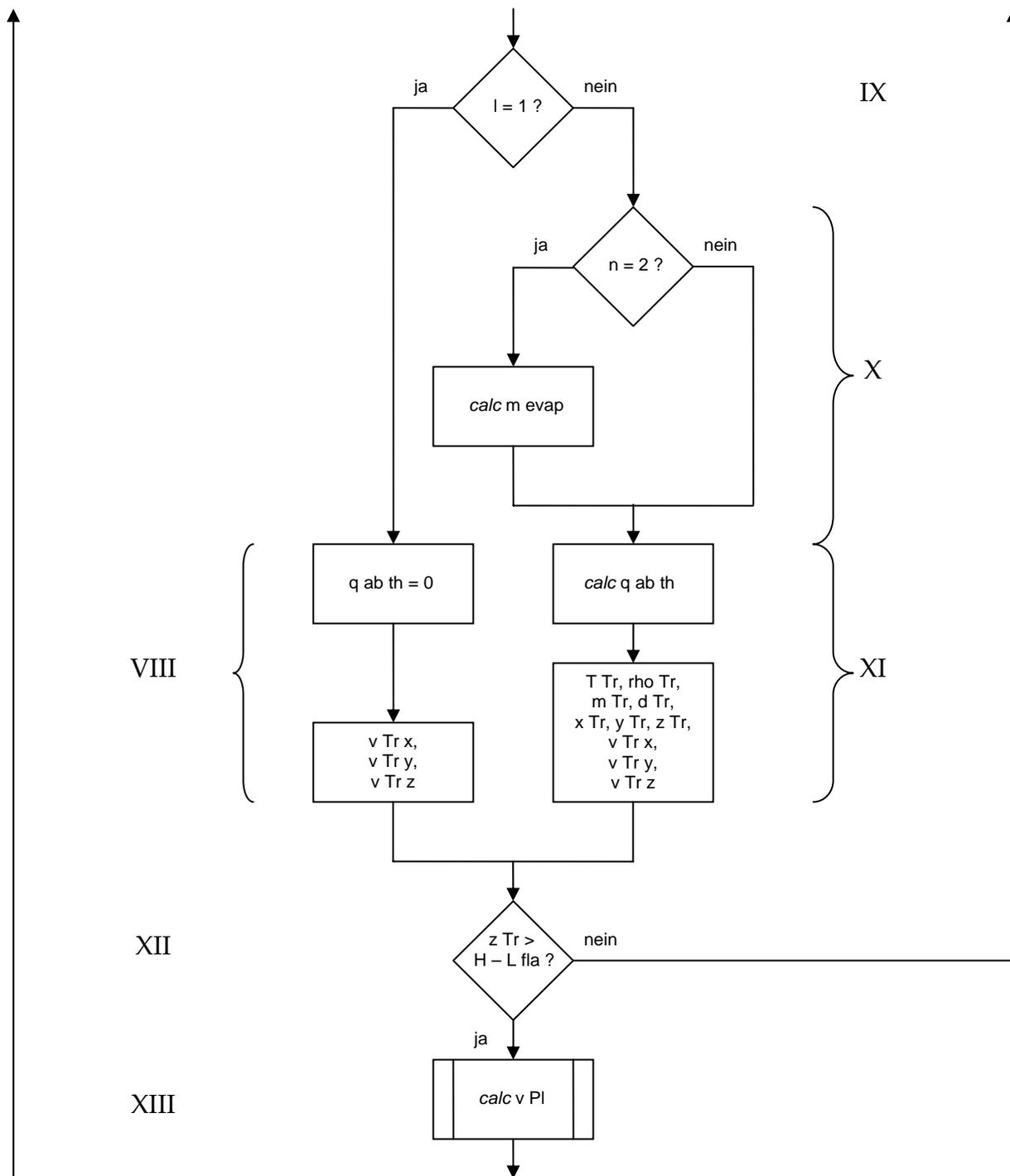


Abb. 4.2: Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltropfen (2)

die Plume seitlich verfehlt hat (XV) und somit aus der Simulation ausscheidet, da er im weiteren Verlauf keinerlei Wirkung (mehr) auf den Brand entfaltet. Um die aktuelle Tropfenposition bezüglich dieser Ereignisse zu bewerten, werden die Gleichungen (III-18) und (III-20) genutzt, wobei im ersteren Fall (XIV, Abbildung 4.3) noch festzustellen ist, ob die Flugweite in x-Richtung bereits genügt, um die Lache zu überwinden.

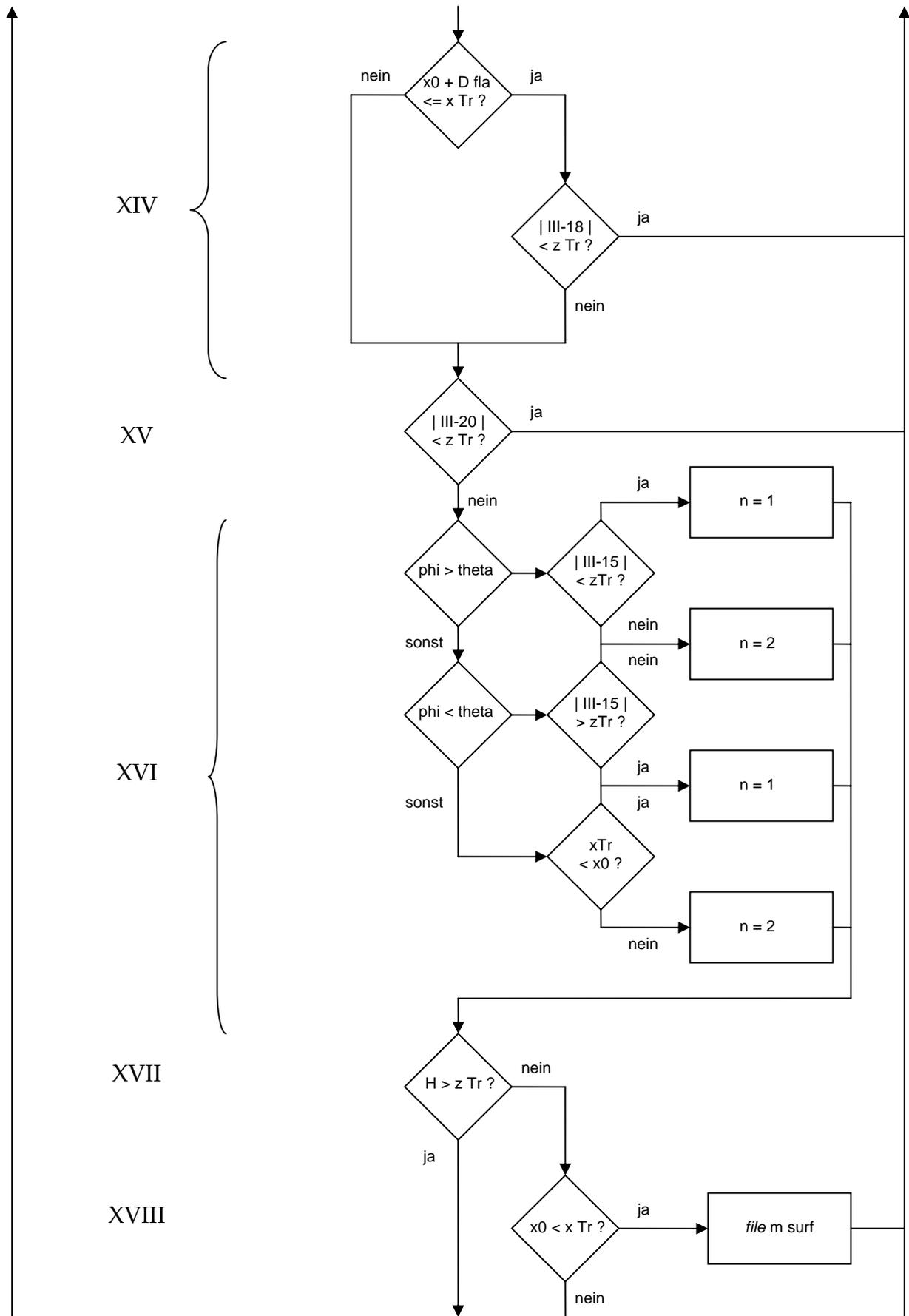


Abb. 4.3: Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltropfen (3)

Da es weiterhin denkbar ist, dass der Tropfen zwar die Plume nicht erreicht, aber sie auch noch nicht endgültig verfehlt hat, findet nun die abschließende Bestimmung seines momentanen Aufenthaltsortes hinsichtlich der Bereiche n, Flammenzone oder Umgebung (XVI nach Gl. III-15, Gl. III-17), statt.

Von entscheidender Bedeutung ist jetzt, ob sich der Tropfen noch immer oberhalb der Lache befindet (XVII). Ist dies nicht der Fall, so muss er entweder just das Brandgut erreicht haben (XVIII), oder er hat noch vor dem Eindringen in die Plume genügend an Höhe verloren, um diese wiederum zu verfehlen, ohne überhaupt am Kühlvorgang teilgenommen zu haben. Wird festgestellt, dass ein Tropfen auf die Lache aufgetroffen ist, so geht seine verbliebene Masse in die Output-Matrix m surf ein.

Die Strömungsbedingungen, die über den Wärme- und Stofftransport am Tropfen entscheiden, hängen ebenfalls davon ab, ob sich dieser bereits in der Flammenzone oder noch in der Plumeumgebung aufhält (XIX, Abbildung 4.4). Liegt der letztere Umstand vor, so stellt sich die Frage, welche dominante laterale Luftströmung für die Simulation dieser Vorgänge herangezogen werden soll (XX) – die vom Spray durch Mitreißen, oder aber die durch Einmischen an den Plumerändern verursachte (vergleiche Abschnitte III.2, III.4). Je nachdem, welcher Effekt mit der größeren örtlichen Geschwindigkeit verbunden ist, wird im Programmablauf die zur Plume gerichtete Zuluftgeschwindigkeit mit dem jeweils errechneten Wert belegt, während die (aufwärts gerichtete) Heißgasströmungsgeschwindigkeit zu 0 gesetzt wird.

Im Heißgasströmungsregime (XXI) entscheidet die momentane Bewegungsrichtung bezüglich der z-Achse (gemäß Gl. III-11 beziehungsweise Gl. III-13 in Verbindung mit dem Ergebnis aus XIII) darüber, ob in die Berechnung der lokalen Auftriebsgeschwindigkeit Reibung mit dem Tropfen einfließt. Ansonsten wird, wie in Abschnitt III.1 erwähnt, vom Zustandekommen einer resultierenden Strömung aus von der Düse generiertem Zuluft- und Plume-massenstrom ausgegangen und folgerichtig die Geschwindigkeit $v_{e,x}$ zu 0 gesetzt.

Für die Berechnung der REYNOLDS-Zahl (XXIII, Gl. III-9) ist zum einen die Kenntnis der resultierenden Tropfengeschwindigkeit vonnöten (XXII), zum anderen werden wieder anhand

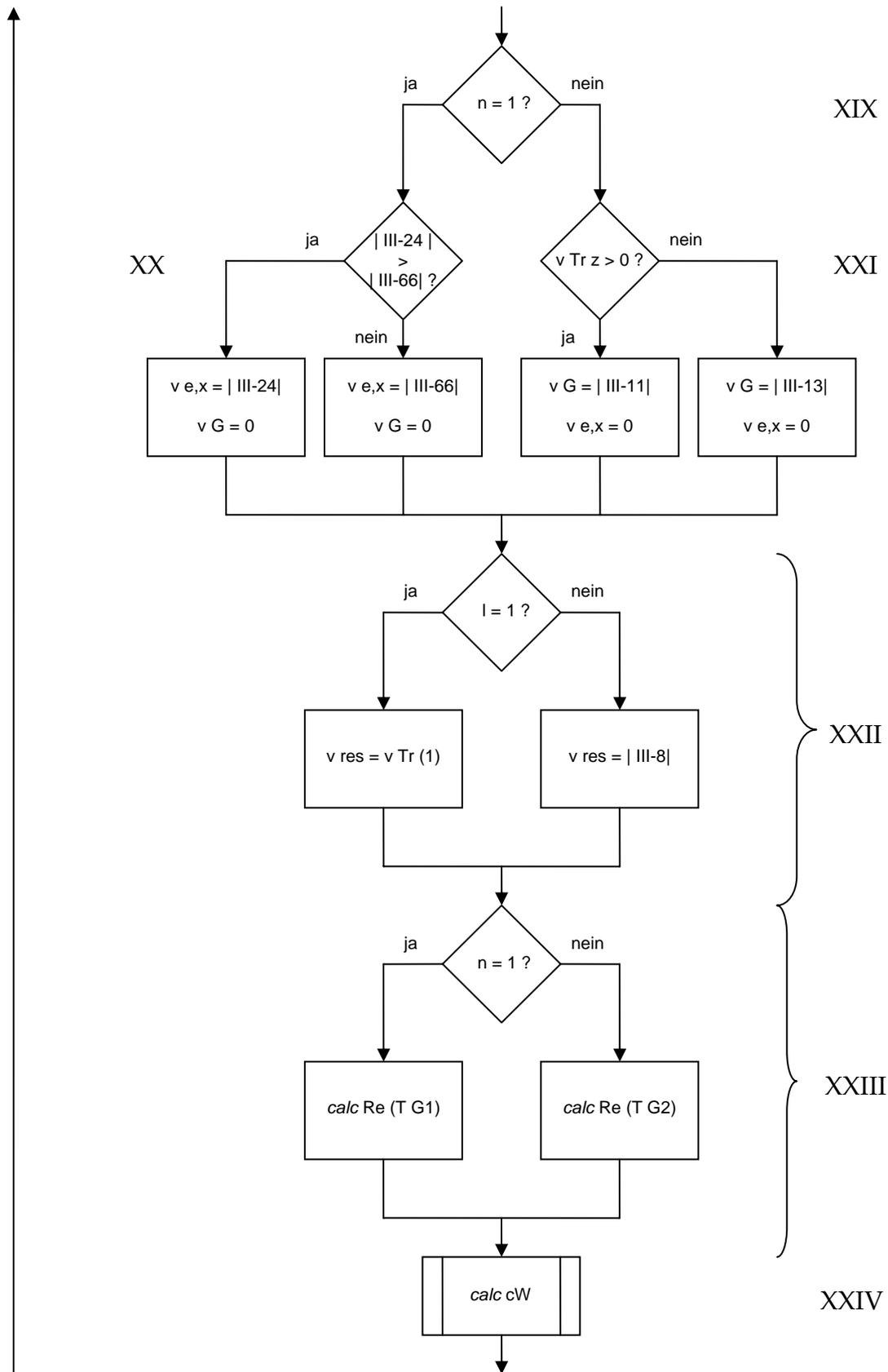


Abb. 4.4: Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltropfen (4)

der Bereichsunterscheidung die korrekten temperaturabhängigen Stoffwerte ausgewählt. Nun kann der Strömungswiderstandsbeiwert nach Abgleich mit den Gültigkeitsbereichen aus Tabelle 3.1 bestimmt werden (im Programmablaufplan bei XXIV verkürzt dargestellt).

Schließlich wird die aktuelle Geschwindigkeitsänderung (siehe Abbildung 4.5, XXV, Gl. III-6, Gl. III-7), wieder unter Nutzung der entsprechenden Stoffwerte, gewonnen. Im Folgenden werden diese Parameter (Gastemperatur, Dichte, Viskosität) für den restlichen Teil des inneren Algorithmus, der sich mit den Wärme- und Stofftransportvorgängen beschäftigt, dem Bereich gemäß festgelegt. Für den Strahlungsaustausch zwischen Tropfen und Plume (XXVI, Gl. III-50) ist nach Gleichung (III-51) und Gleichung (III-52) noch eine recht simple Fallunterscheidung erforderlich (welche im Programmablaufplan nicht erscheint). Benötigt werden ferner (XXVII) die Wärmeleitfähigkeit des den Tropfen umgebenden Gases, die mittlere Temperatur (siehe Abschnitt III.3), die spezifische Wärmekapazität des Wasserdampfs bei dieser Temperatur (Gl. III-44), die molare Dichte (Gl. III-45), die PRANDTL-Zahl (Gl. III-38), der Dampfdruck bei der momentanen Temperatur des Tropfens, seine eigene Wärmekapazität und Verdampfungsenthalpie (Gl. III-46), der Diffusionskoeffizient (Gl. III-43) und daraus die SCHMIDT-Zahl (Gl. III-42) sowie der Stoffübergangskoeffizient (Gl. III-40) und die NUSSELT-Zahl (Gl. III-37).

Nachdem zunächst der nicht modifizierte Wärmeübergangskoeffizient (XXVII) aus Gleichung (III-39) bestimmt wurde, wird dieser für eine Approximation der zeitlichen Massenabnahme (XXVIII) genutzt, und zwar unter der Annahme, der Tropfen habe seine Gleichgewichtstemperatur erreicht (Gl. III-35); zu Beginn der Simulation ist ohnehin kein maßgeblicher Einfluss der Verdampfung zu erwarten, und in jedem weiteren Zeitschritt wird für diese Näherung der zuletzt errechnete Wärmeübergangskoeffizient veranschlagt. Falls der Tropfen nun kälter ist als das ihn zurzeit umgebende Gas, kann so die ACKERMANN-Korrektur (XXIX, Gl. III-36) durchgeführt werden (die ja explizit die Verminderung des Wärmetransports *an* den Tropfen berücksichtigt, also ansonsten keine Anwendung finden kann). Da in der Flammenzone die Gleichgewichtstemperatur in der Nähe des Siedepunkts liegt und die Bewegung außerhalb der Plume nicht mit einer erheblichen Erwärmung einhergehen wird, kommt unterhalb einer Tropfentemperatur von 373,15 K (Abbildung 4.6, XXX) Gleichung

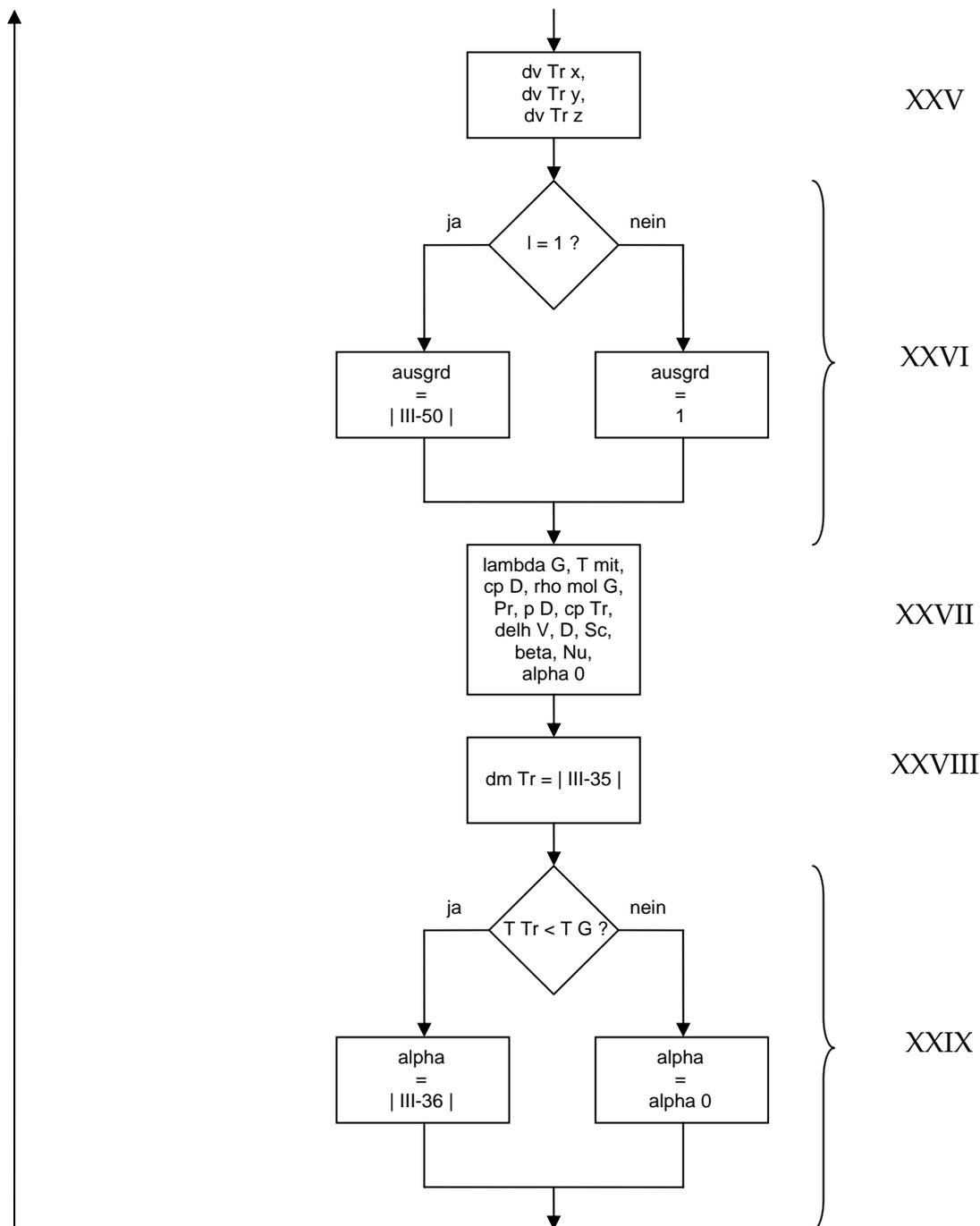


Abb. 4.5: Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltropfen (5)

(III-34) für die letztlich zutreffende Massenabnahme zum Tragen, und die Änderung der Tropfentemperatur bezieht gegebenenfalls die Korrektur des Wärmeübergangskoeffizienten mit ein – falls die Siedetemperatur bereits erreicht ist, findet keine Temperaturänderung mehr statt (XXXI). Zum Abschluss der Schleife werden die simulierte Zeit festgehalten und aus der Plume aufgenommene Wärmen aufsummiert (XXXII), sofern die Wärmeaufnahme in der Flamme geschehen ist.

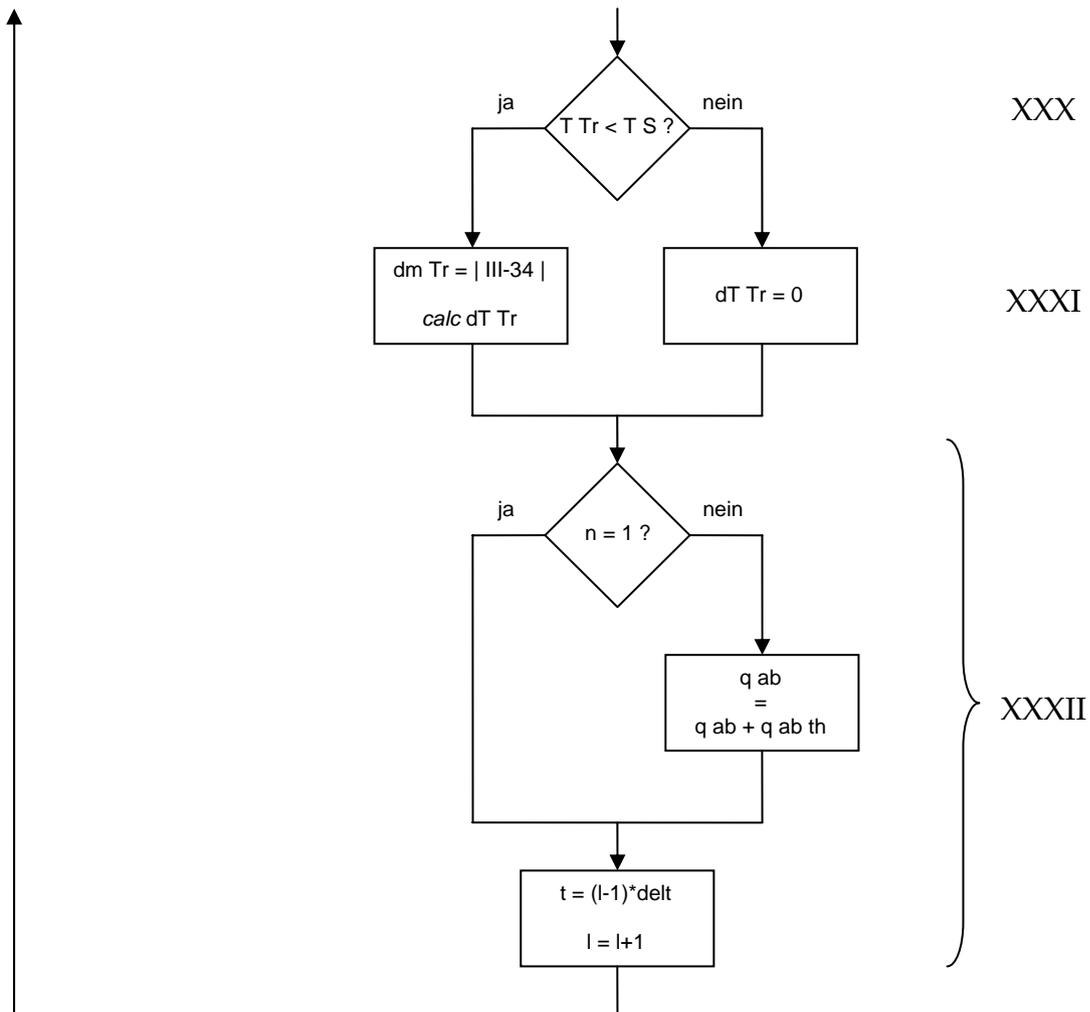


Abb. 4.6: Programmablaufplan des Algorithmus zur Simulation von Einzeltröpfchen (6)

An verschiedenen Stellen wurden außerdem Korrekturbefehle eingefügt, um insbesondere physikalisch unsinnige Ergebnisse zu berichtigen (so würde beispielsweise wegen der zeitdiskreten Berechnung die Tropfenmasse stets auf einen – wenn auch betragsmäßig geringen – negativen Wert absinken oder es käme anfänglich, da eine nähere Betrachtung des Gleichgewichtszustands mit unverhältnismäßigen Rechenzeiten verbunden wäre, zu einer Abnahme der Tropfentemperatur – was ausgeschlossen ist, sofern dieser sich in einem wärmeren Medium bewegt) oder um die Output-Matrizen bei einem Abbruch zu vervollständigen. So können für Einzeltröpfchen etwa vollständige Bahnlinien, Durchmesser- und Temperaturverläufe ausgegeben werden (Beispiele sind in Abschnitt VI zu finden).

IV.2 Algorithmus zur umfassenden Simulation des Brandunterdrückungsprozesses

Der nun skizzierte Algorithmus dient der Abbildung der zeitlichen Entwicklung von Feuerplume und Brennstofffläche bei isobarer Verbrennung und konstanten Umgebungsbedingungen und spiegelt die Modellannahme wider, dass alle in einem Intervall k simulierten Tropfen gleichzeitig von der Ebene $x = 0$ freigesetzt werden. Dabei wird k die simulierte Zeit T zugeordnet, welche die längste Zeit darstellt, die ein Tropfen i benötigt, um den Simulationsraum durch vollständige Verdampfung, endgültiges Verfehlen der Flammenzone, Wiederaustritt aus dem Flammenkörper oder Auftreffen auf der Brandgutoberfläche zu verlassen. Dieses Verfahren trägt insofern der notwendigen Zeitdiskretisierung des Brandunterdrückungsvorgangs Rechnung, als auf diese Weise keine Tropfenfragmente in den Rechenschritt $k+1$ übertragen werden müssen. Anschaulich bedeutet es, dass zu Beginn von k ein Tropfenkollektiv freigesetzt wird, das jener Masse entspricht, welche die modellierte Löschdüse in der Zeit T freisetzen würde, und daraufhin sich das Flammenregime zu dem in Abschnitt III.4 beschriebenen Zustand hin erneuert, sodass es bei Aussetzen des Löschangriffs eine momentan verringerte Wärmeleistung und Flammentemperatur aufwiese.

Neben Größen, die auch im inneren Teil eine Rolle spielen und deren Gewinnung dort ausgeführt wurde – so sind Flammenlänge und –neigung, die Geschwindigkeit der Zuluftströmung sowie die räumliche Anordnung der Düse gegenüber dem Brandgut bedeutsam – werden dem äußeren Algorithmus (siehe Abbildung 4.7) noch die anfängliche Lachen- und mittlere Flammentemperatur (I) wie auch die Parameter zur Ermittlung der stationären Massenabbrandrate (Gl. III-61) und der Strahlungsaustauschgrad zwischen Flammen und Lache (Gl. III-54) zugeführt. Die Mischtemperatur, die ja für die Simulation der Tropfenerwärmung und –verdampfung ausschlaggebend ist, erhält man iterativ nach Subtraktion des gegenwärtigen Luftbedarfs der Verbrennung (in Gl. III-68) aus Gleichung (III-69) in Verbindung mit Gleichung (III-70), die Wärmeströme Plume – Lache, Plume – Umgebung und Lache – Umgebung sowie die konvektive Brandleistung aus (III-53), (III-59) und (III-60). Brennstoffdampfdruck und –verdampfungsenthalpie ergeben sich aus einschlägigen Gleichungen anhand der Brandguttemperatur (III). Je nachdem, wie viele Tropfen ausgespielt werden sollen (im Programmablaufplan beispielhaft 1000, IV), wird die entsprechende Menge an 6-Tupeln (γ - und

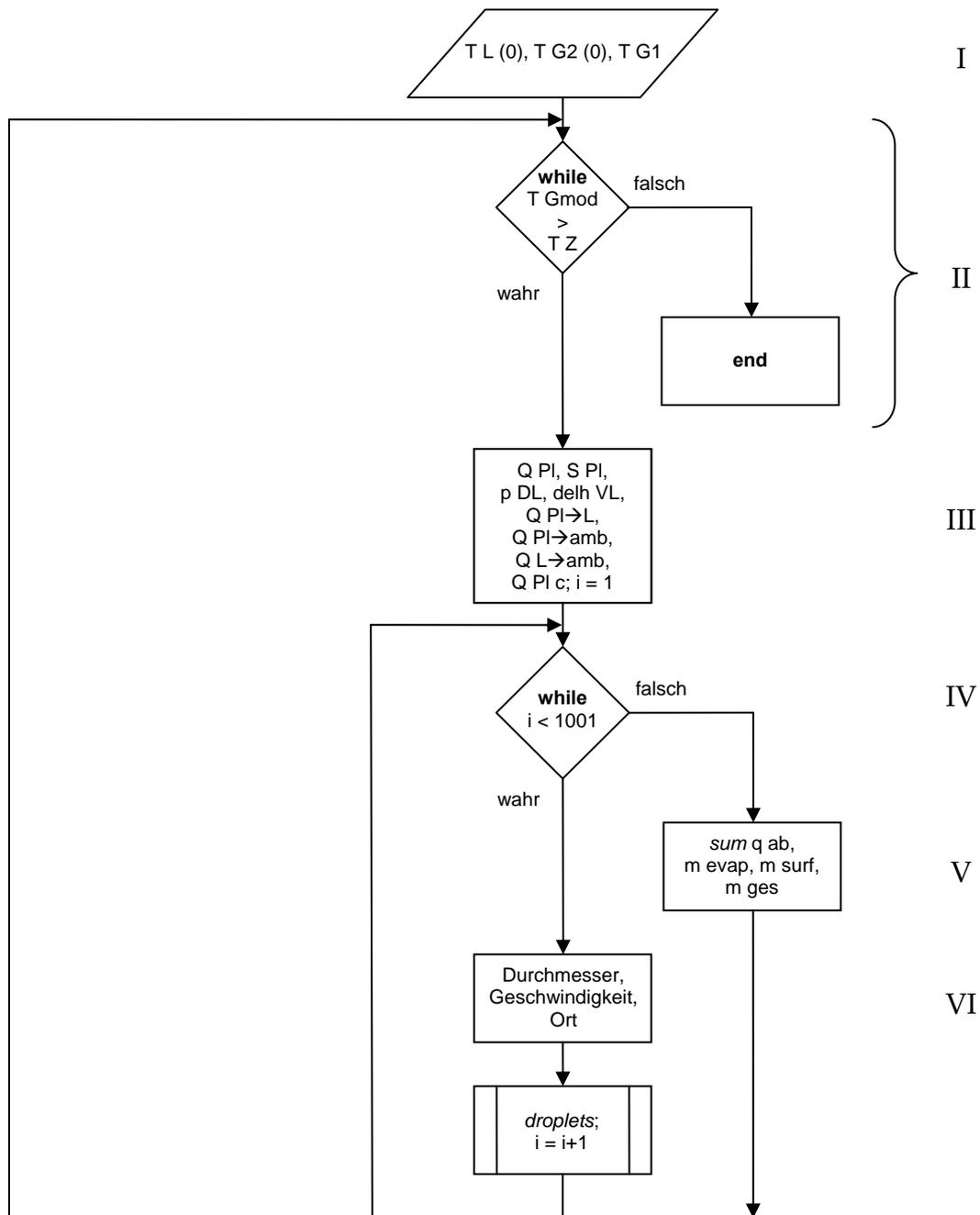


Abb. 4.7: Programmablaufplan zur Simulation der Brandentwicklung (1)

z-Koordinaten, Durchmesser, Betrag der Geschwindigkeit, polarer und azimuthaler Winkel), mit Hilfe von in MATLAB hinterlegten Funktionen zur Erzeugung von Zufallszahlen aus geeigneten Verteilungen und deren Parametern generiert (VI) und die gegebene Anzahl Einzeltröpfchen im inneren Algorithmus („*droplets*“) verarbeitet. Im einfachsten Fall wird von einem insofern idealen Spray ausgegangen, als die lokalen Massenströme sich an jeder Stelle des Sprühkegelquerschnitts betragsmäßig gleichen, also eine örtliche Gleichverteilung

unterstellt wird. Die so ausgespielten Startpositionen werden sodann deterministisch mit Vektoren versehen, deren Richtungen mit der Aufweitung des Kegels im Einklang stehen, also die Verlängerung der Strecke zwischen Düsenöffnung und Startpunkt repräsentieren.

Die Summen der auf diese Weise berechneten Wärmen und Massen eines Kollektivs (V) werden im Anschluss einer Hochrechnung auf die in der Zeit T eingedüste Löschwasser-masse unterzogen (VII in Abbildung 4.8) und dienen der Ermittlung der durch Kühlung weiter reduzierten Flammentemperatur (Gl. III-55). Dazu werden zuerst noch das Volumen und die Masse des Flammenkörpers sowie seine Wärmekapazität bei Mischtemperatur benötigt. Zuletzt ergibt sich die Änderung der Lachentemperatur aus Gleichung (III-58) sowie ihr Massenverlust durch Abbrand (VIII). Die Prozedur wird wiederholt, bis die Heißgas-temperatur die Zündtemperatur des Brennstoffdampf-Luft-Gemischs unterschreitet (II).

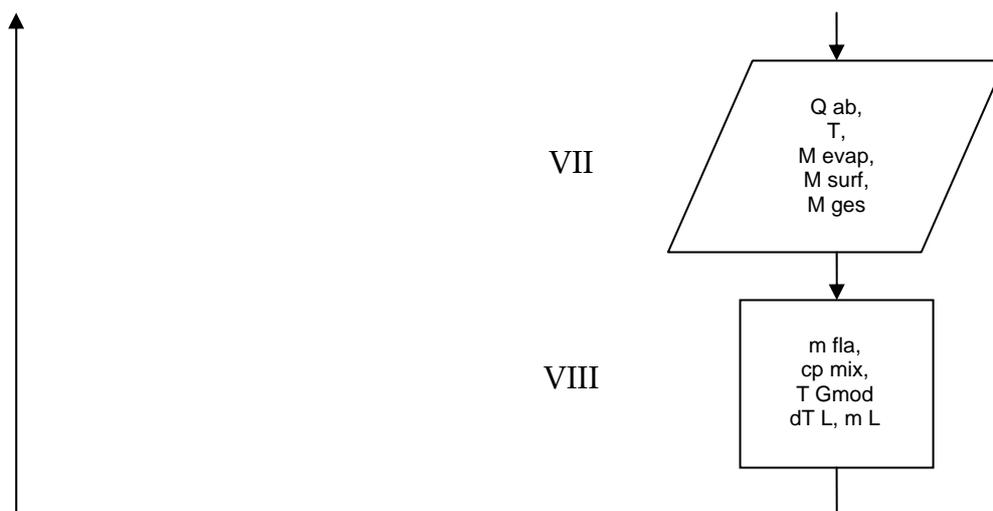


Abb. 4.8: Programmablaufplan zur Simulation der Brandentwicklung (2)

In jedem Intervall nach dem ersten werden anhand der neuen Lachentemperatur die reduzierte Brandleistung (aus Gl. III-63, Gl. III-59) und daraus die theoretische Flammentemperatur durch Iteration – die konvektive Brandleistung ist zunächst unbekannt, da die Strahlungsverluste von der Flammentemperatur selbst abhängen – bestimmt (der Vorgang wurde im Programmablaufplan ausgelassen, da ansonsten die äußere Schleife wie zuvor erläutert verfährt).

Der oben erwähnten Erneuerung der Plume kommt auch eine Bedeutung bezüglich der Bewertung einer möglichen Löschwirkung durch Brandgasinertisierung zu. Anhand der Geschwindigkeit des Plumemassenstroms im Flammenbereich kann nämlich abgeschätzt werden, welcher Anteil des während eines Intervalls erzeugten Wasserdampfs – unter der Voraussetzung schlagartiger Erwärmung auf die jeweils vorherrschende Gastemperatur – als kurzzeitig konstantes Volumen im Flammenkörper enthalten ist. Somit gestattet der vorliegende Algorithmus zusätzlich zur quantitativen Beurteilung der Kühleffekte eine semi-quantitative Beurteilung der Inertisierungswirkung; dieser Ansatz wird in Abschnitt VI im Zusammenhang mit konkreten Simulationen näher erläutert und ergänzend angewandt. Im Vorfeld bedarf es jedoch einer Betrachtung der sensorischen und statistischen Verfahren, welche die Bereitstellung adäquater Eingangsdaten für diese Simulationen betreffen.

V Gewinnung und Auswertung von Eingangsdaten für die Einzeltropfensimulation

Für die Simulation der Brandunterdrückungswirkung von Wasservernebelungsdüsen ist es bedeutsam, ein möglichst repräsentatives Kollektiv der Tropfen in einem Löschmittelstrom zu erzeugen, dem Modell also in Form geeigneter mathematischer Beziehungen zuzuführen. Als Grundlage für die gesuchten Verteilungsfunktionen kommen gegenwärtig ausschließlich reale Daten zu den Tropfengrößen und -geschwindigkeiten aus Messungen an Sprühkegeln in Betracht, da sich die genaue Ausbildung von Eigenschaften des Sprays nicht unmittelbar anhand von konstruktiven Merkmalen beziehungsweise Betriebsparametern einer Düse ableiten lässt. Zudem muss gewährleistet sein, dass sich die zu simulierenden Tropfen in einem stabilen Zustand befinden und somit weitere Zerfälle mit einer gewissen Sicherheit ausgeschlossen werden können, und dass eine Tropfenkonzentration vorliegt, bei welcher die gegenseitige Beeinflussung der Tropfen vernachlässigt werden darf, die für das zuvor umrissene Rechenmodell notwendige Einzeltropfenbetrachtung mithin zulässig ist. Mit diesen wichtigen Aspekten befasst sich der vorliegende Abschnitt in prinzipieller Form.

V.1 Messverfahren zur Erfassung der Sprayeigenschaften

Zur Erfassung der relevanten Eigenschaften – Tropfendurchmesser und Tropfengeschwindigkeiten –, Gewinnung von Histogrammen und letztlich Wahrscheinlichkeitsverteilungen sowie gegebenenfalls Korrelationen dieser Zufallsgrößen wurden verschiedene Messverfahren entwickelt, die allesamt auf optischen Prinzipien beruhen. In der heutigen Praxis gelten die so genannten *On-Line*-Verfahren als Stand der Technik. Sie erlauben eine simultane Abtastung und Auswertung in einem definierten kleinräumigen Messvolumen im Sprühkörper, sodass die für eine valide Vermessung notwendige Dauer im Wesentlichen durch den örtlichen Volumenstrom und die sich daraus ergebende Frequenz von Tropfendurchgängen bestimmt wird [47]. Zumeist wird, abhängig von der sich abzeichnenden Verteilungsbreite, die Erfassung einiger tausend oder zehntausend Tropfen je Messpunkt für ausreichend erachtet [9]. Im Folgenden wird auf die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) oder auch Laser-Doppler-Velocimetry and Sizer (LDVS) eingegangen. Die Anwendung dieser Technik auf das in Rede stehende Problem wird beispielsweise von DITCH und YU [3] ausführlich beschrieben.

Somit genügt bereits ein Sender–Empfänger–Paar, um die Geschwindigkeit von Wassernebel–tropfen in Hauptströmungsrichtung zu bestimmen. Um weitere Komponenten zu erfassen, sind entsprechend zusätzliche Einheiten erforderlich. Dieses Verfahren zur berührungslosen Geschwindigkeitsmessung wird auch Laser–Doppler–Anemometrie (LDA) genannt. In Kombination mit einer separaten Receivereinheit kann die dann als PDA bezeichnete Messtechnik zur Größenbestimmung von Partikeln genutzt werden.

Ein PDA verfügt über mindestens zwei Photodetektoren, welche gewöhnlich im selben Abstand zum Messvolumen auf einer parallelen Linie zur Strömungsrichtung angeordnet sind. Abhängig von ihrem Abstand zueinander empfangen die Detektoren beim Durchgang eines Partikels auf Grund seiner Bewegung das gleiche intensitätsmodulierte Streulichtsignal (Doppler–Signal) nacheinander mit einem bestimmten zeitlichen Abstand (siehe Abbildung 5.2), sodass sich eine Phasendifferenz

$$\Phi_{12} = 2\pi \cdot \frac{\Delta t_{12}}{T} \quad (\text{V-3})$$

mit T ... Periodendauer des Dopplerbursts [s]

Δt_{12} ... Zeitversatz des an den Detektoren empfangenen Doppler–Signals [s]

Φ_{12} ... Phasenverschiebung (Bogenmaß) [–]

einstellt [50]. Vereinfacht kann unter Zuhilfenahme von Gesetzen der geometrischen Optik und unter der Annahme eines perfekt sphärischen Partikels diese Phasenverschiebung auch so formuliert werden:

$$\Phi_{12} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{Tr} \cdot n_c \cdot b \quad (\text{V-4})$$

mit b ... Streulichtterm [–]

n_c ... Quotient der Brechzahlen des Partikels und der ihn umgebenden Phase [–]

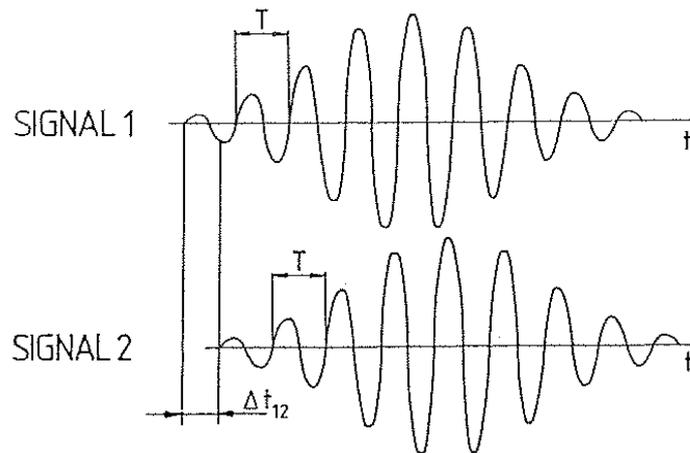


Abb. 5.2: Phasendifferenz zweier Dopplerbursts [50]

Darin ist b ein geometrischer Faktor, dessen Berechnung die genaue Kenntnis der Messanordnung (siehe Abbildung 5.3, Ausschnitt) erfordert und im Übrigen davon abhängt, ob reflektiertes oder gebrochenes Licht zur Bestimmung des Durchmessers herangezogen wird; eine Positionierung der Detektoren auf der den einfallenden Lichtstrahlen abgewandten Seite des Messvolumens führt dazu, dass praktisch nur gebrochenes Licht registriert wird (was die Auswertung insbesondere von Messungen an Wassertröpfchen in Luft erleichtert – hier wurden gute Übereinstimmungen zwischen der Näherungsgleichung (V-4) und exakten Berechnungen anhand der Mie-Theorie festgestellt [50]), andernfalls dominiert Reflexion.

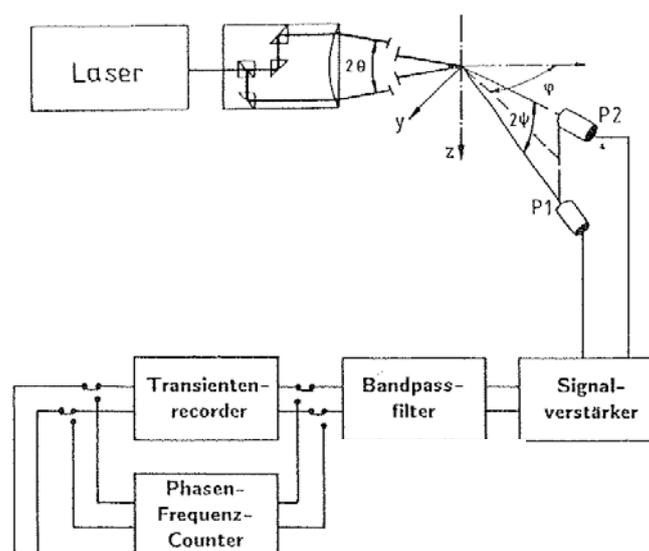


Abb. 5.3: Skizze des Versuchsaufbaus und Blockschaltbild für die Signalverarbeitung für die Phasen-Doppler-Methode [50]

Letztlich wird also bei einer gegebenen Messanordnung und bekannten Materialeigenschaften aus dem Zeitversatz des Signaleingangs an den Photodetektoren sowie der Wellenlänge des Streulichts auf den Durchmesser des gerade das Messvolumen passierenden Partikels geschlossen. Da die Datenerfassungsrate über 100 Kilohertz betragen kann [51] und der Messort praktisch punktförmig ist, können mit dieser Methode auch Tropfenschwärme hoher Dichte ohne Schwierigkeiten in Rastern vermessen werden. Allerdings birgt auch die Phasen-Doppler-Anemometrie Fehlerquellen. Insbesondere resultieren Messfehler einerseits aus Tropfenverformung, also Abweichungen von der perfekten sphärischen hin zu einer ellipsoiden Form, und andererseits aus dem ungleichförmigen (nämlich gaußförmigen) Intensitätsprofil der Laserstrahlen [52]. Passieren Tropfen sehr kleiner Durchmesser den Randbereich des Messvolumens, so genügt die zur Streuung des Lichts – deren Grad mit der Intensität abnimmt – verfügbare Weglänge eventuell nicht, um den Partikel zu erkennen, oder die Sensibilität des PDA reicht jedenfalls nicht aus, um noch korrekte Ergebnisse zu produzieren. Insofern ist das für genaue Messungen geeignete Größenspektrum sowohl von oben (der zunehmende Verlust der Sphärizität ist eine Eigenschaft vergleichsweise großer Flüssigkeitstropfen, siehe Abschnitt V.3) als auch von unten her begrenzt.

V.2 Verteilungen und statistische Beschreibung der Tropfengrößen in Wassernebelsprays

Wie bereits in Abschnitt II erwähnt, liegt zerstäubtes Wasser gerade in Löschwassernebeln gewöhnlich nicht monodispers vor. Um das polydisperse System mathematisch zu beschreiben, bieten sich Wahrscheinlichkeitsverteilungen an. Sie werden aus den Häufigkeiten der mit dem PDA gemessenen Tropfendurchmesser ermittelt.

Zu diesem Zweck müssen zunächst die Parameter für verschiedene Verteilungstypen geschätzt und anschließend die Güte der jeweiligen Funktion im Hinblick auf ihre Deckung mit den Messwerten betrachtet werden. Die Funktion, welche die Häufigkeitsverteilung der realen Werte am besten repräsentiert, wird zur Erzeugung zufälliger Durchmesser für den inneren, einzeltropfenbasierten Algorithmus der Simulation gewählt. Das Programm `anpa`⁴, welches im Folgenden hierfür genutzt wird, bildet die Summen der quadrierten Residuen

⁴ zur Verfügung gestellt von Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Ulrich Hauptmanns

(Differenzen zwischen den Werten einer Messreihe und den zugehörigen Beträgen der aus ihnen hervorgehenden Schätzfunktionen) der hinterlegten Verteilungstypen. Die Funktion, welche mit der geringsten Summe einhergeht, stellt die mutmaßlich beste Repräsentation der Messdaten unter den untersuchten Verteilungsfamilien (Normal-, Log-Normal-, Weibull-, Gamma-, Beta-, Gleich-, Dreieck- und Exponentialverteilung) mit den für sie geschätzten Parametern dar.

Obgleich in der einschlägigen Literatur sehr häufig der Typ der Log-Normalverteilung als für Verteilungen von Tropfengrößen in Wassernebeln gut geeignet angeführt wird, hat die Anwendung des zuvor beschriebenen Verfahrens auf in Abschnitt VI behandelte Messdatenreihen gezeigt, dass gelegentlich andere Verteilungen eine bessere Anpassung erlauben. Daher soll nun in der gebotenen Kürze auf die dort verwendeten Typen anhand ihrer allgemeinen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und Formeln für zugehörige Parameterschätzer eingegangen werden.

• *Normalverteilung („Gauß-Verteilung“)*

$$f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2}; x \in \mathbb{R} \quad (V-5)$$

$$\hat{\mu} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i \quad (V-6)$$

- mit n ... Stichprobenumfang
 x_i ... Wert i aus der Zufallsstichprobe (Messreihe)
 $\hat{\mu}$... Maximum Likelihood-Schätzer des Erwartungswerts

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \hat{\mu})^2} \quad (V-7)$$

- mit $\hat{\sigma}$... Minimum Variance Unbiased-Schätzer der Standardabweichung

Bei dem Radikanden in Gleichung (V-7) handelt es sich um den erwartungstreuen Schätzer für die Varianz der Stichprobe, das bedeutet, dass sein Erwartungswert (falls tatsächlich eine Normalverteilung vorliegt) der wahren Varianz entspricht:

$$E(\hat{\sigma}^2) = \sigma^2 \quad (\text{V-8})$$

• *Log-Normalverteilung (logarithmische Normalverteilung)*

$$f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma \cdot x} \cdot e^{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}}; \quad x \in \mathbb{R}^+ \quad (\text{V-9})$$

$$\hat{\mu} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \ln x_i \quad (\text{V-10})$$

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (\ln x_i - \hat{\mu})^2} \quad (\text{V-11})$$

Die Erwartungstreue ist hier gleichfalls gegeben; gelingt die Anpassung, so ist der natürliche Logarithmus der Zufallsgröße „Tropfendurchmesser“ normalverteilt.

• *Gamma-Verteilung*

$$f(x, p, b) = \frac{b^p}{\Gamma(p)} \cdot x^{p-1} \cdot e^{-b \cdot x}; \quad x \in \mathbb{R}_0^+ \quad (\text{V-12})$$

mit $b \dots$ Skalierparameter

$p \dots$ Formparameter

$\Gamma(p) \dots$ Funktionswert der Gammafunktion

Im Fall der Gamma-Verteilung gestaltet sich die Parameterschätzung schwieriger. Hier führt die Anwendung der Maximum Likelihood-Methode zu den Gleichungen

$$\hat{b} = \frac{n \cdot p}{\sum_{i=1}^n x_i} \quad (\text{V-13})$$

und

$$\ln p - \Psi(p) = \ln \left(\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i \right) - \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \ln x_i \quad (\text{V-14})$$

mit $\Psi(p)$... Funktionswert der Digamma-Funktion

Diese müssen in der Regel numerisch gelöst werden [53]. Die MATLAB-Befehle `normfit`, `lognfit` und `gamfit` geben die jeweiligen Schätzer für eine Messdatenreihe automatisch zurück.

Um zu einer möglichst gut an eine Messreihe angepassten Verteilung zu gelangen, wurden in verschiedenen Arbeiten weitere Typen beziehungsweise Modifikationen der angeführten Verteilungen vorgeschlagen (so etwa in [54]). Bei der Aufbereitung der Eingangsdaten für die Simulationen in Abschnitt VI werden derlei Methoden allerdings nicht berücksichtigt, da bei der PDA mit systematischen Messfehlern zu rechnen ist, welche etwaige Fehler durch eine geringfügig schlechtere Anpassung deutlich überwiegen dürften. Mit anderen Worten wird durch die Güte der Schätzfunktion eine mangelhafte Qualität von Messdaten nicht verbessert, und für die Abschätzung löschwirksamer Eigenschaften – denn nichts anderes soll und kann das zuvor entwickelte Modell leisten – genügen sicherlich gröbere Verfahren. Daher soll auch auf die sonst üblichen statistischen Tests verzichtet werden.

Um Stichproben aus Tropfenschwärmen zu beschreiben, sind außer Verteilungsfunktionen noch bestimmte mittlere Durchmesser gebräuchlich, die man aus der allgemeinen Beziehung

$$D_{ab} = \left[\frac{\sum_{i=1}^n N_i \cdot D_i^a}{\sum_{i=1}^n N_i \cdot D_i^b} \right]^{\frac{1}{a-b}} \quad (\text{V-15})$$

- mit D_{ab} ... mittlerer Durchmesser bezüglich der Dimensionen a , b [m]
 D_i ... arithmetisches Mittel der Tropfendurchmesser in Klasse i [m]
 N_i ... Anzahl Tropfen in Klasse i [-]

erhält [9]. Im Einzelnen sind diese Durchmesser einschließlich ihrer jeweiligen Anwendungsgebiete in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Tab. 5.1: Mittlere Durchmesser und ihre Anwendungen [9]

a	b	a + b Ordnung	Symbol	Bezeichnung des Durchmessermittels	Formel- ausdruck	Anwendung
1	0	1	D_{10}	Längen-Durchmesser	$\frac{\sum N_i \cdot D_i}{\sum N_i}$	Vergleiche
2	0	2	D_{20}	Oberflächen- Durchmesser	$\left(\frac{\sum N_i \cdot D_i^2}{\sum N_i} \right)^{1/2}$	Oberflächen- steuerung
3	0	3	D_{30}	Volumen-Durchmesser	$\left(\frac{\sum N_i \cdot D_i^3}{\sum N_i} \right)^{1/3}$	Volumen- steuerung, z.B. Hydrologie
2	1	3	D_{21}	Oberflächen-Längen- Durchmesser	$\frac{\sum N_i \cdot D_i^2}{\sum N_i \cdot D_i}$	Absorption
3	1	4	D_{31}	Volumen-Längen- Durchmesser	$\left(\frac{\sum N_i \cdot D_i^3}{\sum N_i \cdot D_i} \right)^{1/2}$	Verdampfung, molekulare Diffusion
3	2	5	D_{32}	Sauter-Durchmesser (SMD)	$\frac{\sum N_i \cdot D_i^3}{\sum N_i \cdot D_i^2}$	Massentrans- port, Reaktion
4	3	7	D_{43}	De Brouckere- oder Herdan-Durchmesser	$\frac{\sum N_i \cdot D_i^4}{\sum N_i \cdot D_i^3}$	Verbrennungs- gleichgewicht

Besonders anschaulich gerät dieses System im bereits thematisierten Fall der Kühlwirkung von Löschwassernebeln. Um eine optimale Ausnutzung des Löschmittels für die Volumenkühlung zu realisieren, wäre die Maximierung des Oberflächendurchmessers angezeigt.

Ebenso können als repräsentative Durchmesser eines Sprays beispielsweise $D_{0,5}$ oder $D_{0,9}$ herangezogen werden; in Tropfen dieses oder kleinerer Durchmesser liegt dann der jeweils

entsprechende Anteil des gesamten Flüssigkeitsvolumens vor (vergleiche die Definitionen von Wassernebel in Abschnitt II anhand von $D_{0,9}$ und $D_{0,99}$).

V.3 Tropfenstabilität und Partikelkonzentration im Sprühkörper

Die Stabilität einzelner Flüssigkeitstropfen hängt einerseits von ihrer Bewegung und ihrem Durchmesser (Größen, welche im direkten Zusammenhang damit auch über ihre Sphärizität entscheiden) und andererseits von der Kollisionswahrscheinlichkeit mit anderen Partikeln ab. Besteht eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, dass ein zu simulierender Wassertropfen sich im Laufe der weiteren Berechnung mit anderen Tropfen vereinigt oder bei einem Zusammenstoß seine Masse, Bewegungsrichtung oder Geschwindigkeit ändert, so muss dieser Umstand im Prinzip stochastisch berücksichtigt werden. Insofern ist für die Gültigkeit des bisher dargelegten Modells sowohl die inhärente Stabilität als auch die relative Unbeeinflusstheit aller Tropfen durch genügende Abstände untereinander unabdingbare Voraussetzung.

Eine von BRAUER und MEWES bestimmte Relation besagt, dass bezüglich der Wahrung der Kugelform einzelner Tropfen eine Grenze existiert, die mit den spezifischen Flüssigkeitseigenschaften variiert [55]:

$$\text{Re}_{Tr} \cdot \left(\frac{|\rho_G - \rho_{Tr}|}{\rho_G \cdot K_F} \right)^{0,15} < 21,65 \quad (\text{V-16})$$

Darin ist K_F die Flüssigkeitskennzahl

$$K_F \equiv \frac{\rho_{Tr} \cdot \sigma_{Tr}^3}{\eta_{Tr}^4 \cdot g} \quad (\text{V-17})$$

Wird die Ungleichung (V-16) nicht eingehalten, nimmt der Tropfen eine ellipsoide Gestalt an oder es tritt - bei noch größeren REYNOLDS-Zahlen - Sekundärzerfall auf. Mithin lässt sich bei Kenntnis der Tropfengröße und der Fluidtemperaturen eine Geschwindigkeit errechnen, die der Tropfen nicht überschreiten darf, soll er ideale Kugelform besitzen. Zum Zeitpunkt

der Messung verliert er zwar durch Reibung mit der ihn umgebenden Luft bereits an Geschwindigkeit, und eine wesentliche Beschleunigung durch die Gravitationskraft ist auf Grund seiner geringen – und noch dazu graduell abnehmenden – Masse nicht gegeben. Daher kann vernünftigerweise ausgeschlossen werden, dass ein einmal vermessener Tropfen spontan zerfällt; allerdings ist im Zuge der Simulation sehr wohl darauf zu achten, dass ein zufällig erzeugter Tropfen einer gewissen Größe nicht mit einer Geschwindigkeit versehen wird, bei der er unter realen Bedingungen seine Stabilität verlieren würde. Durch eine simultane Erfassung beider Messgrößen oder zumindest eindeutiger Korreliertheit derselben würde dieser Fall ausgeschlossen, jedoch liegen entsprechende Messdaten, wie in Abschnitt VI gezeigt werden wird, nicht immer in idealer Form vor. Zwar wird Wassernebeltropfen in aller Regel perfekte Kugelform unterstellt. Da aber kein eindeutiges Kriterium für Stabilitätsverlust vorliegt, muss diesbezüglich auf den in Gleichung (V-16) ausgedrückten Verlust der Sphärizität behelfsweise abgestellt und eine Überschreitung der aus ihr resultierenden Maximalgeschwindigkeit untersagt werden.

Beispielhaft sind in Abbildung 5.4 Maximalgeschwindigkeiten von Tropfen des Durchmessers 1000 μm für unterschiedliche Temperaturen aufgetragen.

Die Tropfenkonzentration oder vielmehr den Abstand der Tropfen im Spray voneinander einzuschätzen, ist im Hinblick auf ihre gegenseitige Beeinflussung entscheidend. Ein Abstand der Mittelpunkte vom Sechs- bis Zehnfachen des Partikeldurchmessers wird für ausreichend erachtet, damit die Tropfen im Sinne des Wärme- und Stofftransports wie auch hinsichtlich ihrer Bewegung für jeweils unabhängig angesehen werden können [55], und im Allgemeinen werden Kollisionsphänomene vernachlässigt, wenn das Wasser im Spray eine Volumenkonzentration von weniger oder gleich 0,1% aufweist [56]. Dabei ist evident, dass die Einhaltung eines Abstandes von circa acht Partikeldurchmessern im gesamten Sprühkörper die Einhaltung des letztgenannten Kriteriums direkt impliziert.

Wird das Spray als homogen, monodispers und stationär angenommen, so gelingt die Überprüfung der ersten Bedingung näherungsweise, indem der ebenfalls homogene Abstand zweier Tropfenmittelpunkte als x -faches ihres gemeinsamen Durchmessers aufgefasst wird,

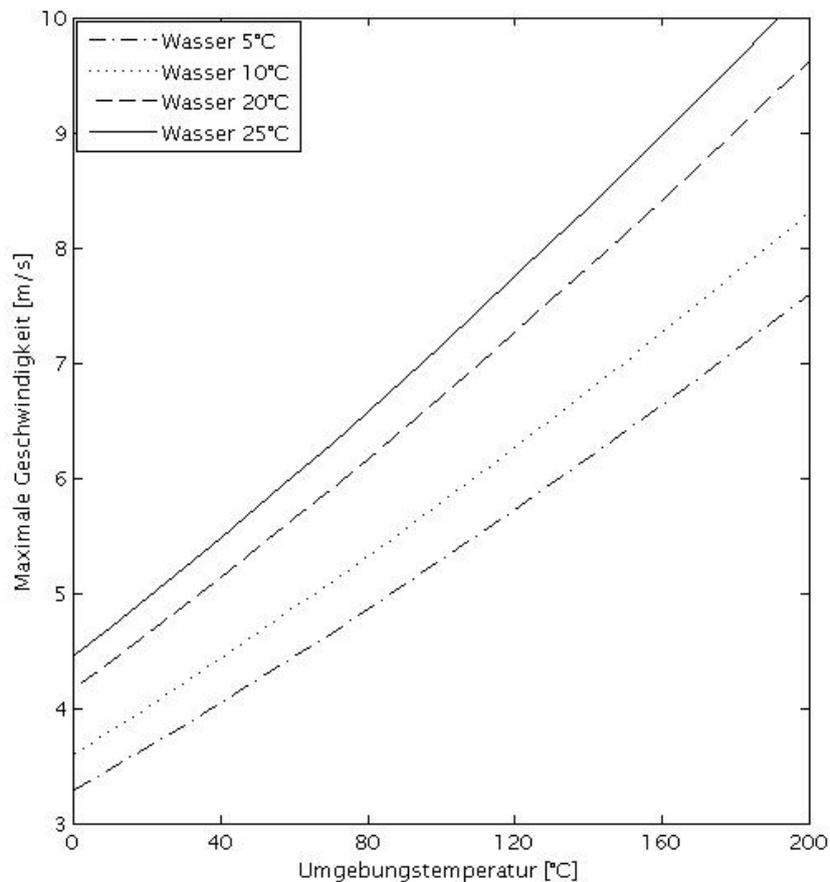


Abb. 5.4: Maximale Geschwindigkeiten perfekt sphärischer Wassertropfen des Durchmessers 1000 µm

welches ein würfelförmiges Ausschließungsvolumen bildet. Ferner wird vorausgesetzt, dass der örtliche Querschnitt des Sprühkegels kreisförmig ist; die Anzahl an Tropfen, die diesen Querschnitt zugleich passieren können, beträgt

$$N = \frac{\pi \cdot r_s^2}{(x \cdot D)^2} \quad (\text{V-18})$$

Aus der mittleren Geschwindigkeit der Tropfen ergibt sich nun ein theoretischer Volumenstrom, der für $x = 6 \dots 10$ den oberen Grenzwert derjenigen Durchflussrate darstellt, welche die Düse unter Einhaltung des gewünschten Abstandskriteriums aufbringen darf:

$$\dot{V}_{th} = \frac{\bar{v}}{x \cdot D} \cdot N \cdot \frac{\pi}{6} \cdot D^3 \quad (V-19)$$

mit \dot{V}_{th} ... theoretischer Volumenstrom im Sprühkegelquerschnitt [$m^3 \cdot s^{-1}$]

\bar{v} ... mittlere Tropfengeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung [$m \cdot s^{-1}$]

Durch Substitution des theoretischen mit einem gemessenen Volumenstrom und Verknüpfung der Gleichungen (V-18) und (V-19) erhält man außerdem das (unter den genannten Bedingungen) tatsächliche Abstandsvielfache gemäß

$$x = \sqrt[3]{\frac{\bar{v} \cdot (\pi \cdot r_s)^2}{6 \cdot \dot{V}}} \quad (V-20)$$

Dieser Ausdruck ist vom gewählten Tropfendurchmesser unabhängig, gilt also für jeden Zerstäubungsgrad. Die Voraussetzung der Monodispersität würde somit obsolet – wäre sie nicht an diejenige der vollkommenen Homogenität geknüpft. Dennoch besitzt die Gleichung (V-20), gerade bei deutlich höheren Vielfachen als von BRAUER und MEWES [55] gefordert und bei vergleichbaren lokalen Durchflussraten im Sprühkegelquerschnitt, offenbar eine zumindest tendenzielle Aussagekraft und soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit für den Nachweis der Anwendbarkeit von Einzeltropfenbetrachtungen genügen.

VI Simulationen der Wirkung realer Wassernebellöschdüsen auf einen Flüssigkeitsbrand

Im Folgenden sollen die zuvor behandelten Modelle der Volumen- und Brandgutkühlung in numerischen Simulationen hinsichtlich der Wirkung gebräuchlicher Löschdüsen auf einen Flüssigkeitslachenbrand angewendet werden. Flüssigkeiten sind deshalb zur Beurteilung der Brandunterdrückungseffekte anderen Brennstoffen vorzuziehen, weil diese zum einen – im Gegensatz zu brennbaren Gasatmosphären – als Brandherde klar von ihrer Umgebung abgegrenzt sind und zum anderen – im Vergleich zu brennenden Feststoffen – als homogene Phasen betrachtet werden können. Dies ist umso mehr der Fall, wenn ein Lachenfeuer, also eine Brennstoffschicht sehr geringer Dicke, und nicht etwa der Brand eines Behälters angenommen wird. Im Übrigen ist, wie bereits in Abschnitt III erwähnt wurde, die Wahl eines Reinstoffs angezeigt, da eindeutige Beziehungen zu einer Reihe von Stoffeigenschaften (insbesondere Dampfdruck, Verdampfungsenthalpie, Wärmekapazität) benötigt werden. Insofern muss zunächst der Lachenbrand in seinem ursprünglichen stationären Zustand beschrieben werden, wobei darauf zu achten ist, dass die Gültigkeitsbereiche der in Abschnitt III.2 behandelten empirischen Gleichungen (bezüglich mittlerer Flammenlänge, Strömungsgeschwindigkeiten der Plume, virtuellem Ursprung) eingehalten werden – der Flammenbrand darf daher eine Wärmefreisetzungsrate von 1000 kW nicht überschreiten [28].

Zum Zwecke aussagekräftiger Simulationen wurden darüber hinaus von externer Stelle PDA-Messdaten zweier Wassernebel-Niederdruck-Vollkegeldüsen zur Verfügung gestellt, die sich in ihren Betriebsdrücken, Durchflussraten und Sprayöffnungswinkeln unterscheiden. Dabei handelte es sich allerdings nicht um Messungen, die eigens für diese Verwendung vorgenommen wurden, sodass eine erneute Auswertung der Daten gemäß der in Abschnitt V besprochenen Verfahren sowie Anpassungen des Programmcodes droplets vorangestellt werden mussten. Die Anordnung der Löschdüsen gegenüber dem Brandherd wird dabei durch die Gestalt des Sprühkegels wie durch die Lage der Messebene maßgeblich bestimmt.

Wie des Weiteren herausgestellt werden soll, erlauben die in den Simulationen erzeugten Daten eine Einschätzung der jeweils möglicherweise löschwirksamen Brandgasinertisierung. Da ein Brand von circa 1000 kW Wärmeleistung SCHREMMER zufolge deutlich von Inertisie-

zung beeinflusst werden müsste, ist die Ausweitung der Ergebnisdiskussion um diese Faktoren unerlässlich, stellt diese Zahl doch die Grenze dar, ab der gemäß seinem Postulat eine dominante Wirkung des in Rede stehenden Effekts gegenüber der Löschwasserkühlung auftreten sollte. Auch soll ein Ausblick auf die Beurteilung der Verdünnung des Brandgasgemischs durch Umgebungsluft und Löschwasserdampf (vergleiche Abschnitt II) erfolgen.

VI.1 Spezifikationen der Algorithmen hinsichtlich des Brandherds

Als Brennstoff wurde n-Heptan gewählt. Bei Standardbedingungen liegt der Reinstoff flüssig vor; seine Verbrennungseffektivität wurde überschlägig mit 0,8 beziffert, und sein Heizwert beträgt $44600 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$. Aus Gleichung (III-61) – in Verbindung mit Gleichung (III-59) – und Angaben aus [42] ergibt sich die Massenabbrandrate zu $0,058 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ und demnach die maximal zulässige Seitenlänge einer quadratischen n-Heptan-Brennstofffläche (gerundet) zu 0,69 m, sodass die stationäre Wärmefreisetzungsrate $985,26 \text{ kW}$ beträgt. Die Zündtemperatur der Brennstoffdämpfe beträgt circa 215°C und die Siedetemperatur 98°C . Im Übrigen gelten die folgenden Beziehungen für relevante temperaturabhängige Eigenschaften von n-Heptan [43, 44] (für die spezifische Wärmekapazität wurde behelfsweise eine lineare Interpolation abgeleitet, da eine entsprechende Formel in [44] widersprüchliche Ergebnisse zeitigt):

$$p_L = \exp\left(87,829 - \frac{6996,4\text{K}}{T_L} - 9,8802 \cdot \ln\left(\frac{T_L}{\text{K}}\right) + 7,2099 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{T_L}{\text{K}}\right)^2\right) \cdot \text{Pa} \quad (\text{VI-1})$$

$$\Delta h_{v,L} = 5,0014 \cdot \left(1 - \frac{T_L}{540,2\text{K}}\right)^{0,38795} \cdot \frac{10^7}{100,2} \cdot \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad (\text{VI-2})$$

$$c_{p,L} = \left(\frac{(406,6\text{K} - 224,7\text{K}) \cdot (T_L - 298,15\text{K})}{520\text{K} - 298,15\text{K}} + 224,7\text{K}\right) \cdot \frac{10^3}{100,2} \cdot \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}^2} \quad (\text{VI-3})$$

Dabei stehen $540,2 \text{ K}$ für die kritische Temperatur von n-Heptan und $100,2$ für seine molare Masse $[\text{kg}\cdot\text{kmol}^{-1}]$.

Die Flammentemperatur kann nur näherungsweise beziffert werden. Im Allgemeinen liegen Temperaturen rußender Kohlenwasserstoffflammen bei etwa 900°C bis 1200°C [12] – auf die Auswirkungen dieser konkreten Datenunsicherheit für die nachfolgend beschriebenen Simulationen wird an geeigneter Stelle eingegangen. Der Anteil der konvektiven Brandleistung ist entsprechend unterschiedlich (aus Gleichung (III-60)); er beträgt zum Beispiel für die Flammentemperatur 900°C in mäßig warmer Umgebung (so etwa zwischen Standardtemperatur und 525 K, also bis zu einem Punkt jenseits der Zündtemperatur) und unter der Annahme eines quaderförmigen Flammenkörpers etwa 72%. Die mittlere Flammenlänge misst gemäß Gleichung (III-28) 3,00 m. Als ursprüngliche Brennstoffmasse wurden 2 kg angesetzt.

VI. 2 Verifizierung der Rechenmodelle anhand idealer Tropfenschwärme

Um die zuvor entwickelten Algorithmen zu verifizieren, wurden erste Simulationen der Schwarmkühlwirkung in Anlehnung an eine in [3] vermessene Düse mit idealen, monodispersen Tropfenschwärmen durchgeführt. Die einheitliche Tropfengröße betrug 79 µm, was dem von DITCH und YU ermittelten mittleren Durchmesser $D_{0,5}$ einer Hochdrucklöschdüse mit dem Betriebsdruck 20,68 bar, der Durchflussrate 0,348 l·min⁻¹ sowie dem ungefähren Öffnungswinkel 70° entspricht. Ideal bedeutet in diesem Zusammenhang, dass alle Tropfen mit derselben (geschätzten) mittleren Geschwindigkeit von 4,5 m·s⁻¹ in die Simulation eingingen und dass hinsichtlich ihrer möglichen Startpunkte eine Gleichverteilung über den gesamten Messquerschnitt implementiert wurde. Sodann wurden, wie in Abschnitt IV.2 beschrieben, jedem Tropfen Startvektoren zugeordnet, welche die Aufweitung des Sprühkörpers im *Momentum Regime* widerspiegeln.

Der vertikale Abstand einer Düse wurde mit 0,35 m so gewählt, dass vom tiefsten Punkt im Messquerschnitt freigesetzte Tropfen den Brandherd in gerader Linie noch zu erreichen vermögen; der horizontale Abstand erlaubt mit 0,49 m (Messebene bei $x = 0,4$ m) den Eintrag jener Tropfen, die ihre Bahn von den äußersten Rändern in y -Richtung aus beginnen.

Die Anordnung zweier solcher Düsen gegenüber dem oben spezifizierten Flammenbrand ist, wie nachstehend gezeigt wird, insbesondere dazu geeignet, die Arbeitsweise des äußeren

Algorithmus zu demonstrieren (die Düsen stehen sich paarweise gegenüber, um die Flammenneigung zu kompensieren – diese erwies sich mit $64,2^\circ$ als zu groß, um noch die gebotene Kürze der Simulationsschritte im äußeren Algorithmus zu gewährleisten, und im Übrigen wirkt der Sprühstrahl nicht über die gesamte Länge der Flamme, wie in Abschnitt III.2 gefordert); zunächst aber werden relevante Ausgangsdaten der Einzeltropfenberechnungen in Abbildung 6.1 bis 6.4 exemplarisch veranschaulicht.

Die Simulationen wurden für eine Flammentemperatur von 900°C , eine Umgebungs- und Wassertemperatur von 25°C , Standarddruck sowie einen Plumeöffnungswinkel von 10° durchgeführt. Die Zeitschrittweite für jeden Einzeltropfen betrug 1 ms.

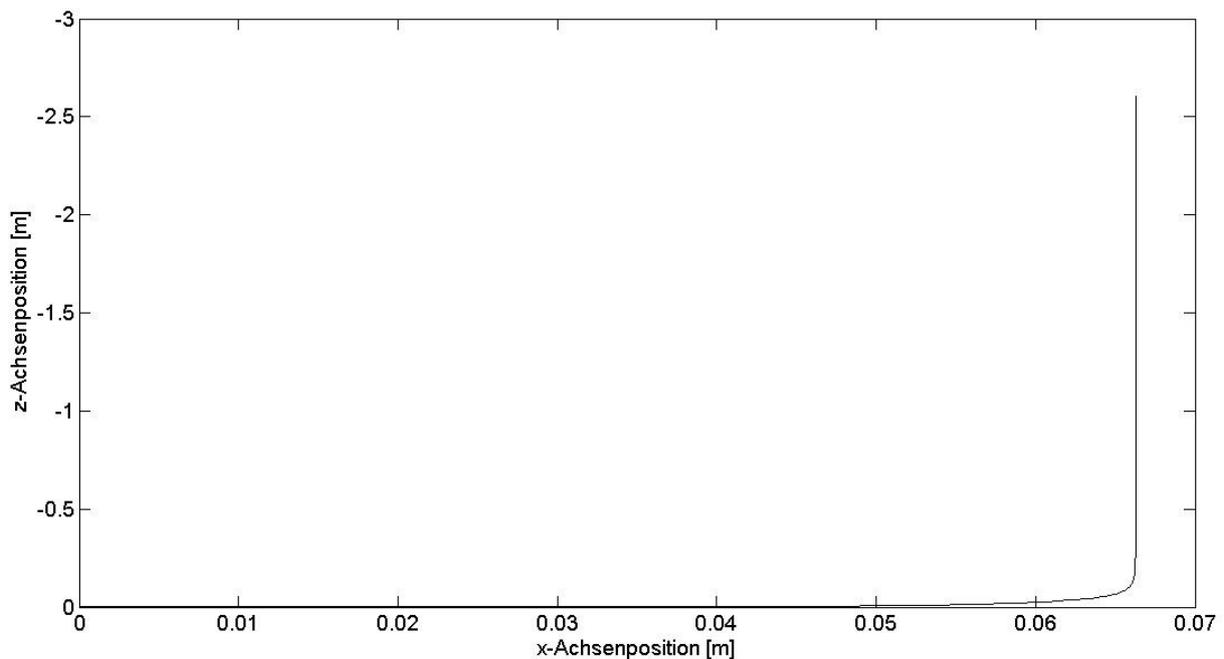


Abb. 6.1: Bahnlinie eines $79\ \mu\text{m}$ -Tropfens im idealen Tropfenschwarm mit zufällig gewähltem Startpunkt ($y_0 = 0,0925$, $z_0 = -0,0012$)

Die Masse des Tropfens ist gering, sodass sich gegenüber der Querströmung im Spray der Einfluss der Gravitation unmerklich ausnimmt. Sobald er die Feuerplume erreicht, wird er von der aufwärts gerichteten Brandgasströmung mitgerissen und verlässt $0,413\ \text{s}$ nach Beginn der Simulation den Flammenkörper. (Die Achsenpositionen nehmen hier ihren Ursprung im Mittelpunkt des Sprühkörperquerschnitts, der als Startebene aller simulierten Tropfen dient.)

Mit dem Eintritt in das Heißgasregime nimmt der Tropfen praktisch unverzüglich seine Gleichgewichtstemperatur an. Diese liegt mit 299,73 K nur unwesentlich über seiner anfänglichen Temperatur, was der relativ kühlen Mischung aus Flammgasen und Umgebungsluft (536,9 K) sowie dem sehr kleinen Tropfendurchmesser geschuldet ist – der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten in Gleichung (III-33) (in Verbindung mit den Gleichungen (III-36), (III-37) und (III-39)) tritt deutlich zutage.

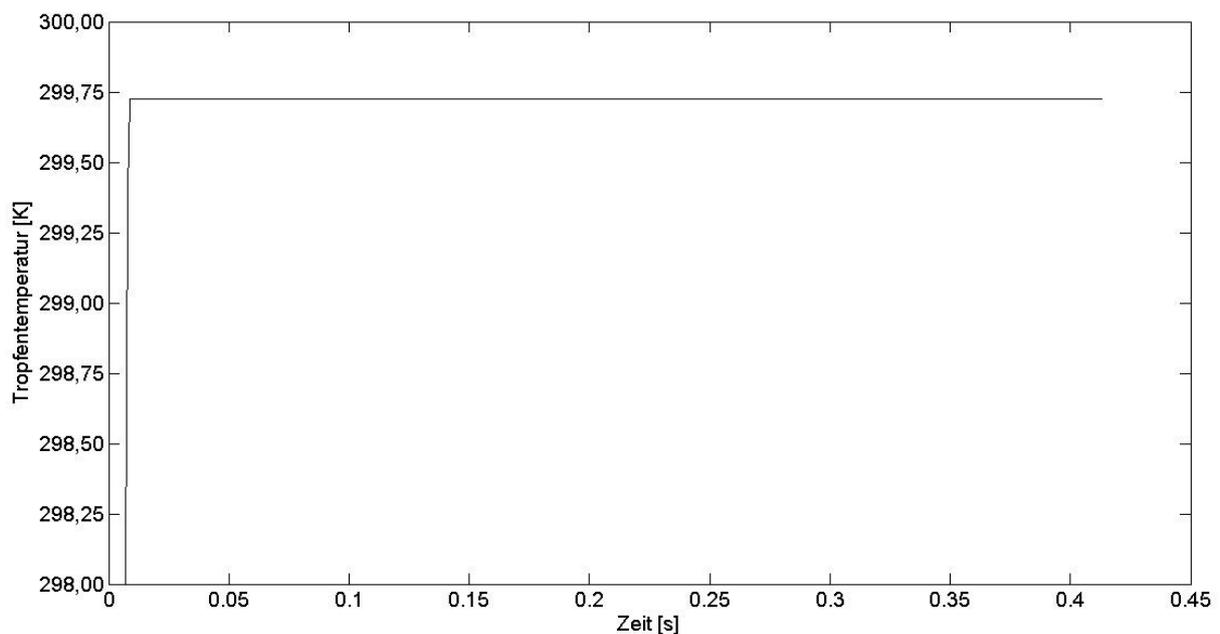


Abb. 6.2: Temperaturverlauf des Tropfens

Da sich mit der Gleichgewichtstemperatur auch eine nahezu konstante Verdampfungsrate – und, damit einhergehend, eine zeitlich nahezu konstante Wärmebindung – einstellt, nehmen die entsprechenden Grafen die Gestalt linearer Funktionen an; lediglich die Strömungsverhältnisse üben noch einen verschwindenden Einfluss auf diese Größen aus. Obgleich die Annahme einer vom Brand unbeeinflussten Umgebung sicherlich im Hinblick auf eine realitätsnahe Einschätzung der Kühlung durch Tropfenverdampfung nicht hinnehmbar ist, gibt das Beispiel doch einen ersten Eindruck davon, wie selbst das Wirksamwerden äußerst kleiner Wassertropfen durch ausreichende Zuluftkühlung gehemmt werden kann. Im vorliegenden Fall verdampft ein mittig im Spray freigesetzter Tropfen zu lediglich 3,53%, und dementsprechend werden nur rund 4% seines potentiellen Wärmebindungsvermögens – die Erwärmung des freigesetzten Dampfs nicht mitgerechnet – für die Volumenkühlung wirksam.

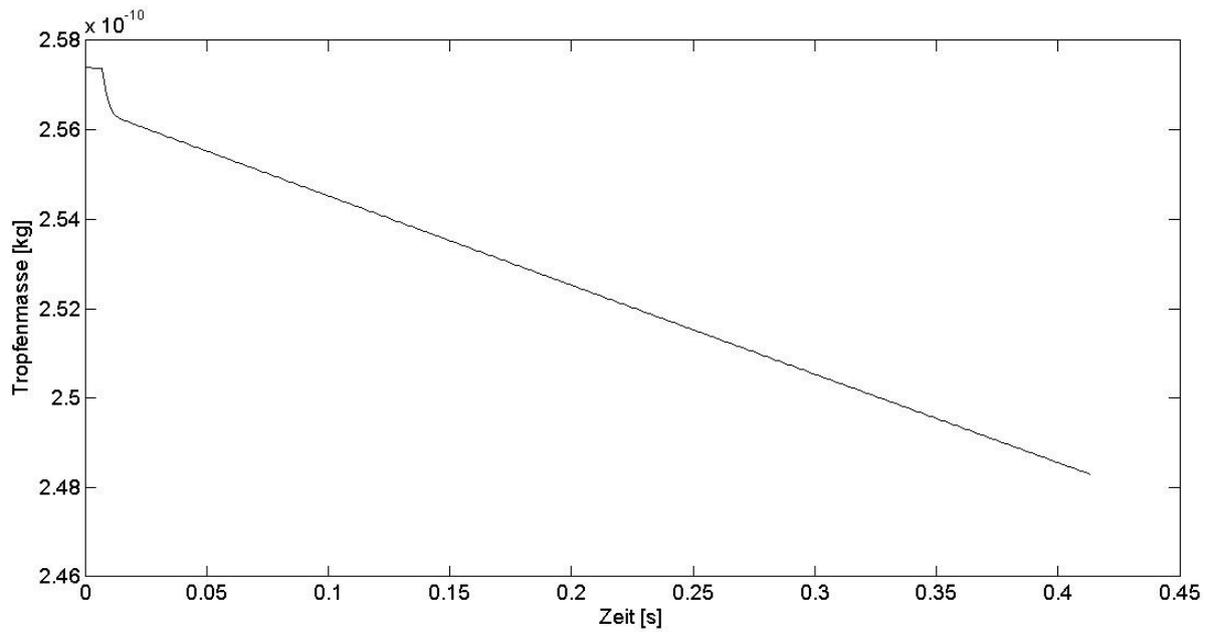


Abb. 6.3: Abnahme der Tropfenmasse durch Verdampfung

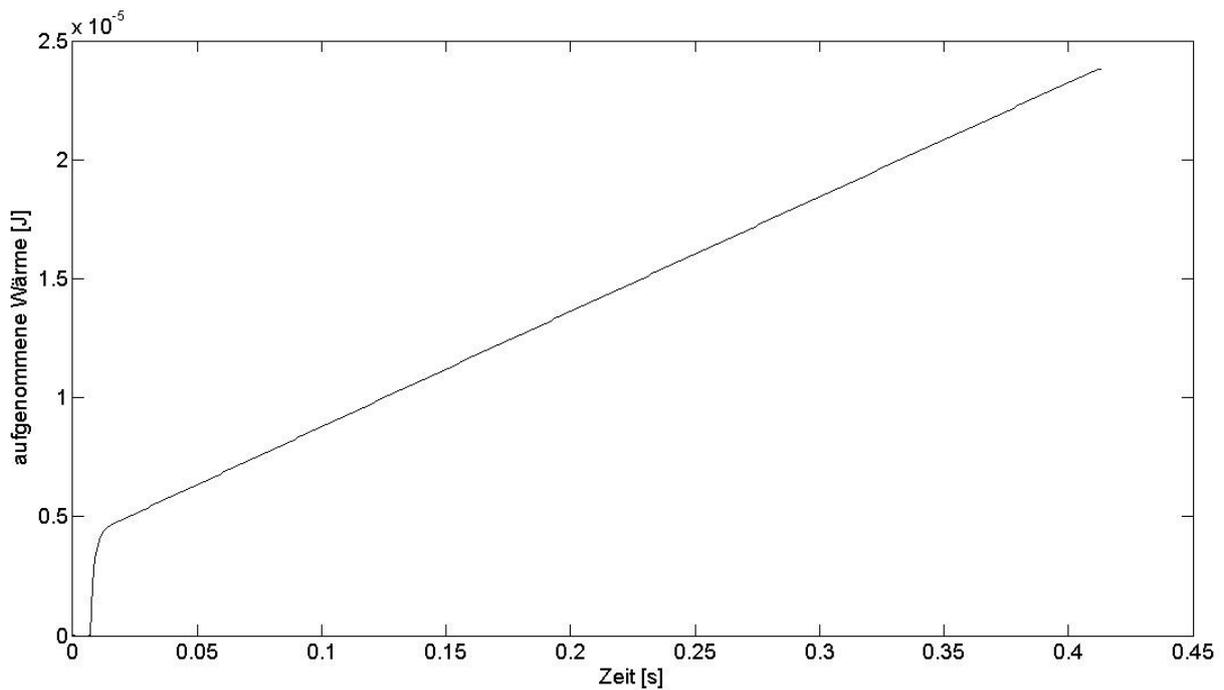


Abb. 6.4: Wärmeaufnahme des Tropfens aus der Flammenzone

Bezüglich der Wirkung des Tropfenkollektivs auf die Brandentwicklung – es wurden bis zu 10.000 Einzeltropfen je Rechenschritt ausgespielt, jedoch zeigt sich bereits für 1.000 Tropfen eine hinreichende Stabilität der summarischen Ergebnisse – kann festgestellt

werden, dass unmittelbar nach dem Einsetzen des Löschangriffs, also zu dem Zeitpunkt, zu dem Brandgas und eingedüste Luft als ideal vermischt betrachtet werden, die theoretisch vorherrschende Plumetemperatur nur noch geringfügig sinkt (siehe Abbildung 6.5). Die thermische Trägheit des Systems durch kontinuierliche Produktion konvektiver Brandwärme sorgt dafür, dass, obwohl gemäß dem unterstellten Zusammenhang mit dem Dampfdruck an der Brennstoffflächenoberfläche mit deren langsam, aber stetig sinkender Temperatur (von 370 K, relativer Dampfdruck 0,955, auf 361,6 K, relativer Dampfdruck 0,740) die gesamte Wärmefreisetzungsrate deutlich abnimmt (siehe Abbildung 6.6), die Zündtemperatur erst nach achtmaligem Durchlaufen des Simulationsalgorithmus unterschritten wird.

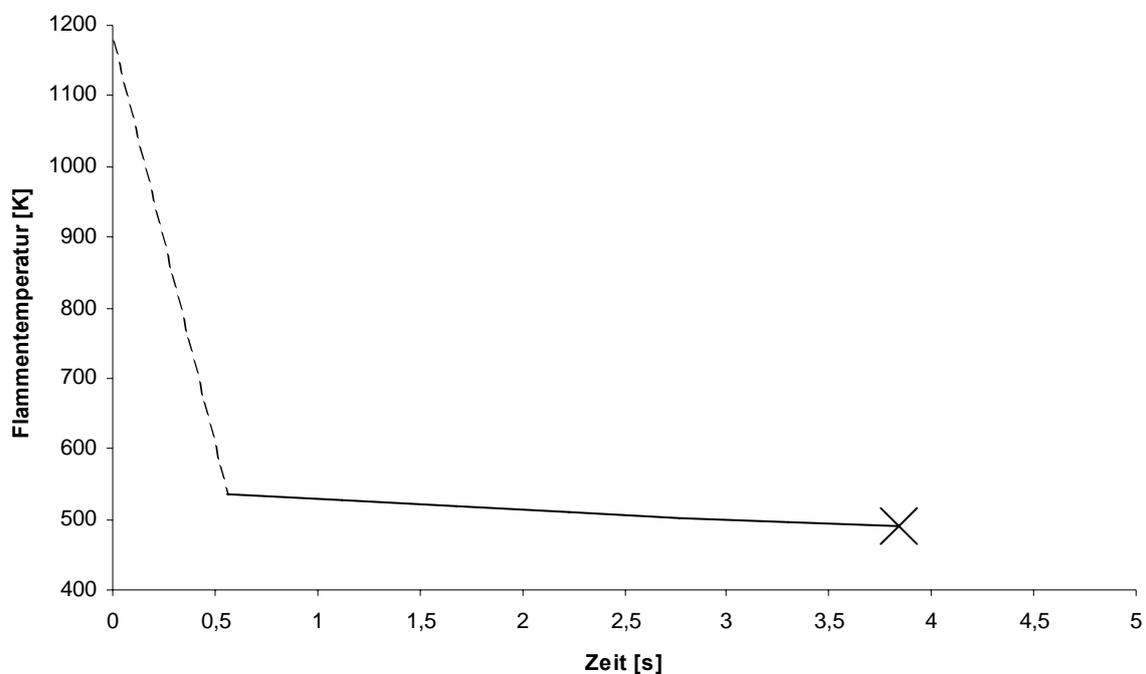


Abb. 6.5: Verlauf der theoretischen Flammentemperatur bis zum Erlöschen

Bemerkenswert aber ist vor allem der als unwesentlich zu bezeichnende Beitrag der Löschwasserkühlung (siehe Abbildung 6.7), ein Effekt, der im Einklang mit den Beobachtungen am Einzeltropfen steht, jedoch gewiss auch auf den geringen Löschmittelstrom zurückzuführen ist. In der Realität hätte wohl bereits der Zustrom kalter Umgebungsluft genügt, um ein Verlöschen des Brandes herbeizuführen (siehe auch die in Abschnitt II getätigten Aussagen zur Mindestverbrennungstemperatur).

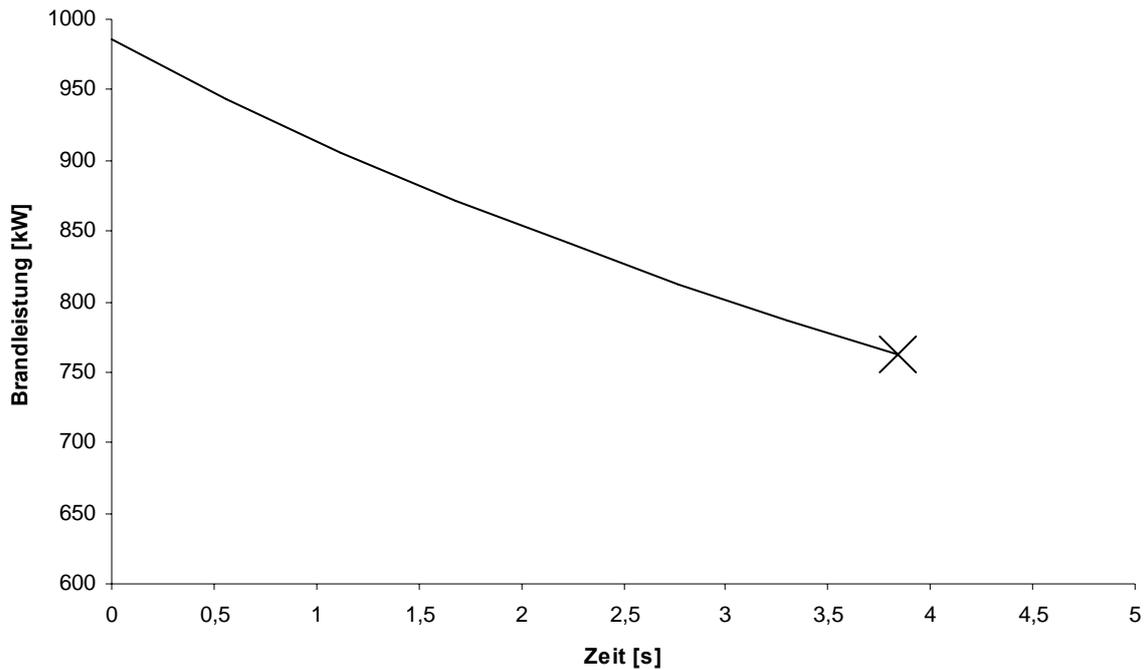


Abb. 6.6: Verlauf der prognostizierten Brandleistung bis zum Erlöschen

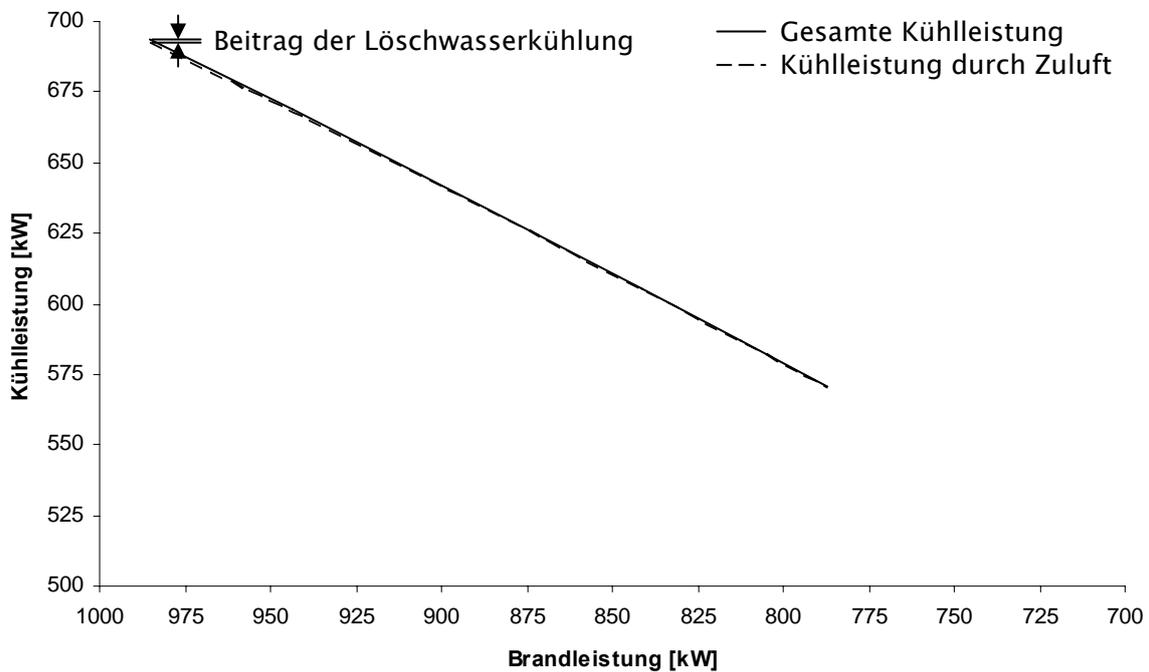


Abb. 6.7: Zusammenhang zwischen erzielter Kühlleistung und verbleibender Brandleistung; Beitrag der Volumenkühlung durch Löschwasser zum Brandunterdrückungserfolg

Die weiteren Ausführungen befassen sich explizit mit der Einbeziehung stochastischer Größen und unterziehen auch den Einfluss der Zulufttemperatur einer näheren Betrachtung.

VI.3 Messdatenauswertung und -integration in die Algorithmen

Die extern untersuchten Vollkegeldüsen können zunächst einmal durch die Durchflussraten sowie ihre Fluiddrücke (im Auslegungsbetrieb) mit Hilfe des so genannten K-Faktors – wie auch bei Sprinklern üblich – charakterisiert werden. Diese Kenngröße ist dabei wie folgt definiert [7]:

$$K \equiv \frac{\dot{V}_N}{\sqrt{P_N}} \cdot \frac{\text{min} \cdot \sqrt{\text{bar}}}{l} \quad (\text{VI-4})$$

mit $\dot{V}_N \dots$ Durchflussrate [$\text{l} \cdot \text{min}^{-1}$]

Gelegentlich treten, je nach Schrifttum, an die Stelle der Wurzel von $\frac{1}{2}$ abweichende Exponenten.

Die im Übrigen bedeutsamen Öffnungswinkel der Sprühkörper im *Momentum Regime* wurden anhand von Fotografien der Sprays geschätzt; die jeweils zu Grunde gelegten Parameter sind Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Beide Sprühkörper wurden im Abstand $x = 100 \text{ cm}$ zur Düse in den in Abbildung 6.8 dargestellten unterschiedlichen Rastern vermessen. Dabei ist anzumerken, dass Messdaten für die Punkte (0|0), (20|0) und (0|80) (vergleiche Abbildung 6.8) offenbar nicht erhoben wurden, sich aber zumindest nicht in der Versuchsdokumentation wiederfinden. Das zu Grunde liegende Koordinatensystem wurde den Ausführungen in Abschnitt III folgend angepasst.

Tab. 6.1: Parameter der untersuchten Vollkegeldüsen

Düse	Druck [bar]	Durchflussrate [$\text{l} \cdot \text{min}^{-1}$] (Herstellerangabe)	Durchflussrate [$\text{l} \cdot \text{min}^{-1}$] (Messwert)	Sprayöffnungswinkel [°]
K = 41	2,5	65	68	108
K = 44	3,1	78	82	60

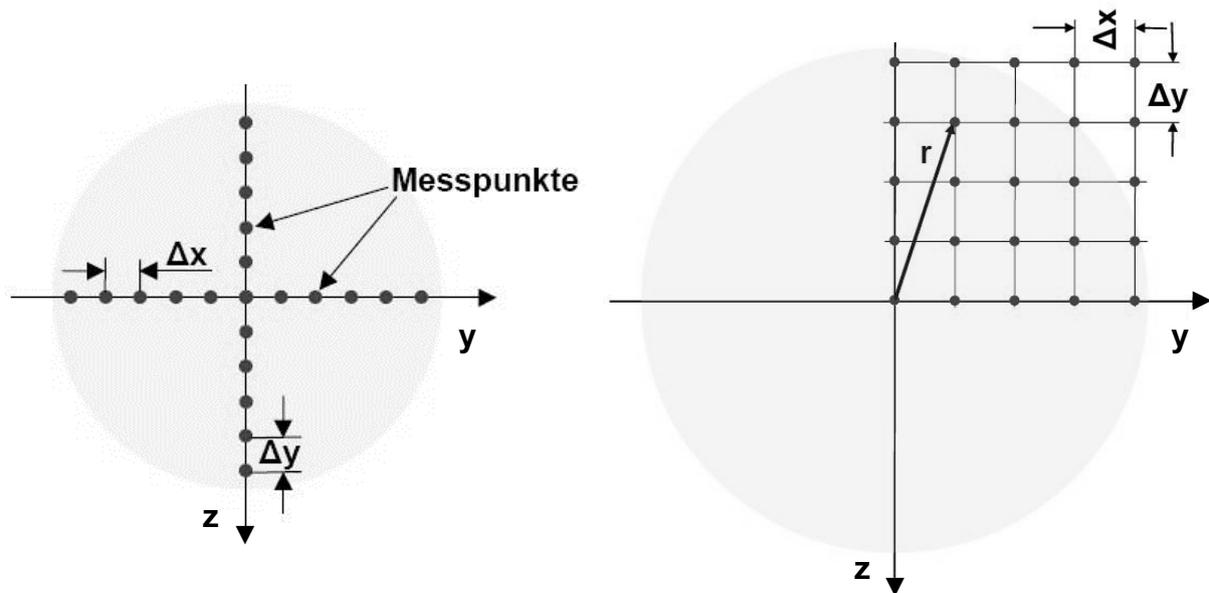


Abb. 6.8: Lage der Messpunkte im Spray-Querschnitt; links: $K = 44$ ($\Delta x = \Delta y = 10$ cm), rechts: $K = 41$ ($\Delta x = \Delta y = 20$ cm)

Für jeden dokumentierten Messpunkt standen zur Verfügung:

- absolute Häufigkeiten für Tropfendurchmesser in Klassen der Breite $20 \mu\text{m}$,
- Längen-, Oberflächen-, Volumen- und Sauter-Durchmesser,
- mittlere Geschwindigkeiten und deren Standardabweichungen und
- lokale Durchflussraten.

Zunächst wurden aus den gemessenen Tropfengrößen, wie in Abschnitt V.2 beschrieben, die Parameter geeigneter Wahrscheinlichkeitsverteilungen geschätzt. Dabei wurden lediglich solche Punkte berücksichtigt, deren Lage bei einem horizontalen Abstand von einem Meter zwischen Düse und Brennstofffläche (entsprechend dem Abstand der Messebene zur Düse) sowie bei mittlerer Anordnung zu einer Seite der Lache noch ein unmittelbares Eindringen von dort freigesetzten Tropfen in die Plume erlaubt. Die Einhaltung dieses Mindestabstands zum Brandherd ist notwendig, um die Gültigkeit der in der Messebene gefundenen Tropfengrößen und der aus ihnen gewonnenen Verteilungen nicht in Frage zu stellen. (Zwar würden realiter die Tropfen bereits auf ihrem Weg zum Messquerschnitt zu einem gewissen Grad erwärmt und verlören einen Teil ihrer Masse durch Verdampfung. Da das Einzeltropfenmodell aber erst in einem gewissen Abstand zur Düse greift und die gegebenen Daten einmal in dieser Ebene erhoben worden sind, muss hier die Grenze des Bilanzraums gezogen werden.)

Die so gefundenen Verteilungstypen einschließlich der jeweils geschätzten Parameter enthält Tabelle 6.2 (bezogen auf μm), Beispiele zugehöriger Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wurden in Abbildung 6.9 illustriert.

Tab. 6.2: Dem Rechenmodell zugeführte Parameter von Wahrscheinlichkeitsverteilungen

Düse	y-Position	z-Position	Verteilung	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$	\hat{p}	\hat{b}
K = 41	0	-20	Normal	397,25	149,39		
K = 41	20	-20	Normal	379,28	140,69		
K = 41	0	-40	Normal	401,97	135,86		
K = 41	20	-40	Log-Normal	5,6332	58,80E-2		
K = 41	0	-60	Normal	458,49	166,68		
K = 41	20	-60	Gamma			6,8919	17,2E-3
K = 41	20	-80	Normal	343,74	122,48		
K = 44	0	0	Gamma			3,5790	8,90E-3
K = 44	10	0	Log-Normal	5,4501	55,84E-2		
K = 44	20	0	Log-Normal	5,6942	54,27E-2		
K = 44	30	0	Gamma			4,3994	11,39E-3
K = 44	-10	0	Gamma			4,7430	11,18E-3
K = 44	-20	0	Gamma			4,5715	11,13E-3
K = 44	-30	0	Gamma			4,7083	11,27E-3
K = 44	0	-10	Normal	479,04	229,52		
K = 44	0	-20	Normal	475,22	210,02		
K = 44	0	-30	Normal	465,11	185,63		
K = 44	0	-40	Normal	481,93	172,82		
K = 44	0	-50	Normal	491,04	183,26		
K = 44	0	10	Normal	480,31	186,72		
K = 44	0	20	Normal	480,54	179,83		
K = 44	0	30	Gamma			4,6610	11,70E-3
K = 44	0	40	Gamma			6,5177	14,44E-3
K = 44	0	50	Normal	469,79	158,82		

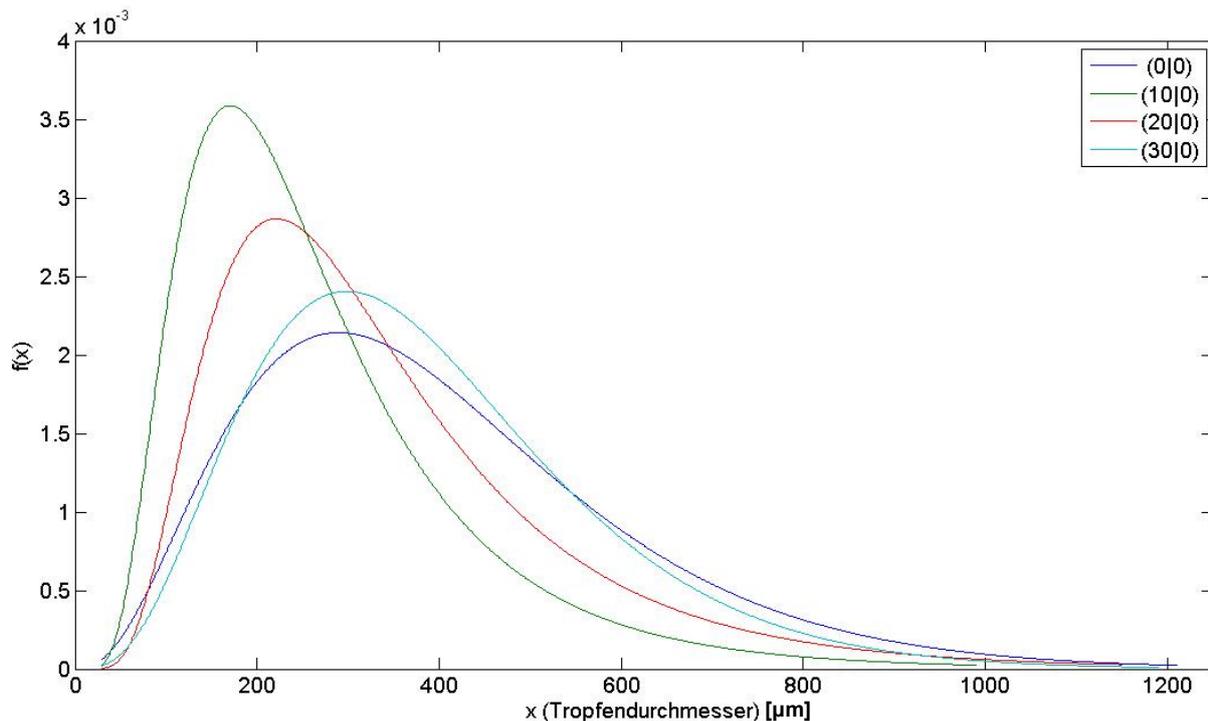


Abb. 6.9: Ausgewählte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Tropfendurchmessern für $K = 44$

Alle Verteilungen wurden entsprechend der an jedem Messpunkt minimal und maximal beobachteten Durchmesserklassen gestutzt. Somit werden in den Simulationen keine Tropfen berücksichtigt, die kleinere Durchmesser als 30 μm beziehungsweise größere als 1210 μm aufweisen.

Hinsichtlich der jedem Tropfen zugeordneten Geschwindigkeiten wurde eine Normalverteilung unterstellt. Die so ausgespielten Werte werden anschließend einer Sphärizitätsprüfung übergeben. Würde ein Tropfen zufällig gewählter Größe also mit einer Geschwindigkeit versehen, welche ihn seiner Kugelform beraubte, würde diese Geschwindigkeit automatisch auf den maximal zulässigen Wert reduziert. Dieses Verfahren erwies sich als notwendig, weil bezüglich der Geschwindigkeiten lediglich über alle an einem Punkt gemessenen Tropfen gemittelte Parameter vorlagen – etwaige Korrelationen zwischen Tropfengrößen und –geschwindigkeiten konnten daher nicht bestimmt werden.

Startvektoren wurden wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt erzeugt. Da inwärtige Bewegungen somit ausschließlich durch den Einfluss der Schwerkraft zustande kommen

können, stellt sich implizit die Frage, ob sich der Messquerschnitt noch im *Momentum Regime* befand und mithin eine Übertragung der Messdaten auf laterale Anwendung überhaupt zulässig ist – beide Düsen wurden hängend vermessen, und müsste die Gravitation im Startquerschnitt in 100 cm Abstand von der Düse bereits merklichen Einfluss auf die Bahnen insbesondere größerer Tropfen und somit auf lokale Durchflussraten ausgeübt haben, ginge die zu simulierende Applikation mit zusätzlichen schwer kalkulierbaren Unsicherheiten einher. Da im *Gravitation Regime* aber in jedem Fall höhere Durchflussraten im Kernbereich vorliegen müssten (vergleiche Abschnitt II, insbesondere Abbildung 2.1), erlaubt ein Vergleich mit in den Randbereichen gemessenen Volumenströmen eine zwar unvollständige, aber auf Grund der groben Messraster auch nicht weiter differenzierbare Beurteilung dieses Sachverhalts. Tatsächlich liegen diejenigen flächenbezogenen Durchflussraten, die an Punkten gemessen wurden, welche für die Simulation noch Relevanz besitzen (nur 31,23% der Querschnittsfläche für $K = 41$ und 70,64% für $K = 44$ decken sich mit den Flammen; Tropfen, die aus den Kreissegmenten zu beiden Seiten davon freigesetzt werden, können die Heißgaszone nicht auf direktem Weg erreichen und scheiden für die Belange der Simulationen aus), in beiden Fällen gegenüber den übrigen Punkten in Summe nur um den Faktor 1,05 höher. Es kann mithin, auch anhand der fotografisch dokumentierten Formen der Sprühkegel, davon ausgegangen werden, dass die Messungen im *Momentum Regime* erfolgten und eine Übertragung auf die Verhältnisse seitlicher Eindüsung unproblematisch ist.

Die Anordnung der Löschdüsen gegenüber der Plume ist in Abbildung 6.10 noch einmal schematisch dargestellt. Auf die Berücksichtigung eines Plumeöffnungswinkels wurde im Folgenden verzichtet (vergleiche Abschnitt III.4).

Beide Sprays genügen der engeren Definition von Wassernebeln – 99% aller gemessenen Tropfen liegen in kleineren Durchmessern als 1000 μm vor. Die Abschätzung der Tropfenabstände gemäß Gleichung (V-20) ergibt Abstandsvielfache von 14,5 ($K = 41$) beziehungsweise 14,0 ($K = 44$) bei Zugrundelegung der geringsten mittleren Geschwindigkeiten im jeweiligen Spray und der gemessenen (höheren, vergleiche Tabelle 6.1) Durchflussraten an der jeweiligen Düse; die globale Einzeltropfenbetrachtung erscheint somit unbedenklich (siehe Abschnitt V.3). Lokale Geschwindigkeiten und Durchflussraten sind im Anhang zu finden.

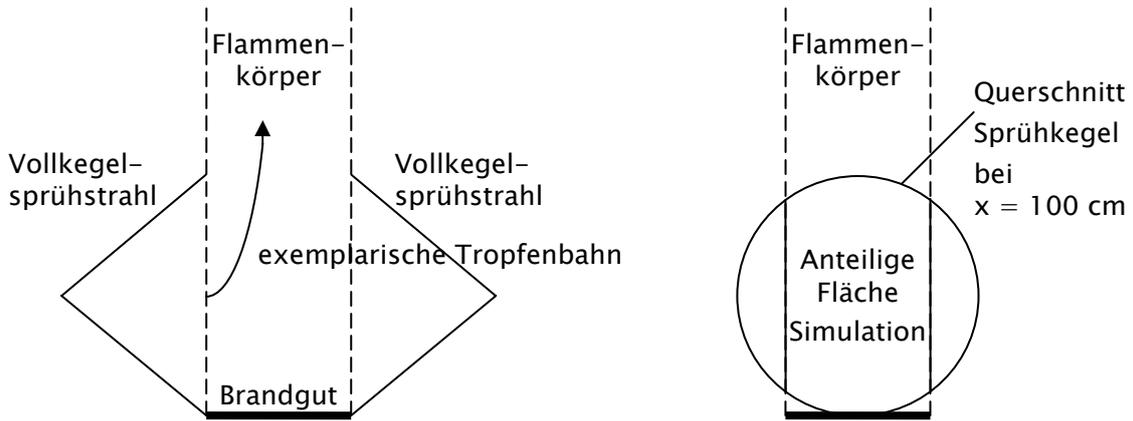


Abb. 6.10: Anordnung der Löschdüsen gegenüber Brandgut und Plume in den Simulationen

Um eine bessere Repräsentation der Sprays zu erreichen, als dies bei Beschränkung auf die Messpunktkoordinaten der Fall wäre, wurden die Startpunkte gewissen zufälligen Variationen unterworfen. Im Fall der Düse mit $K = 44$ erstreckte sich die Menge der jeweils möglichen Punkte auf Kreisbögen mit dem Mittelpunktswinkel 90° und der y - beziehungsweise z -Achse (je nachdem, auf welcher Achse der Ursprungspunkt liegt) als Winkelhalbierende. Für die Düse mit $K = 41$ wurden sowohl die z -Koordinaten mit zufällig alternierenden Vorzeichen versehen als auch die Mengen der jeweils möglichen Punkte auf Rechtecksflächen um die Ursprungspunkte erweitert, wie Abbildung 6.11 in je einem Beispiel verdeutlicht.

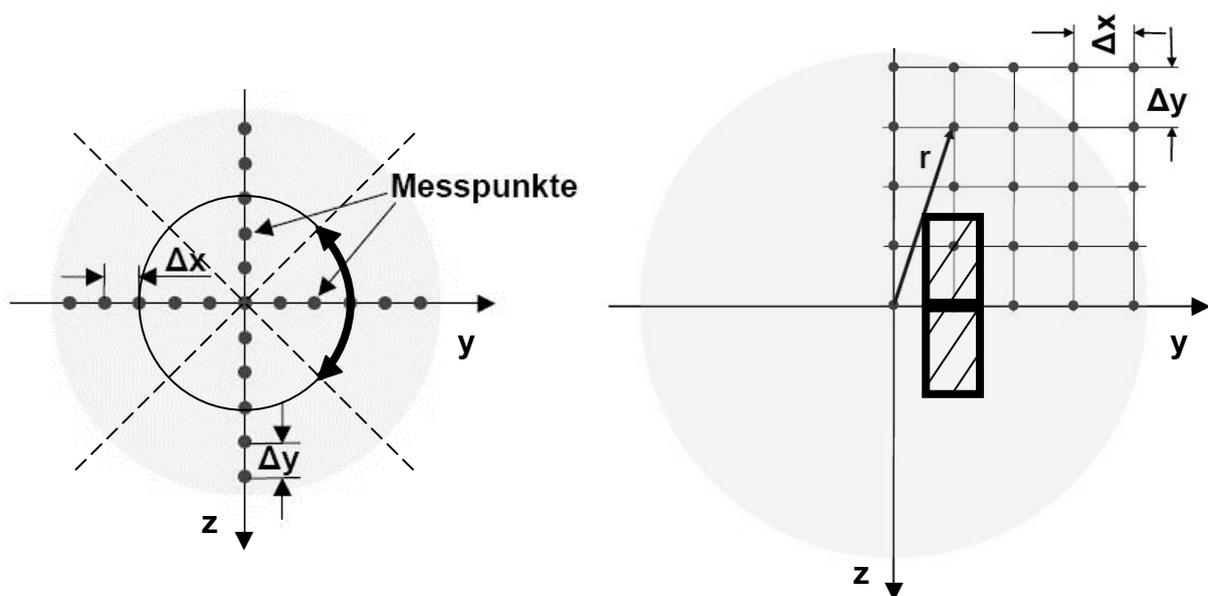


Abb. 6.11: Veranschaulichung der in den Simulationen angenommenen Freisetzungsbereiche

Obwohl zweifelsohne eine einheitliche Vermessung zu vergleichender Sprays vorteilhaft erscheint, können wiederum mittels Zufallszahlen und deren Umsetzung in gleichverteilte Startpositionen über gewisse Areale im Sprühkegelquerschnitt reale Freisetzungsmuster auch aus unterschiedlichen Rastermessungen näherungsweise abgeleitet werden. Die Anteile der an jedem Messpunkt festgestellten Durchflussraten werden dann den ihnen zugehörigen Arealen zugeordnet, sodass eine sinnvolle Hochrechnung der in Simulationen erzeugten Ausgangsgrößen (durch Tropfen aufgenommene Wärmen, freigesetzte Wasserdampfmassen, oberflächenlöschwirksame Tropfenmassen und verstrichene Zeiten) für die hinsichtlich der Löschwirkung zu berücksichtigende Fläche im Querschnitt ermöglicht wird.

VI.4 Simulationsergebnisse und Beurteilung der globalen Kühlwirkung sowie Abschätzung des Löschmitteleinflusses durch Inertisierung

Da sich im Zusammenspiel mit unsicheren Flammentemperaturen insbesondere die Umgebungstemperatur als für die Simulationsergebnisse entscheidend herausgestellt hat – die Mischungstemperatur von Brandgasen und mit dem Löschmittelstrom eingemischter Luft bestimmt die Effektivität des Wassernebelsprays in erheblichem Maße, wie bereits die ersten Berechnungen zur Algorithmenverifizierung ergaben – wurden Simulationen für beide Vollkegeldüsen wieder für eine konstante Flammentemperatur von 900°C, aber für verschieden warme Umgebungen durchgeführt. Wie Tabelle 6.3 darlegt, nahm sich der Einfluss der Zulufttemperaturen auf Grund der hohen in Rechnung zu stellenden Massenströme gegenüber dem Plumemassenstrom sehr viel gewichtiger aus, sodass auf die Betrachtung anderer Flammentemperaturen verzichtet wurde.

Erst in vergleichsweise hohen Temperaturbereichen, ab Umgebungstemperaturen von etwa 300°C bis 500°C, wirken sich Variationen der Flammentemperatur demnach in nicht zu vernachlässigender Weise auf die Qualität der Prognose eines Brandunterdrückungserfolgs durch Kühlung aus. Das bedeutet, dass der *Zeitpunkt* des Löschangriffs für die Aussagekraft der Simulationen – die Validität der verwendeten Modelle vorausgesetzt – von entscheidender Bedeutung ist (vergleiche Abbildung 2.2). Die Zündtemperatur wurde als geringster Wert angesetzt, weil einerseits bereits bei Temperaturen unterhalb von etwa 162°C ($K = 41$) be-

Tab. 6.3: Maximale Variationen der Flammentemperatur, für die eine Abweichung der Mischungstemperaturen von ± 1 K in den Simulationen nicht überschritten wird

Düse	T_∞ [°C]	\dot{m}_A [kg·s ⁻¹]	\dot{m}_G [kg·s ⁻¹]	T_{mix} [°C]	$\Delta T_{G,t=0,u}$ [K]	$\Delta T_{G,t=0,o}$ [K]
K = 41	215	13,34	1,24	276	-129	+221
K = 41	300	10,34	1,42	375	-66	+151
K = 41	500	5,89	2,13	608	-13	+14
K = 41	700	3,28	4,26	813	-3	+3
K = 41	900	1,55	N/A	900	(0)	(+1)
K = 44	215	15,34	1,24	269	-161	+355
K = 44	300	12,05	1,42	365	-86	+122
K = 44	500	7,16	2,13	593	-18	+20
K = 44	700	4,28	4,26	800	-3	+4
K = 44	900	2,39	N/A	900	(0)	(+1)

ziehungsweise 168°C (K = 44) die Zuluftkühlleistung allein ausreicht, um eine für sofortiges Verlöschen genügende Abkühlung zu erzielen. Andererseits zeigen sich für 162°C bis 215°C keine nennenswerten Unterschiede in den ausgegebenen Werten. Die Zündtemperatur stellt dabei insofern eine bemerkenswerte Grenze dar, dass für höhere Temperaturen die prinzipielle Gültigkeit des Brandunterdrückungsmodells in Frage gestellt werden muss; im Verlauf des Löschvorgangs stellte sich eigentlich ein Wärmerückstrom von der den Brand umgebenden Atmosphäre ein, was in den zuvor aufgestellten Gleichungen nicht berücksichtigt wurde. Für sehr hohe Umgebungstemperaturen ergeben sich außerdem gemäß Gleichung (III-70) extrem große Plumemassenströme. Da hier die Unterscheidung zwischen Atmosphäre und Flammenzone jedoch faktisch ihre Relevanz verliert, ist der Fall $T_\infty = T_G$ im Wesentlichen als bedeutungslos einzustufen.

Die konkreten Ergebnisse der Simulationen zeigt Tabelle 6.4. Reproduzierbare Ergebnisse konnten für 12.500 (K = 41) beziehungsweise 10.000 ausgespielte Tropfen (K = 44) erzielt werden. Jede Simulation erbrachte für sich bereits innerhalb des ersten Durchlaufs im äußeren Algorithmus einen Löscherfolg. Für die Auswertung bezüglich der globalen Kühlwirkung

und Prognose der Brandunterdrückung kamen die folgenden Gleichungen zusätzlich zur Anwendung:

- Zeit bis zum Verlöschen (aus Gleichung (III-55)):

$$t_{ext} = \frac{m_G \cdot c_{p,G,mix} \cdot (T_{mix} - T_z) \cdot m_{W,1}}{2 \cdot \dot{m}_W \cdot Q_{W,1}} \quad (\text{VI-5})$$

mit $c_{p,G,mix}$... spezifische Wärmekapazität der Flammengase bei Mischtemperatur [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

$m_{W,1}$... Summe der für Δt_1 ausgespielten Tropfenmassen [kg]

\dot{m}_W ... Durchflussrate [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$]

$Q_{W,1}$... Summe der durch ausgespielte Tropfen in Δt_1 aufgenommenen Wärmen [J]

T_z ... Zündtemperatur des Brennstoffdampf-Luft-Gemischs [K]

- Durch Löschwasser den Flammen entzogene Wärme (zwei Düsen):

$$Q_W(t_{ext}) = 2 \cdot \dot{m}_W \cdot \frac{Q_{W,1}}{m_{W,1}} \cdot t_{ext} \quad (\text{VI-6})$$

- Von der in die Flammen einströmenden Luft aufgenommene Wärme:

$$Q_A = m_G \cdot (c_{p,G,t=0} \cdot T_{G,t=0} - c_{p,G,mix} \cdot T_{mix}) \quad (\text{VI-7})$$

mit $c_{p,G,t=0}$... spezifische Wärmekapazität der Flammengase bei $T_{G,t=0}$ [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

$T_{G,t=0}$... ursprüngliche Flammentemperatur [K]

Die Angabe der Kühlleistung ist an dieser Stelle wenig zweckmäßig, da die Intervalldauer durch gewisse wenige in den Simulationen ausgespielte Tropfen gegenüber der durchschnittlichen Verweilzeit aller simulierten Tropfen extrem lang geraten kann (Lebensdauern von bis zu 8,43 s wurden errechnet). Solche Tropfen beschreiben lange Bahnlinien, weil sie

sich auf Grund ihrer relativ großen Masse sowie einer „günstigen“ Startposition zunächst allmählich dem Brandgut nähern, im Zuge dessen aber genügend Dampf abgeben, um von der Auftriebsströmung nahezu über die gesamte Flammenlänge hinweg wieder aufwärts transportiert zu werden. Ein einziger solch untypischer Verlauf hätte zur Folge, dass die Wärmeaufnahme des Kollektivs, die sich überwiegend in weit geringerer Zeit vollzieht, auf einen viel zu großen Zeitraum bezogen und somit die Kühlleistung durch Löschwasser drastisch unterschätzt würde. Die Verwendung massebezogener Wärmen in den oben aufgeführten Beziehungen eliminiert diesen Fehler und dürfte auch deshalb realistischere Werte liefern, da die Tropfenfreisetzung eigentlich kontinuierlich geschieht.

Tab. 6.4: Simulationsergebnisse für verschiedene Umgebungstemperaturen

Düse	T_{∞} [°C]	t_{ext} [s]	oberflächen- kühlwirksam	verdampft	Q_A [kJ]	Q_W [kJ]	Anteil Wasser an Volumen- kühlung
K = 41	215	1,91	29%	0,5%	703,7	60,0	7,9%
K = 41	300	1,15	29%	1,2%	505,1	135,3	21,1%
K = 41	500	0,14	25%	23,9%	209,5	258,9	55,3%
K = 41	700	0,10	17%	52,3%	50,8	318,7	86,3%
K = 41	900	0,09	17%	59,0%	0,0	341,0	100,0%
K = 44	215	1,33	40%	0,6%	721,3	53,4	6,9%
K = 44	300	0,92	41%	1,3%	521,5	130,2	20,0%
K = 44	500	0,11	38%	25,7%	223,5	247,4	52,5%
K = 44	700	0,08	30%	53,9%	59,3	314,4	84,1%
K = 44	900	0,07	27%	61,9%	0,0	343,6	100,0%

Schließlich soll anhand der gewonnenen Daten noch der Einfluss der Inertisierung beurteilt werden. Um einzuschätzen, ob es im Simulationsverlauf zur Akkumulierung von Wasserdampf in den Flammen kommt, wird die *Erneuerungslänge* eingeführt. Bei Vernachlässigung der Raumforderung durch den Dampfmassenstrom selbst wird sie wie folgt berechnet:

$$L_{ren} = \frac{\dot{m}_A + \dot{m}_G}{\rho_{G,mix} \cdot A_L} \cdot \Delta t_k \quad (VI-8)$$

mit $\rho_{G,mix}$... Dichte der Flammengase bei Mischtemperatur [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]

Ist die Erneuerungslänge größer als die Flammenlänge, erneuert sich die Plume im Intervall k L_{ren}/L_F mal, und die Volumenkonzentration des freiwerdenden Wasserdampfs beträgt (unter der Annahme seiner homogenen Verteilung im Flammenkörper) maximal

$$c_{vap} = \frac{V_{vap,k}(T_{mix})}{V_F} \cdot \frac{L_F}{L_{ren}} \approx \frac{m_{vap,k}}{\rho_{G,mix} \cdot A_L} \cdot \frac{1}{L_{ren}} = \frac{m_{vap,k}}{(\dot{m}_A + \dot{m}_G) \cdot \Delta t_k} \quad (VI-9)$$

mit $m_{vap,k}$... Summe der in Δt_k verdampften Tropfenmassen [kg]

V_F ... Volumen des Flammenkörpers [m^3]

$V_{vap,k}$... Volumen des in Δt_k verdampften Wassers [m^3], hier: bei Mischtemperatur

Alternativ kann ein (hypothetischer) stationärer Zustand gemäß der Gleichung

$$c_{vap}^* = \frac{\dot{m}_{vap}}{(\dot{m}_A + \dot{m}_G)} = \frac{2 \cdot \dot{m}_W}{(\dot{m}_A + \dot{m}_G)} \cdot \frac{m_{vap,k}}{m_{W,k}} \quad (VI-10)$$

mit \dot{m}_{vap} ... stationärer Massenstrom freiwerdenden Wasserdampfs [$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$]

definiert werden. Im Hinblick auf den zuvor diskutierten beträchtlichen Einfluss der errechneten Intervallauern (siehe oben) stellt Gleichung (VI-10) wiederum die wohl realistischere Beziehung dar. Die in den simulierten Szenarien zu erwartenden maximalen und stationären Wasserdampfkonzentrationen enthält Tabelle 6.5.

Zur Senkung der Sauerstoffkonzentration auf 10,9 mol %, die Sauerstoffgrenzkonzentration im Gemisch Heptandampf/Luft/CO₂ nach TRBS 2152 Teil 2, 2006⁵ (Angaben für andere Inertgase wurden nicht ermittelt), müssten für eine erfolgreiche Inertisierung wenigstens 45,5 Vol.-% des Flammenkörpers mit Wasserdampf angefüllt werden, wenn vorausgesetzt wird, dass in den Brandgasen noch ein Sauerstoffanteil von 20 Vol.-% vorliegt – eine hinsichtlich der reichlichen Luftzufuhr eher konservative Annahme, vergleiche Tabelle 6.3 – und, wie bisher, perfekte Vermischung sowie Idealgasverhalten unterstellt werden.

Tab. 6.5: Maximale und stationäre errechnete Wasserdampfkonzentrationen

Düse	T_{∞} [°C]	c_{vap} [Vol.-%]	c_{vap}^* [Vol.-%]
K = 41	215	0,09	0,08
K = 41	300	0,24	0,23
K = 41	500	7,08	6,74
K = 41	700	16,47	15,69
K = 41	900	N/A	N/A
K = 44	215	0,10	0,09
K = 44	300	0,28	0,26
K = 44	500	7,96	7,53
K = 44	700	18,18	17,21
K = 44	900	N/A	N/A

Für $T_{\infty} = T_G$ kann der Plumemassenstrom nicht mehr aus Gleichung (III-70) bestimmt werden, weshalb die Berechnung entsprechender Volumenkonzentrationen entfällt.

VI.5 Diskussion der Ergebnisse

Offensichtlich wird die Wirksamkeit von Wassernebellöschdüsen – ganz gleich, ob es sich etwa um Nieder- oder Hochdrucksysteme handelt – erheblich von einem Zusammenspiel der konstruktions- sowie betriebsbedingten Faktoren Fluiddruck, Durchflussrate, Spektrum der

⁵ Vermeidung oder Einschränkung gefährlicher explosionsfähiger Atmosphäre

Tropfengrößen und auch dem Sprayöffnungswinkel bestimmt. Diese Parameter beeinflussen die Kühlwirkung auf Flammenkörper und Brandgut auf verschiedene Weise: Tropfengrößenverteilungen, welche zu kleinen Durchmessern neigen, begünstigen die Wärmeaufnahme im Heißgasregime ebenso wie hohe Massenströme an Löschwasser. Zusätzlich vermindert aber ein hoher Zuluftmassenstrom, der durch hohe Durchflussraten *und* Betriebsdrücke sowie eine weiträumige Auffächerung des Sprühstrahls hervorgerufen wird, eventuell die Flammengastemperatur und entscheidet somit über die tatsächliche Effektivität der Löschwasservolumenkühlung. Als über die Maßen bedeutsam für den Löschvorgang als Ganzes erweisen sich mithin die Temperaturen von Flammen und Umgebung, da erst die bei der Beaufschlagung des Brandes mit einem Wasserdampf sich einstellende Mischtemperatur über das Ausmaß des Wärmetransports an Löschwassertropfen Aufschluss geben kann. Obwohl die den bislang durchgeführten Simulationen zu Grunde liegende Annahme einer bei veränderlicher Umgebungstemperatur gleichbleibenden (und zudem homogenen) Flammengastemperatur in gewisser Weise einen Schwachpunkt der Untersuchung darstellt – die Temperatur einer adiabaten Verbrennung erhöht sich etwa um denselben Betrag wie die der dieser zugeführten Luft, und im nicht-adiabaten Fall ist jedenfalls ein ähnliches Verhalten zu erwarten – werden doch gerade aus den Simulationsergebnissen beider Niederdruckdüsen allgemeine Tendenzen erkennbar, die eine nähere Betrachtung verdienen.

- Hinsichtlich des Löschwasseranteils, der eine Oberflächenkühl- beziehungsweise Benetzungs- oder Verdünnungswirkung am Brandgut entfalten kann, fällt auf, dass mit steigender Temperatur bei der Düse mit $K = 44$ zunächst eine leichte Zunahme und bei $K = 41$ zumindest keine Abnahme zu verzeichnen ist, was in einem scheinbaren Widerspruch zu erwartungsgemäß ansteigenden Verdampfungsraten steht. Dieses Phänomen begründet sich aus zweierlei Ursachen. Erstens erhöht sich der verdampfte Anteil beim ersten unterstellten Anstieg der Mischtemperatur (um jeweils etwa 100 K) nur relativ geringfügig, schwerer wiegt offenbar der mit der Abnahme der Gasdichte erheblich verringerte Strömungswiderstand an den Tropfen; sie erfahren damit eine stärkere Beschleunigung in Richtung Brandgut. Zweitens ergibt sich aus Messwerten am Punkt (0|30) ein unverhältnismäßig hoher anteiliger Volumenstrom ausgehend von vergleichsweise tiefen Punkten im Spray, wodurch besagter Effekt für $K = 44$ in

der Hochrechnung eine Verzerrung bewirkt. Obgleich die direkte Brandgutkühlung wegen der modellbedingten Vorrangigkeit der Volumenkühlung in den vorliegenden Fällen nicht zum Tragen kam, ist gerade die erneute Stabilisierung bei höheren Temperaturen und $K = 41$ bemerkenswert. Allerdings stellt auch sie eine mittelbare Folge des PDA-Messrasters dar, da am Punkt (20|-40) der mit Abstand höchste lokale Durchfluss festgestellt wurde. Dieser bewirkt durch die in Abschnitt VI.3 beschriebene y-Achsenpiegelung wiederum eine Verzerrung derselben Ursache: große Mengen unvollständig verdampfter Tropfen, welche in einer nun vorherrschenden Gasphase äußerst geringer Dichte kurze Bahnen zum Brandgut beschreiben.

- Bei errechneten Wasserdampfkonzentrationen im Flammenkörper von Höchstwerten um 16 - 18 Vol.-% (für Mischtemperaturen um 800°C) konnte ein globaler Einfluss der Brandgasinertisierung nicht prognostiziert werden. Jedoch beruht dieses Ergebnis auf der Annahme idealer Verteilung des freiwerdenden Dampfes und berücksichtigt im Übrigen nicht eine zu erwartende Einschnürung der Plume (vergleiche Abschnitt III.4), die, einhergehend mit einem potentiell drastisch abnehmenden Flammenvolumen, je nach spezifischer Anordnung der Löschdüsen zum Brandherd, auch deutlich höhere lokale, aber immerhin brandgutnahe Dampfkonzentrationen in der Plume erlaubte. Die Frage nach einer löschwirksamen Inertisierung durch Wassernebel kann somit anhand des entwickelten Modells zumindest nicht in allgemeingültiger Weise und keineswegs abschließend geklärt werden. Das mögliche Zustandekommen einer löschwirksamen *Verdünnung* vormals zündfähigen Gasgemischs mit Luft allerdings wird – selbst unter Würdigung der Tatsache, dass es sich bei Gleichung (III-66) ff. zur Beschreibung des durch einen Vollkegelsprühstrahl verursachten Zuluftstroms lediglich um Näherungsbeziehungen handelt – ganz offenbar bestätigt. Mit Ausnahme des Falls $T_\infty = T_G$ für $K = 41$ genügte stets die durch das Löschesystem zusätzlich eingebrachte Luft, um eine angenommene anfängliche Brennstoffdampfkonzentration von 6,7 Vol.-% (obere Zündgrenze von Heptan in Luft) auf weniger als 1,0 Vol.-% (untere Zündgrenze) zu senken, sofern des Weiteren vorausgesetzt wird, dass der Zuluftstrom das Gemisch entsprechend seinem Vielfachen des stöchiometrischen Luftbedarfs von $0,42 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ verdünnt. Auch wenn im stationären Zustand überstöchio-

metrische Verhältnisse unterstellt werden, bleibt dieser rechnerisch zu erwartende Verdünnungseffekt – jedenfalls für Temperaturen bis etwa 600°C – für beide Düsen verlässlich erhalten.

- Die Wirkung des Löschmittels selbst nimmt – auch unter dem Vorbehalt, dass eine löschwirksame Inertisierung möglicherweise nicht eintritt – gegenüber der Wirkung des Luftstroms mit steigender Temperatur stetig zu. Dass mit zunehmenden Brandleistungen in aller Regel auch höhere Flammengastemperaturen einhergehen sowie, als unmittelbare Folge davon, sich rascher hohe Umgebungstemperaturen einstellen, legt in diesem Zusammenhang zwei interessante Schlüsse nahe. Erstens: die mit der Brandleistung zunehmende Effektivität von Wassernebeln, welche sich etwa in einem geringeren Löschwasserbedarf niederschlägt, ist keineswegs zwingend ein Resultat des Inertisierungseffekts, wie dies von Herstellern der Technologie unisono, in Anlehnung an die Postulate von SCHREMMER [15], behauptet wird. Zweitens: der Zeitpunkt der Intervention beeinflusst (selbst bei sich nicht ausbreitenden Bränden) unter Umständen den Verlauf der Brandunterdrückung, und zwar in der Weise, dass mit der zwischenzeitlichen Erwärmung der den Brand umgebenden Atmosphäre ein höher temperierter Luftstrom in die Plume eingetragen wird, als dies im Brandentstehungsstadium der Fall wäre. Das Wirksamwerden von Löschwasser wird so wiederum begünstigt. Aus alledem folgt, dass, abhängig von der Brandleistung und –ausdehnung, den räumlichen Verhältnissen, dem Düsensystem und dem Zeitpunkt des Löschangriffs, ein Wechselspiel von Einflüssen zu erwarten ist, die sich positiv auf den Löschvorgang auswirken; so können in den zuvor modellierten Szenarien sowohl (beispielsweise bei frühzeitiger Aktivierung der Löschanlage, also relativ niedriger Mischtemperatur) Verdünnung und Kühlung durch den massiven Zuluftstrom als auch (bei verzögerter Aktivierung) Kühlung durch Löschwassertropfen und/oder Brandgasinertisierung den Ausschlag geben, wobei ein merklicher Unterschied hinsichtlich der Löschzeiten nicht vorliegen muss. Eine pauschale Differenzierung nach der Brandleistung jedenfalls erscheint unangebracht.

Der Zielsetzung, eine quantitative Methode zur Bewertung der Löscheffekte beziehungsweise –wirksamkeit von Wassernebellöschanlagen anhand numerischer Verfahren zu ermöglichen, ist nur ein teilweiser Erfolg beschieden. Zunächst einmal gestaltet sich eine Validierung der erarbeiteten Modelle schwierig, zumal durch sie nur eine teilweise Entkopplung der Vielzahl an relevanten Effekten erreicht werden konnte. Auch erlauben die in den Simulationen gewonnenen Ergebnisse keine zweifelsfreien Schlüsse auf tatsächlich existente Unterschiede im Verhalten der beiden polydispersen Schwärme. Etwas anders wäre der Fall gelagert, wäre jeweils dasselbe Messraster zur Anwendung gebracht worden. Die erneute einheitliche Vermessung zweier Sprays ähnlicher Gestalt, jedoch beispielsweise mit deutlich verschiedenen Durchflussraten, dürfte zu aufschlussreicheren wie auch leichter überprüfungs-fähigen Ergebnissen führen; allerdings muss ein Mittel gefunden werden, um einer Verzerrung durch unverhältnismäßig hohe lokale Volumenströme zu begegnen, sofern diese als lediglich punktuelle, der Messortwahl geschuldete Phänomene erkannt werden, die sich also nicht in der realen Gesamtcharakteristik eines Nebels wiederfinden. All diesen Einschränkungen zum Trotz ist festzuhalten, dass eine Reihe neuartiger Ansätze gefunden werden konnte, um immerhin einen ersten qualifizierten Vergleich der Effektivität von (Vollkegel-)Vernebelungsdüsen aus Messdaten ihrer Sprüheigenschaften anzustellen. Die Antwort aber auf die Frage, wie aussagekräftig ein solcher Vergleich geraten kann, ob gar Brandversuche in der Entwicklung der Wassernebellöschtechnologie auf lange Sicht überflüssig werden könnten, müssen künftige, experimentelle und weiterführende Arbeiten geben.

VII Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge der vorliegenden Untersuchung wurde herausgestellt, dass eine mathematisch-physikalische Modellierung der Wirkung von Wassernebellöschdüsen auf Flüssigkeitsbrände möglich, wenn auch mit der Problematik inhärenten Einschränkungen verbunden ist. Diese Einschränkungen ergeben sich vor allem aus nicht hinreichend beschreib- beziehungsweise vorhersagbaren Größen wie der Flammengestalt und -temperatur. Zudem spielt eine große Zahl äußerer Einflüsse eine erhebliche Rolle, weil die Wärme- und Stofftransportvorgänge an Wassertropfen von den Strömungs- und Temperaturverhältnissen bestimmt werden; gerade die Prognose der Temperatur im Flammenkörper, die bei einem Löschangriff zusätzlich von durch das Löschwasser mitgerissener Umgebungsluft beeinflusst wird, ist aber hinsichtlich der vielfältigen vorstellbaren Brandszenarien in Verbindung mit Anordnung und Ansteuerung des spezifischen Löschsystems mit enormen Unsicherheiten behaftet. Als weniger komplex erweist sich die Einbindung von Messdaten zu den Tropfengrößen und -geschwindigkeiten, welche durch laseroptische Verfahren ermittelt und in Form diverser Wahrscheinlichkeitsverteilungen einem zuvor entwickelten Rechenmodell zugeführt werden können.

Die verschiedenen löschwirksamen Effekte, die Wassernebel entfalten können, stehen bei der Abschätzung der benötigten Zeit und Nachhaltigkeit einer Brandunterdrückung im Mittelpunkt. Eine separate Betrachtung hinsichtlich der Dominanz der Einflüsse Flammenvolumen- und Brandgutoberflächenkühlung, Brandgasinertisierung und -verdünnung ist dabei nicht konsequent durchführbar. Allerdings gestattet das einzeltropfenbasierte Rechenmodell stimmige und - bei Anwendung einheitlicher Messverfahren - prinzipiell von Düse zu Düse vergleichbare Aussagen zur tendenziellen Effektivität jedes einzelnen Mechanismus, welche bezogen auf denselben zu Grunde gelegten Flüssigkeitsbrand wiederum maßgeblich durch die vorherrschenden Temperaturen geprägt ist. Es zeigt sich, dass eine allzu pauschale Differenzierung, wie sie derzeit bezüglich der Kühl- und Inertisierungswirkung nach Bereichen der Brandleistung als anerkannt gilt, einer kritischen Prüfung bedarf. Gerade der einer Feuerplume mit dem Löschwasser zugeführte Luftstrom und somit die Wechselwirkungen zwischen Brandgeschehen und Umgebung verdienen offenbar weitreichende Berücksichtigung und werfen die Frage nach der Gültigkeit von derlei Verallgemeinerungen auf.

Die in Simulationen abgebildeten Konfigurationen von Löschdüsen legten unter anderem die potentielle Wirksamkeit des Volumenkühleffekts sowie einer unmittelbaren Verdünnung der Flammengase mit Umgebungsluft nahe. Während der Beitrag der Oberflächenkühlung angesichts grober Messraster zur Gewinnung der Eingangsdaten und der mögliche Beitrag des Inertisierungseffekts auf Grund der erheblichen vorgenannten Unsicherheiten offensichtlich weiterer Untersuchungen bedürfen, wurden Anhaltspunkte dafür gefunden, dass – jedenfalls bei genauerer Kenntnis der Zustandsgrößen und sicherheitstechnischen Kennzahlen, welche mit einem konkreten Brandszenarium in Zusammenhang stehen – eine realistische Prognose des Löscherfolgs anhand des jeweils dominanten Effekts gangbar ist. Jedoch bedarf es zunächst einer besseren Darstellung der Flammengestalt und schließlich auch eines geeigneten Versuchsaufbaus, um das gesamte hier beschriebene Modell zu validieren. Neben messtechnischen Herausforderungen, die dieses Unterfangen zweifelsohne mit sich bringt, stellt die Übertragung auf kompliziertere Brandgeometrien sowie auf Feststoffbrände ein nicht zu unterschätzendes Problem dar. Allerdings ist davon auszugehen, dass bereits ein qualifizierter Vergleich der Wirksamkeit von Löschdüsen auf der Grundlage von PDPA-Messverfahren und numerischen Simulationen einen deutlichen Gewinn für künftige Entwicklungsvorhaben darstellt. Der Grundstein für diese Herangehensweise wurde in der vorliegenden Arbeit gelegt.

VIII Literaturverzeichnis

- [1] Wozniak G. Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte. Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 2003
- [2] Stahl P. „GasSpray“, ein neuer Ansatz zum Einsatz von Wasserdampf im Raumschutz. s+s report 1/2005
- [3] Ditch B, Yu H-Z. Water Mist Spray Characterization and Its Proper Application for Numerical Simulations. IAFSS, Proceedings of the Ninth International Symposium: pp 541-552, 2009
- [4] Portz H. Inertisieren und Löschen mit Wasserdampf: Theorie und praktische Anwendung. Unabhängige Brandschutzzeitschrift 11/1994
- [5] Mayr J, Battran L (Hrsg.) Brandschutzatlas: baulicher Brandschutz, Bd. 3. Feuertrutz Verlag für Brandschutzpublikationen, 1995-, Stand März 2010
- [6] Schremmer U. Erzeugungsprinzipien für Niederdruckwasserdampfstrahlen. Spezialistenseminar „Wasserdampf-Niederdrucktechnik“, 16./17.09.1994
- [7] Klein W, Böke J. Brandschutzanlagen, Teil 1: Grundlagen und Wasserlöschanlagen. Köln: VdS Schadenverhütung, 2004
- [8] Eutener, GA: Druckabhängigkeit von Tropfen und Wurfweite von Sprühstrahlen. vfdB-Zeitschrift 6/1957
- [9] Lefebvre AH. Atomization and Sprays. Hemisphere Publishing Corporation, 1989
- [10] Bill RG, Hansen RL, Richards K. Fine-Spray (Water Mist) Protection of Shipboard Engine Rooms. Fire Safety Journal 4/1997
- [11] URL: http://www.fogtec-international.com/de_wasserdampf/multimedia/downloads/broschueren/fogtec.pdf, abgerufen am 11.01.2011
- [12] Rodewald G. Brandlehre. Verlag W. Kohlhammer, 5. Auflage 1998
- [13] Frank-Kameneckij DA. Stoff- und Wärmeübertragung in der chemischen Kinetik. Springer-Verlag Berlin, 1959
- [14] Schatz H, Kunkelmann J. Löscheinsatz bei gelagerten Stoffen, Teil II: Literaturübersicht und Berechnungsgrundlagen für die Wärmeübertragung bei Tropfen in einer Heißgasströmung. Forschungsbericht Brandschutzforschung der Bundesländer 54, Universität Karlsruhe (TH) 1985

- [15] Schremmer U. Stationäre automatische Wasservernebelungsanlagen – Grundsätze, Wirkungsweise, Gestaltung und Einsatzgrenzen. Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg 1996
- [16] Heskestad G. Extinction of Gas and Liquid Pool Fires with Water Sprays. Fire Safety Journal 4/2003
- [17] Knopf G. Fluchtwegsicherung. Feuerwehr 10/2005
- [18] Kemper H. Brennen und Löschen: Verbrennungsvorgang, Löschverfahren, Löschmittel. ecomed, 2001
- [19] Baumann H. Schneekanone hilft bei Tunnelbränden. Schweizerische Feuerwehr-Zeitung 3/2002
- [20] Grabski R. Grundlagen zum Löschen mit Wassernebel – Wirkprinzipien, Charakterisierung, Messmethoden. Seminar des IWMA und IdF LSA „Wassernebeltechnologie im stationären und mobilen Brandschutz – Vorzüge und Grenzen“, Heyrothsberge, 20. und 21. Oktober 2004
- [21] Chow WK, Jiang Z, Li SF. Suppression Chemistry of Water Mists in Diffusional Flames. Journal of Applied Fire Science 3/2003–2004
- [22] Wahl B. Über den Trocknungsverlauf frei fallender, feststoffhaltiger Tropfen. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) 1976
- [23] Krämer M. Untersuchungen zum Bewegungsverhalten von Tropfen in turbulenter Strömung im Hinblick auf Verbrennungsvorgänge. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) 1988
- [24] Stein WA. Berechnung des Wärmeübergangs im Sprühturm. Chemie Ingenieur Technik 43/1971
- [25] Husted BP, Holmstedt G, Hertzberg T. The Physics behind Water Mist Systems. IWMA Conference, 2004
- [26] Schubert M, Viehweg H. Sprühturmtechnik. Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1969
- [27] Bullen ML. The Effect of a Sprinkler on the Stability of a Smoke Layer beneath a Ceiling. Fire Technology 8/1972
- [28] Karlsson B, Quintiere JG. Enclosure Fire Dynamics. CRC Press LLC, 2000

- [29] Wang M. Theoretische Grundlagen der Löschwirkung und der Effizienz von Sprinklern. Dissertation, Universität Kaiserslautern 1994
- [30] Heskestad G. "Fire Plumes", SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association, 2. Auflage 1995
- [31] Turner JS. Turbulent Entrainment: The Development of the Entrainment Assumption, and its Application to Geophysical Flows. J. Fluid Mec. Vol. 173, pp 431–471
- [32] McCaffrey B. Purely Buoyant Diffusion Flames: Some Experimental Results. NBSIR 79–1910, National Bureau of Standards, 1979
- [33] McCaffrey B. "Flame Height", SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association, 2. Auflage 1995
- [34] American Gas Association. LNG Safety Research Program, Report IS 3–1 1974
- [35] Schlünder E–U. Einführung in die Stoffübertragung. Vieweg Verlag, 2. Auflage 1996
- [36] VDI–Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.) VDI–Wärmeatlas. Springer–Verlag Berlin–Heidelberg, 10. Auflage 2006
- [37] Brein D. Modellbrandversuche zur Bestimmung des Brandablaufs von Feststoffbränden. Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH) 1978
- [38] Bodamer M. Untersuchung der Löschwirkung verschiedener Löschmittel und Löschmethoden bei unterschiedlichen Brandgütern, Teil VI. Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH) 1985
- [39] Schatz H. Brand– und Löschversuche mit gasförmigen Löschmitteln in Räumen natürlicher Größe, Teil I. Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH) 1978
- [40] Goff JA. Saturation Pressure of Water on the New Kelvin Temperature Scale. Transactions of the American Society of Heating and Ventilation Engineers: pp 347–354, 1957
- [41] Lees FP. Loss Prevention in the Process Industries. Elsevier Butterworth–Heinemann Publications, 3. Auflage 2005
- [42] Drysdale D. An Introduction to Fire Dynamics. Wiley–VCH, 2. Auflage 2002
- [43] Haynes WM (Hrsg.) CRC Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, 91. Auflage 2010

- [44] Green DW (Hrsg.) Perry's Chemical Engineers' Handbook. McGraw-Hill, 8. Auflage 2008
- [45] Brandt F. Brennstoffe und Verbrennungsrechnung. Fachverband Dampfkessel-, Behälter- und Rohrleitungsbau e.V., 2. Auflage 1994
- [46] Delichatsios MA. "Air Entrainment into Buoyant Jet Flames and Pool Fires", SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association, 2. Auflage 1995
- [47] Durst F, Melling A, Whitelaw JH. Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie. Wissenschaft und Technik: Taschenausgaben. Braun, 1987
- [48] Weber H, Herzinger G. Laser - Grundlagen und Anwendungen. Physik Verlag Weinheim, 1978
- [49] Albrecht H-E. Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 2003
- [50] Ruck B (Hrsg.) Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik. AT-Fachverlag, 1990
- [51] Starke H, Wienecke F-W, Grabski R. Fein verteiltes Wasser als Volumen- und Oberflächenlöschmittel. Institut der Feuerwehr Sachsen-Anhalt 1996
- [52] Durst F, Stevenson WH. The Influence of Gaussian Beam Properties on Laser Doppler Signals. Universität Karlsruhe (TH) 1977
- [53] Ayyub BM, McCuen RH. Probability, Statistics, & Reliability for Engineers. CRC Press, 1997
- [54] Chou W-H, Hsiang L-P, Faeth GM. Temporal Properties of Drop Breakup in the Shear Breakup Regime. International Journal of Multiphase Flow 4/1997
- [55] Brauer H, Mewes D. Strömungswiderstand sowie stationärer Stoff- und Wärmeübergang an Blasen und Tropfen. Chemie Ingenieur Technik 15/1972
- [56] Sommerfeld M, Wachem B v, Oliemans R. Best Practice Guidelines for Computational Fluid Dynamics of Dispersed Multiphase Flows. ERCOFTAC, ISBN 978-91-633-3564-8, 2008

Normen und sonstige Regelwerke

- DIN CEN/TS 14972:2008-11. Ortsfeste Brandbekämpfungsanlagen – Feinsprüh-Löschanlagen – Planung und Einbau
- NFPA 750, 2010. Standard on Water Mist Fire Protection Systems
- VDI 3491 Blatt 1:1980-09. Messen von Partikeln; Kennzeichnung von Partikeldispositionen in Gasen; Begriffe und Definitionen
- Technische Regel für Betriebssicherheit TRBS 2152 Teil 2, 2006. Vermeidung oder Einschränkung gefährlicher explosionsfähiger Atmosphäre

Anhang I: Symbole in den Programmablaufplänen

alpha 0...	nicht modifizierter Wärmeübergangskoeffizient
alpha...	nach ACKERMANN modifizierter Wärmeübergangskoeffizient
ausgrd...	Strahlungsaustauschgrad
beta...	Stoffübergangskoeffizient
cp D...	spezifische Wärmekapazität des Wasserdampfs
cp fla...	spezifische Wärmekapazität der Flammengase
cp mix...	spezifische Wärmekapazität von Luft bei Mischtemperatur
cp Tr...	spezifische Wärmekapazität des Tropfens
cW...	Strömungswiderstandsbeiwert
d TL...	zeitliche Temperaturänderung der Brennstofffläche
d Tr...	Tropfendurchmesser
delh V...	Verdampfungsenthalpie des Tropfens
delh VL...	Verdampfungsenthalpie des Brennstoffs
delt...	Zeitschrittweite
dm Tr...	zeitliche Massenänderung des Tropfens
dT Tr...	zeitliche Temperaturänderung des Tropfens
dv Tr x...	Geschwindigkeitsgradient in x-Richtung
dv Tr y...	Geschwindigkeitsgradient in y-Richtung
dv Tr z...	Geschwindigkeitsgradient in z-Richtung
D...	Diffusionskoeffizient des Wasserdampf-Luft-Gemischs
D fla...	Seitenlänge der quadratischen Brennstofffläche
eta amb...	dynamische Viskosität der Umgebungsluft
eta fla...	dynamische Viskosität der Flammengase
H...	vertikaler Abstand Brandfläche - Löschdüse
i...	Anzahl simulierter Tropfen
l...	äquidistanter Zeitschritt
lambda G...	Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Gases
L fla...	Flammenhöhe bezüglich der z-Achse
m evap...	in der Flammenzone verdampfte Wassermasse

m fla...	Masse des Flammenkörpers
m ges...	anfängliche Tropfenmasse
m L...	Brennstoffmasse
m surf...	an der Brandgutoberfläche auftreffende Wassermasse
m Tr...	zeitabhängige Tropfenmasse
M evap...	auf T hochgerechnete in der Flammenzone verdampfte Wassermasse
M ges...	auf T hochgerechnete von der Löschdüse freigesetzte Wassermasse
M surf...	auf T hochgerechnete Wassermasse mit möglicher Oberflächenkühlwirkung
n...	Strömungsbereich
Nu...	NUSSELT-Zahl
p D...	Dampfdruck von Wasser bei Tropfentemperatur
p DL...	Brennstoffdampfdruck an der Lachenoberfläche
phi...	halber Plumeöffnungswinkel
Pr...	PRANDTL-Zahl
q ab...	aus der Plume aufgenommene Wärmemenge
q ab th...	mögliche aus der Plume aufzunehmende Wärmemenge
Q ab...	gesamte aus der Plume aufgenommene Wärmemenge
Q L→amb...	Wärmestrom vom Brandgut zur nahen Plumeumgebung
Q Pl...	gesamte Brandleistung
Q Pl→amb...	Wärmestrom vom Flammenkörper zur nahen Plumeumgebung
Q Pl→L...	Wärmestrom vom Flammenkörper zum Brandgut
rho amb...	Dichte der Umgebungsluft
rho fla...	Dichte der Flammengase
rho mol G...	molare Dichte des umgebenden Gases
rho Tr...	Dichte des Tropfens
Re...	REYNOLDS-Zahl
S Pl...	Flammenmantelfläche
Sc...	SCHMIDT-Zahl
t...	simulierte Zeitspanne
theta...	Plumeneigungswinkel
T...	Intervalldauer der Brandunterdrückungssimulation

T G1...	Temperatur im Plumenahbereich
T G2...	Flammentemperatur
T Gmod...	durch Löschwasser modifizierte Temperatur im Flammenkörper
T L...	Brennstofflachentemperatur
T mit...	arithmetisches Mittel der Tropfen- und Umgebungstemperaturen
T S...	Siedetemperatur von Wasser
T Tr...	Tropfentemperatur
T Z...	Zündtemperatur des Brennstoffdampf-Luft-Gemischs
u*...	dimensionslose Windgeschwindigkeit
v e,x...	Geschwindigkeit der lateralen Zuluftströmung
v G...	Geschwindigkeit der Heißgasströmung am Tropfen
v Pl...	Geschwindigkeit der Plumeauftriebsströmung
v res...	resultierende Tropfengeschwindigkeit
v Tr x...	Geschwindigkeitskomponente des Tropfens in x-Richtung
v Tr y...	Geschwindigkeitskomponente des Tropfens in y-Richtung
v Tr z...	Geschwindigkeitskomponente des Tropfens in z-Richtung
x0...	horizontaler Abstand Startposition - Brandfläche
x Tr...	Position des Tropfens auf der x-Achse
y Tr...	Position des Tropfens auf der y-Achse
z Tr...	Position des Tropfens auf der z-Achse

Anhang II: Messwerte der lokalen Geschwindigkeiten und Durchflussraten

Düse	y-Position	z-Position	v_{10} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	v_{std} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	v_{fd} [$\text{ml}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$]
K = 41	0	-20	1,1	1,2	0,0139
K = 41	20	-20	1,7	1,5	0,0260
K = 41	0	-40	3,6	1,9	0,0119
K = 41	20	-40	4,2	2,5	0,0981
K = 41	0	-60	4,6	2,2	0,0084
K = 41	20	-60	1,9	0,8	0,0150
K = 41	20	-80	2,1	0,8	0,0051
K = 44	0	0	19,9	2,7	0,1736
K = 44	10	0	14,1	4,6	0,1099
K = 44	20	0	9,5	4,2	0,2149
K = 44	30	0	7,9	3,8	0,1014
K = 44	-10	0	17,7	2,8	0,0767
K = 44	-20	0	13,1	3,5	0,0891
K = 44	-30	0	9,9	3,5	0,1001
K = 44	0	-10	19,6	1,5	0,0268
K = 44	0	-20	15,5	2,0	0,0265
K = 44	0	-30	11,4	2,4	0,0426
K = 44	0	-40	8,4	2,7	0,0584
K = 44	0	-50	6,9	2,7	0,0183
K = 44	0	10	20,5	1,5	0,0122
K = 44	0	20	16,4	2,3	0,0850
K = 44	0	30	9,7	3,8	0,1691
K = 44	0	40	8,0	3,3	0,0634
K = 44	0	50	7,1	2,8	0,0173

mit v_{10} ... mittlere Tropfengeschwindigkeit

v_{std} ... Standardabweichung der Tropfengeschwindigkeit

v_{fd} ... örtliche Volumendurchflussrate (*Volume Flux Density*)