# Simulation der Interferenzstreifenmuster von Tankflammen organischer Flüssigkeiten

Von der **Fakultät für Naturwissenschaften**

der

**Gerhard-Mercator-Universität Duisburg**

zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktor rer.nat.**

genehmigte Dissertation

von

**Daniel Opitz**

aus

**Mülheim an der Ruhr**

Referent: Prof. Dr. A. Schönbucher

Korreferent: Prof. Dr. V. Buß

Eingereicht am: 22.5.2001

Tag der mündlichen Prüfung: 17.10.2001

***Für A.***

Herrn Prof. Dr. A. Schönbucher, Leiter des Fachgebietes Technische Chemie, sei gedankt für die Überlassung des Themas sowie für die wissenschaftliche Förderung der vorliegenden Arbeit.

Herrn Prof. Dr. V. Buß, Leiter des Fachgebietes Theoretische Chemie, danke ich herzlich für die Übernahme des Mitberichts.

Den Herren Dipl.-Chem. O. Brehm, Dipl.-Chem. A. Leitzke und Dipl.-Chem. C. Kuhr danke ich für die gute und fruchtbare Zusammenarbeit.

Herrn Dr. R. Müller, FIBUS (Düsseldorf) sei für die stete Hilfsbereitschaft und die anregenden Diskussionen zu Fragen der digitalen Bildverarbeitung herzlichst gedankt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), Bonn sei für die finanzielle Förderung der Arbeit gedankt.

Meinen Familien danke ich für die fortwährende Unterstützung und Förderung.
Im Besonderen habe ich meiner Frau Andrea zu danken für das mir entgegengebrachte Verständnis, auch in schwierigen Phasen der Anfertigung dieser Arbeit.

# Inhalt


**1. ZUSAMMENFASSUNG ..... 1**

**2. VERZEICHNIS WICHTIGER SYMBOLE ..... 6**

**3. EINLEITUNG ..... 10**

**4. TANKFLAMMEN ..... 13**

4.1. INTERFEROMETRISCH VISUALISIERTE STRUKTURELEMENTE IN TANKFLAMMEN ..... 16

*4.1.1. Tankranddichteballen ..... 16*

*4.1.2. Axiale Dichteballen ..... 17*

*4.1.3. Dichtequellen und Dichtesenken ..... 18*

*4.1.4. Thermische Grenzschicht ..... 20*

*4.1.5. Brennstoffgrenzschicht ..... 22*

4.2. TURBULENTE LÄNGENSKALEN AUS HÄUFIGKEITSVERTEILUNGEN DER GEOMETRISCHEN ABMESSUNGEN VON DICHTEBALLEN ..... 24

**5. EXPERIMENTELLES ..... 28**

5.1. BRENNSTOFFVERSORGUNG DER TANKFLAMMEN ..... 28

5.2. OPTISCHER AUFBAU ..... 30

*5.2.1. Holografisches real-time-Durchlichtinterferometer ..... 30*

*5.2.2. Aufnahmetechnik mit der Hochgeschwindigkeitsfilmkamera ..... 33*

5.3. DIGITALES BILDANALYSESYSTEM ..... 35

*5.3.1. Hardware* ..... *35*
5.3.1.1. Auswerteprojektor 35
5.3.1.2. CCD-Kamera 35
5.3.1.3. Digitalisierung des Videosignals (Frame-Grabber) 38
*5.3.2. Software* ..... *39*
5.4. DIGITALE BILDVERARBEITUNG ..... 40
*5.4.1. Digitalisierung* ..... *40*
*5.4.2. Apertur- und Korrespondenzproblem* ..... *43*
*5.4.3. Glätten des Eingangsbildes* ..... *47*
*5.4.4. Rauschminderung* ..... *47*
*5.4.5. Ausgleich von Bildverschiebungen* ..... *48*
*5.4.6. Gaußpyramide* ..... *49*
*5.4.7. Regionenanalyse* ..... *50*
5.5. BESTIMMUNG TRANSIENTER GESCHWINDIGKEITSFELDER DER VERSCHIEBUNG DER INTERFERENZSTREIFENMUSTER MIT DER FPC-METHODE ..... 52
*5.5.1. Berechnung der Zirkulation $\Gamma$* ..... *56*
**6. ERGEBNISSE UND DISKUSSION ..... 57**
6.1. SIMULATION VON INTERFERENZSTREIFENMUSTERN ..... 57
*6.1.1. Erstellung eines Programms zur Simulation von Interferenzstreifenmustern* ..... *58*
6.1.1.1. Modellierung eines Temperaturfeldes T(x,y,z,t) 58
6.1.1.2. Berechnung eines Interferenzstreifenmusters aus dem Temperaturfeld T(x,y,z) 62
6.1.1.3. Visualisierung 64
6.1.1.4. Testrechnungen 65
*6.1.2. Sensitivität der Streifenordnung S gegenüber den Parametern Temperatur, spezifische Refraktion und effektiv durchstrahlte Weglänge* ..... *68*
*6.1.3. Lokale Auswölbung der thermischen Grenzschicht* ..... *75*
*6.1.4. Zeitlicher Verlauf der lokalen Auswölbung* ..... *81*
*6.1.5. Dichtequellen und Dichtesenken* ..... *84*
6.1.5.1. Dichtequelle, verursacht durch eine lokale Temperaturerhöhung 84

6.1.5.2. Dichtequelle, verursacht durch eine lokale Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ 88
*6.1.6. Hot-Spots ... 92*
6.1.6.1. Überlagerung der Interferenzstreifenmuster von zwei Hot-Spots 97
*6.1.7. Ausbildung von sog. Pilzstrukturen ... 103*
*6.1.8. Interferenzstreifenmuster bei vorgegebenem bimodalem Temperaturprofil ... 110*
*6.1.9. Zur Entstehung des Interferenzstreifenmusters in der Flammenfahne ... 113*
6.1.9.1. Asymmetrische Änderung des maximalen Radius des Temperaturfeldes 115
6.1.9.2. Ensemble von Hot-Spots 120
6.2. TRANSLATIONSBEWEGUNG VON SIMULIERTEN INTERFERENZSTREIFENMUSTERN ... 148
*6.2.1. Translationsbewegung von Interferenzstreifen im Flammenhals . 152*
*6.2.2. Translationsbewegung von Interferenzstreifen in der Flammenfahne 156*
*6.2.3. Einfluss der modellierten Bewegungen von Hot-Spots auf simulierte Interferenzstreifenmuster ... 159*
6.2.3.1. Gleiche Verschiebung aller Hot-Spots 159
6.2.3.2. Aufstieg mit zusätzlicher, zufällig gewählter Verschiebung 160
6.2.3.3. Aufstieg mit radialem Geschwindigkeitsprofil 166
6.3. GESCHWINDIGKEITEN AUS GEMESSENEN TRANSIENTEN INTERFERENZSTREIFENMUSTERN ... 174
*6.3.1. Transiente Felder der Musterverschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters realer Tankflammen ... 174*
6.3.1.1. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) 175
6.3.1.2. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m) 182
6.3.1.3. n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) 185
6.3.1.4. n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m) 189
*6.3.2. Profile mittlerer Aufstiegsgeschwindigkeiten der Flammengase .. 191*
6.3.2.1. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) 193
6.3.2.2. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m) 194
6.3.2.3. n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) 198
6.3.2.4. n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m) 200

6.4. BERECHNUNG VON TURBULENTEN LÄNGENMAßEN AUS TRANSIENTEN FELDERN DER WIRBELSTÄRKE $\Gamma$ ..... 202

**7. AUSBLICK ..... 218**

**8. LITERATUR..... 220**

# 1. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Computerprogramm zur Simulation der Interferenzstreifenmuster von Labor-Tankflammen entwickelt.
Mit Hilfe dieses Simulationswerkzeuges werden die Entstehung sowie die dynamischen Eigenschaften typischer Strukturelemente in Interferenzstreifenmustern wie z.B. (axialer) Dichteballen, thermische Grenzschicht und Pilzstruktur am Beispiel von n-Hexan- und Methanol-Tankflammen modelliert.

Es wird die Sensitivität der Interferenzstreifenordnung S bezüglich der Parameter effektiv durchstrahlte Weglänge $L_{eff}$, spezifische Refraktion $N_m$ des Gasgemisches und Flammentemperatur T bei in Lichtstrahlrichtung homogenen Feldern untersucht.
Es zeigt sich, dass das Interferenzstreifenmuster relativ stark von Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge bestimmt ist, die durch die Ausdehnung der heißen Flammengase bedingt sind.
Ist der Brennstoffanteil im Flammengasgemisch, wie in Regionen nahe der Brennstoffoberfläche, relativ groß, so wird das Interferenzstreifenmuster lokal auch merklich von der spezifischen Refraktion $N_m$ beeinflusst.

Es wird die lokale Auswölbung der thermischen Grenzschicht in Abhängigkeit von der Zeit t und der Höhe x über dem Tankrand untersucht.
Es wird gezeigt, dass die Bildung axialer Dichteballen mit der Auswölbung der thermischen Grenzschicht und der daraus folgenden Zunahme der effektiv durchstrahlten Weglänge gekoppelt ist.
Die translatorische Bewegung des axialen Dichteballens lässt sich als das Aufsteigen einer wellenförmigen Auswölbung der thermischen Grenzschicht interpretieren. Da der Flammendurchmesser in einer bestimmten Tankflamme kein von außen einstellbarer Parameter ist, wird als Ursache für die Auslenkung der thermischen Grenzschicht und für den axialen Dichteballen letztlich die Ausdehnung der Flammengase aufgrund der freigesetzten Reaktionsenthalpie identifiziert.

Es werden Dichteballenstrukturen mit Quellen- und Senkeneigenschaften im Bereich des Flammenhalses durch eine vorgegebene, lokale Temperaturerhöhung und durch eine lokale Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge simuliert.
Es wird gezeigt, dass eine Dichtequelle durch die Zunahme der lokalen Temperatur entstehen kann. Es wird hieraus gefolgert, dass eine Dichtequelle den lokalen Bereich exothermer chemischer Reaktionen darstellt. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden darüber hinaus durch Experimente bestätigt, bei denen durch Einbringen von elektrisch beheizten Drähten in den Strahlgang eines holografischen Durchlichtinterferometers Dichtequellen beobachtet wurden.
Analog zur Zunahme der Temperatur bewirkt auch die Zunahme der effektiv durchstrahlten Weglänge die Entstehung einer Dichtequelle. Da die effektiv durchstrahlte Weglänge bei einer bestimmten Tankflamme kein von außen einstellbarer Parameter ist, sondern insbe-

sondere von der Kopplung der Fluiddynamik und der freiwerdenden Reaktionsenthalpie abhängt, sind diese beiden Mechanismen zur Entstehung von Dichtequellen nicht unabhängig voneinander.

Bei der Simulation von Pilzstrukturen zeigt sich, dass diese, bedingt durch eine relativ abrupte und große Zunahme der Flammenbreite, zu Unstetigkeiten im Verlauf der Interferenzstreifen bzw. zu Richtungsänderungen der Interferenzstreifen mit sehr kleinen Krümmungsradien führen.

Es wird eine Modellvorstellung für die Entstehung des Interferenzstreifenmusters in der Flammenfahne entwickelt. Das Temperaturfeld wird hierbei als relativ kalte Konvektionssäule von z.B. $T_{min}$ = 300 K betrachtet, in die eine große Anzahl statistisch verteilter, heißer Volumenelemente (Hot-Spots) mit Gauß-Temperaturverteilung (Maximaltemperatur z.B. $T_{max}$ = 1700 K) eingebettet ist.
Die Simulation basierend auf dieser Modellvorstellung gibt die typische Struktur des gemessenen Interferenzstreifenmusters in der Flammenfahne hervorragend wieder.

Es wird die physikalische Bedeutung der Geschwindigkeit der Interferenzstreifenmusterverschiebung für die Regionen des Flammenhalses und der Flammenfahne untersucht.
Hierzu wird zunächst ein modifiziertes Korrelationsverfahren für die Bestimmung der transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters (FPC-Methode, *F*ringe *P*attern *C*orrelation) entwickelt.
Für den Flammenhals wird gezeigt, dass die zeitlich gemittelten transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters in vertikaler Richtung einer zeitlich gemittelten Aufstiegsge-

schwindigkeit der Flammengase (Strömungsgeschwindigkeit) im Bereich der thermischen Grenzschicht der Flamme entspricht. Die Bewegungskomponente der Interferenzstreifen in horizontaler Richtung repräsentiert im Bereich der thermischen Grenzschicht ebenfalls eine Strömungsgeschwindigkeit der Flammengase.
Für die Flammenfahne wird der Einfluss der Bewegung heißer Volumenelemente auf das Interferenzstreifenmuster modelliert. Die Simulation zeigt, dass sich die zeitlich gemittelten transienten Geschwindigkeiten der Musterverschiebung in vertikaler Richtung als eine zeitlich und über die durchstrahlte Weglänge gemittelte Strömungsgeschwindigkeit interpretieren lassen.

Zur experimentellen Validierung der Simulationen werden transiente Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmuster von Methanol- und n-Hexan-Tankflammen gemessen.
Hieraus werden die Felder der mittleren Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmuster in vertikaler Richtung berechnet und als mittlere Strömungsgeschwindigkeiten in vertikaler Richtung interpretiert. Ein Vergleich mit Geschwindigkeitsprofilen, die aus anderen Messmethoden erhalten wurden, ergibt eine relativ gute Übereinstimmung.
Aus den transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmuster werden transiente Felder der Wirbelstärke $\Gamma$ berechnet. In den so erhaltenen Wirbelstärkefeldern können Regionen erhöhter positiver oder negativer Werte der Wirbelstärke identifiziert werden.
Es wird aus den (höhenabhängigen) Häufigkeitsverteilungen der geometrischen Breiten dieser Regionen auf die turbulenten Längenmaße in Tankflammen geschlossen. Die so berechneten

Längenmaße sind mit Längenmaßen vergleichbar, die mit Hilfe anderer experimenteller Methoden erhalten wurden.

# 2. Verzeichnis wichtiger Symbole

| | | |
|---|---|---|
| $A$ | [-] | Geschlossene Kurve |
| $b_{db}$ | [m] | Dichteballenbreite |
| $d$ | [m] | Tankdurchmesser |
| $f$ | [Hz] | Schwingungsfrequenz (z.B. der thermischen Grenzschicht) |
| $f_H$, $f_{H,max}$ | [-] | (maximaler) Verstärkungsfaktor bei Hot-Spots, vergl. Abschnitt 6.1.5.1 |
| $f_T$ | [-] | Verstärkungsfaktor, vergl. Abschnitt 6.1.1.1 |
| $g^{()}$ | [-] | Bildausschnitt |
| $g$ | [-] | Grauwert |
| $\overline{g}$ | [-] | mittlerer Grauwert |
| $g_{min}$, $g_{max}$ | [-] | unterer, oberer Zuweisungswert bei der Binärisierung |
| $H$ | [m] | mittlere Flammenlänge |
| $l_{db}$, $L_{db}$ | [m] | Mikro-, Makrolängenmaß aus Häufigkeitsverteilungen von Dichteballenbreiten |
| $l_K$ | [m/s] | Kolmogorovlänge |
| $l_p$ | [m] | Mikrolängenmaß aus Druckschwankungen |

| | | |
|---|---|---|
| $l_{rad}$, $L_{rad}$ | [m] | Mikro-, Makrolängenmaß aus Strahldichteschwankungen |
| $l_z$, $L_z$ | [m] | Mikro-, Makrolängenmaß aus Häufigkeitsverteilungen der Abmessung von Regionen erhöhter Wirbelstärke |
| $l_0$ | [m] | integrales Längenmaß |
| L | [m] | durchstrahlte Weglänge |
| $L_{eff}$ | [m] | effektiv durchstrahlte Weglänge, vergl. Abschnitt 6.1.1.1 |
| M | [kg/mol] | Molare Masse |
| n | [-] | Anzahl (von Einzelbildern) |
| $n_m$, $n_u$ | [-] | Brechzahl des Gasgemischs, der Umgebung |
| $N_m$ | [m³/kg] | spezifische Refraktion des Gasgemischs |
| p | [Pa] | Druck |
| $\vec{p}$ | [m] | Ortsvektor |
| q | [-] | Anteil einer (periodischen) Längenänderung an $r_{max}$ |
| r | [m] | Radius, Abstand zum Ursprung |
| $r_{H,max}$ | [m] | maximaler Radius eines Hot-Spots |
| $r_{max}$ | [m] | maximaler Radius des Temperaturfelds |
| $r_{max,0}$ | [m] | maximaler Radius des „ungestörten“ Temperaturfelds |
| $r_{rel}$ | [-] | relativer Abstand zur Tankachse, bezogen auf $r_{max}$ |
| R | [J/(K mol)] | universelle Gaskonstante |
| $R_K$ | [-] | Kreuzkorrelationskoeffizient |
| $\vec{s}$ | [m] | Verschiebungsvektor |

| | | |
|---|---|---|
| $S$, $S_{max}$ | [-] | Streifenordnung, maximale Streifenordnung |
| $t$ | [s] | Zeit |
| $t_0$ | [s] | Startzeit |
| $\Delta t$ | [s] | zeitlicher Abstand |
| $t^*$ | [-] | Dimensionslose Zeit |
| $T$ | [K] | Temperatur |
| $T_{ad}$ | [K] | adiabatische Flammentemperatur |
| $T_u$ | [K] | Umgebungstemperatur |
| $T_{min}$ | [K] | Minimaltemperatur |
| $T_{max}$ | [K] | Maximaltemperatur |
| $T_z(x,y)$ | [K] | Schnitte durch das Temperaturfeld $T(x,y,z)$ parallel zur xy-Ebene, Parameter z |
| $\vec{u}$ | [m/s] | Geschwindigkeit |
| $u_x$, $u_y$, $u_z$ | [m/s] | Komponente des Geschwindigkeitsvektor in x-, y- bzw. z-Richtung |
| $u_{x,max}$ | [m/s] | maximale Aufstiegsgeschwindigkeit |
| $\overline{u}_x$, $\overline{u}_{x,max}$ | [m/s] | (maximale) zeitliche gemittelte Aufstiegsgeschwindigkeit |
| $\overline{u}_y$ | [m/s] | zeitliche gemittelte Geschwindigkeit in horizontaler Richtung |
| $\vec{u}_H$ | [m/s] | Verschiebungsgeschwindigkeit von Hot-Spots |
| $\vec{u}_I$ | [m/s] | Geschwindigkeit der Musterverschiebung |
| $\vec{u}_S$ | [m/s] | Strömungsgeschwindigkeit |
| $x$ | [m] | Koordinate in vertikaler Richtung (Aufstiegsrichtung) |

| | | |
|---|---|---|
| $y$ | [m] | Koordinate in horizontaler Richtung |
| $z$ | [m] | Koordinate in Lichtstrahlrichtung |
| $x_0$, $y_0$, $z_0$ | [m] | Koordinaten eines Kugelmittelpunkts |
| $\Delta x_i$, $\Delta y_i$, $\Delta z_i$ | [-] | Verschiebung des i-ten Hot-Spots in x-, y- bzw. z-Richtung |
| $x_{max}$ | [m] | Maximale Ausdehnung in x-Richtung |
| $\varphi$ | [-] | Winkel in der yz-Ebene |
| $\Delta\varphi$ | [-] | Phasenverschiebung zwischen Objekt-strahl und Vergleichsstrahl |
| $\lambda$ | [m] | Wellenlänge, Arbeitswellenlänge des Lasers ($\lambda$ = 514.5 nm) |
| $\rho_m$ | [kg/m³] | Massendichte des Flammengasge-mischs |
| $\Phi$ | [-] | Vormischgrad |
| $\Gamma$ | [m²/s] | Zirkulation (Wirbelstärke) |
| $\mathbf{N}$ | [-] | Menge der natürlichen Zahlen |
| $\mathbf{R}$ | [-] | Menge der reellen Zahlen |
| $\mathbf{W}$ | [-] | Wertemenge |

# 3. Einleitung

Der Umgang mit brennbaren Stoffen in der chemischen und der Mineralölindustrie, insbesondere der Transport und die Lagerung dieser Stoffe auch in sehr großen Mengen, ist weit verbreitet.
Kommt es zur unbeabsichtigten Freisetzung dieser brennbaren Stoffe und nachfolgend zu deren Zündung, so können sich Brände entwickeln, die ein beträchtliches Gefährdungspotential sowohl für Personen als auch für Schutzobjekte besitzen. Solche Schadenfeuer werden, je nach vorgegebenem Szenario, mit unterschiedlichen Flammentypen identifiziert [1]. Besonders häufige Flammentypen sind das Poolfeuer und das Tankfeuer.
Die Relevanz des Schadenereignisses Pool-/Tankfeuer wird z.B. dadurch belegt, dass 79% der Ereignisse in der petrochemischen Industrie das Entstehen von Lachen aus Verschüttungen und Leckagen betreffen [2]. Es besteht daher neben dem wissenschaftlichen Interesse auch eine sicherheitstechnische Notwendigkeit an der Beschreibung dieser Brände.
Unter einem Pool-/Tankfeuer wird eine auftriebsbestimmte Diffusionsflamme über einer offenen Brennstoffoberfläche bzw. über einem Tank bei aufgerissenem Tankdach verstanden. Der Brennstoff ist häufig eine organische Flüssigkeit. Aus thermodynamischer Sicht handelt es sich bei diesen Flammen um offene, weit vom Gleichgewicht entfernte Systeme. Es bilden sich kohärente Strukturen wie

z.B. Wirbel, deren Dynamik die charakteristischen Eigenschaften der Flammen bestimmen [3,4,5].

Anhand von Modelltankflammen lässt sich dieser Flammentyp im Labor untersuchen. Zur Visualisierung und Analyse der dynamischen Vorgänge sowie der kohärenten Strukturen eignet sich besonders gut die holografische Echtzeit-Durchlichtinterferometrie, die den Vorteil einer trägheitsfreien und berührungslosen Beobachtung des Brechzahlfeldes bietet und mit deren Hilfe sich eine Vielzahl von Strukturelementen visualisieren lässt.

Im Gegensatz zu Schatten- bzw. Schlierenaufnahmen, bei denen die 1. bzw. 2. örtliche Ableitung des Brechzahlfeldes beobachtet wird, kann mit dem hier verwendeten, holografischen real-time Durchlichtinterferometer das transiente Brechzahlfeld der Flamme zusammen mit dem sichtbaren Flammenfeld mit sehr guter räumlicher und zeitlicher Auflösung direkt visualisiert werden. Bei axial-symmetrischen Flammenfeldern können so z.B. transiente Temperaturprofile berechnet und die Wechselwirkung zwischen dem sichtbaren Flammenfeld und dem Dichtefeld der Flamme untersucht werden.

Aufgrund der Integration in Lichtstrahlrichtung ist die Zuordnung von physikalischen, dreidimensionalen Strukturen der Flamme zu (2D-) Strukturelementen des Interferenzstreifenmusters (bei *einer* Durchstrahlungsrichtung des Interferometers) sowie der Zusammenhang zwischen der Bewegung der dreidimensionalen Strukturen und der hieraus resultierenden Bewegung von Interferenzstreifen allerdings nicht einfach und vieles noch ungeklärt.

In der vorliegenden Arbeit sollen daher die folgenden Themen bearbeitet werden:

- Entwicklung eines Simulationswerkzeugs zur Modellierung der Interferenzstreifenmuster von Tankflammen.

- Simulation der Entstehung und Dynamik typischer Strukturelemente der Interferenzstreifenmuster im Flammenhals von Tankflammen.
- Entwicklung eines Modells zur Simulation des Interferenzstreifenmusters in der Flammenfahne von Tankflammen.
- Als Phasenobjekte sollen n-Hexan- und Methanol-Tankflammen im Tankdurchmesserbereich $5 \leq d \leq 10$ cm untersucht werden.
- Entwicklung eines modifizierten Korrelationsverfahrens für die Messung von Musterverschiebungsgeschwindigkeiten aus den transienten Interferenzstreifenmustern.
- Physikalische Interpretation bzw. Zusammenhang zwischen der Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters und der Strömungsgeschwindigkeit in Tankflammen.

# 4. Tankflammen

Pool- und Tankflammen sind, aus thermodynamischer Sicht, offene Systeme fernab vom Gleichgewicht.

Eine turbulente, auftriebsbehaftete Pool- bzw. Tankflamme kann in drei Bereiche unterteilt werden (Abb. 1) [6,7]: eine kontinuierliche brennstoffreiche Basis (Grundzone, continuous flame zone), eine durch eine i.a. sichtbare, d.h. im VIS-Spektralbereich emittierende, Flamme charakterisierte, periodische Flammenzone (Übergangszone, transition zone) und die brennstoffarme Flammenfahne (plume zone). Gaschromatographische Untersuchungen zeigen [6,8], dass die Reaktion des Brennstoffs zu den Haupteduktken CO, $CO_2$, $H_2O$ und Ruß vorwiegend in der Übergangszone unter Wärmeentwicklung stattfindet. In der sauerstoffarmen Grundzone und der brennstoffarmen Flammenfahne finden näherungsweise keine Reaktionen statt.

Bedingt durch den ständigen Stoff-, Energie- und Impulsaustausch mit der Umgebung bilden sich in Tankflammen kohärente (dissipative) Strukturen aus. Hierdurch liegen große Inhomogenitäten in Bezug auf die Temperatur T, die Stoffmengenanteile $\tilde{x}_i$ und die Strömungsgeschwindigkeiten $\vec{u}$ in diesen Flammen vor.

Zur Visualisierung der kohärenten Strukturen und Analyse der Dynamik in Tankflammen existieren verschiedene Verfahren.

Es kann z.B. die direkte Fotografie, die Schlieren- und Schattenaufnahmetechnik oder die Interferometrie verwendet werden. Mit der

Fotografie lassen sich allein Aussagen über die VIS-Struktur der Flamme treffen. Die Schlieren- und Schattenaufnahmen liefern die 1. bzw. 2. örtliche Ableitung des Brechzahlfeldes [9,10] und eignen sich deshalb nur eingeschränkt für die Beobachtung komplexer Systeme wie Flammen.

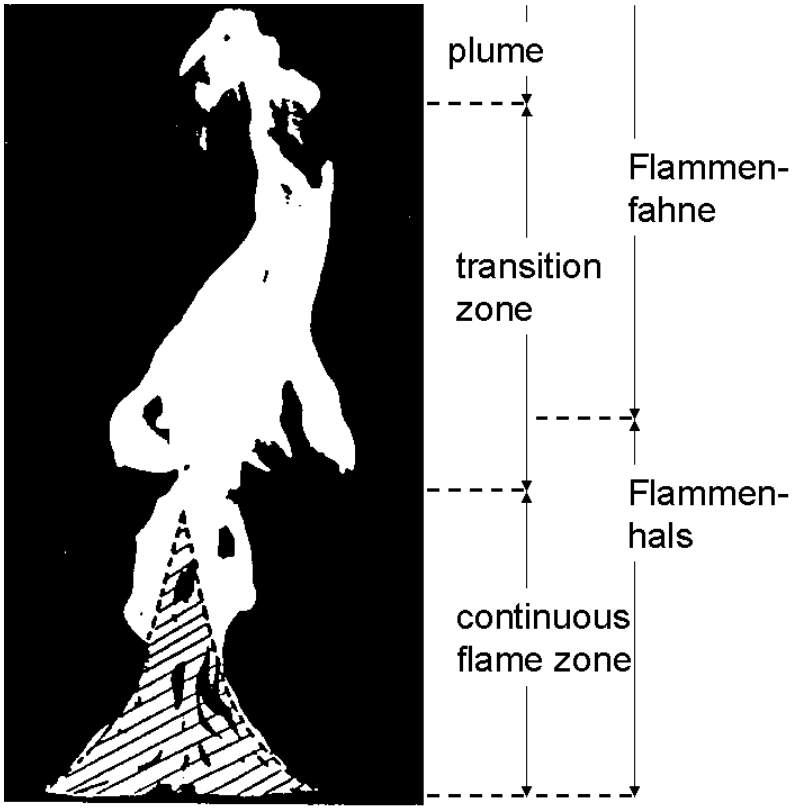



*Abb. 1: Einteilung einer Pool-/Tankflamme in Grundzone, Übergangszone und Flammenfahne [6] bzw. in Flammenhals und Flammenfahne*

Die (real-time) Interferometrie (vergl. Abschnitt 5.2.1) ermöglicht eine kontinuierliche und trägheitsfreie Sichtbarmachung des in der jeweiligen Lichtstrahlrichtung integrierten Brechzahlfeldes und damit auch die qualitative und quantitative Analyse von kohärenten Strukturen und dynamischen Vorgängen in leuchtenden und nichtleuchtenden Flammen und Flammenbereichen.

Bei der Beobachtung von Pool- und Tankflammen mit der real-time Durchlichtinterferometrie lassen sich vielfältige Strukturelemente definieren, deren Dynamik und Periodizität im allgemeinen miteinander gekoppelt sind.

Es lassen sich folgende Strukturelemente definieren (Abb. 2) [11]:

- Kohärente Bereiche (Flammenballen) des sichtbaren Flammenfeldes
- Dichteballen
  - Tankranddichteballen
  - Axiale Ballen
  - Quellen und Senken
- Grenzschichten
  - Thermische Grenzschicht
  - Brennstoffgrenzschicht

Die Bildung einiger dieser Strukturelemente wird in Abschnitt 6.1 simuliert.

## *4.1. Interferometrisch visualisierte Strukturelemente in Tankflammen*

### *4.1.1. Tankranddichteballen*

In den meisten Pool- bzw. Tankflammen (z.B. bei n-Hexan-Tankflammen) befinden sich am Tankrand ellipsenförmige Dichteballen, sog. Tankranddichteballen (Abb. 2, {4}). Diese entstehen, wachsen als sog. Quellen, lösen sich in regelmäßigen Zeitabständen vom Tankrand ab und bilden sich an immer denselben Stellen erneut wieder aus. Ihr Flächenschwerpunkt ist während ihrer Existenz ortsfest.

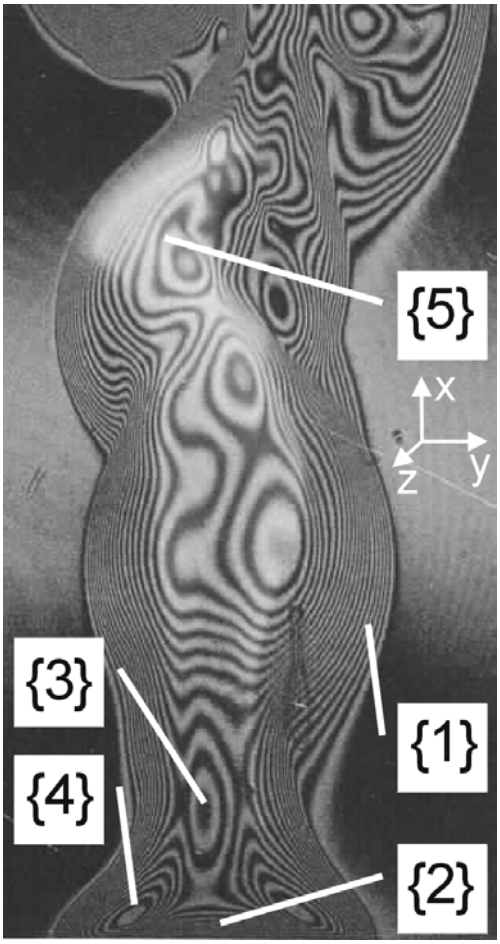



*Abb. 2: Transientes Interferenzstreifenmuster und sichtbares Flammenfeld einer n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 0.25 m)*

{1} Thermische Grenzschicht

{2} Brennstoffgrenzschicht

{3} Axialer Dichteballen (Axialer Ringwirbel)

{4} Tankrand-Dichteballen (Tankrand-Ringwirbel)

{5} Sichtbares Flammenfeld

### *4.1.2. Axiale Dichteballen*

Als axiale Dichteballen (Abb. 2, {3}) werden die interferometrischen Ringstrukturen bezeichnet, die entlang der Flammenachse nach

oben wandern und im allgemeinen aus sich ablösenden Tankranddichteballen gebildet werden.
Bestimmt man die Aufstiegsgeschwindigkeiten der axialen Dichteballen, so kann für z.B. eine Methan-Tankflamme ein Maximalwert von $u_{x,max}$ = 1.2 m/s festgestellt werden. Diese Geschwindigkeiten können als Abschätzung für die Aufstiegsgeschwindigkeit der heißen Flammengase im Bereich der thermischen Grenzschicht der Flamme (vergl. Abschnitt 6.1.3) im Bereich des Flammenhalses angesehen werden.

### *4.1.3. Dichtequellen und Dichtesenken*

Die interferometrischen Ringstrukturen besitzen unterschiedliche dynamische Eigenschaften. Zum einen kann sich die Ringstruktur unter Ausbildung neuer, konzentrischer Ringe ausdehnen (Dichtequelle, Abb. 3) , zum anderen kann sie unter Verschwinden dieser Ringe schrumpfen (Dichtesenke, Abb. 4).
Der Beginn der Existenz einer Dichtequelle ist durch das erstmalige Auftreten eines dunklen Interferenzstreifens innerhalb eines geschlossenen, hellen Rings gekennzeichnet. Beendet wird die Existenz mit dem Zeitpunkt, zu dem kein neuer Ring mehr gebildet wird.
Bei einer Dichtesenke bewegen sich alle Interferenzringe eines Dichteballens radial von außen auf das Zentrum des Ringsystems zu. Dabei ist immer das Verschwinden des innersten Ringes zu beobachten, bis der letzte Ring verschwunden ist.
In der Grundzone der Flamme (Flammenhals) entstehen die Quellen und Senken periodisch an fast immer denselben Orten (z. B. als Tankranddichteballen). Ihre Aufstiegstrajektorien sind meist ähnlich, und ihr Verschwinden bzw. ihre *Übergänge* in Quellen bzw. Senken erfolgen an immer fast denselben Stellen. Solche Übergänge werden

jedoch vorwiegend im oberen Teil der Flamme, d.h. oberhalb der Grundzone, beobachtet.

Es kann gezeigt werden, dass sich Quellen als Volumenelemente lokaler Erwärmung [36] und damit als Orte der Reaktion auffassen lassen. Mit Hilfe der Simulationen von Interferenzstreifenmustern (vergl. Abschnitt 6.1.5.1) können diese experimentellen Ergebnisse bestätigt werden.

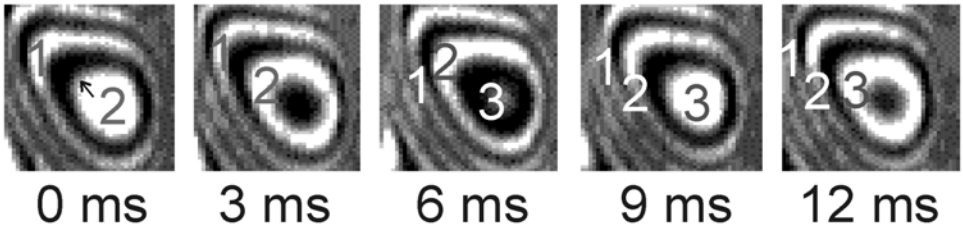



*Abb. 3: Zeitliche Entwicklung einer Dichtequelle*

Die mit den Ziffern 1 und 2 bezeichneten, konzentrischen Interferenzstreifen bewegen sich unter Vergrößerung ihres Durchmessers radial nach außen, es bildet sich ein neuer Interferenzstreifen im Inneren aus (Ziffer 3).

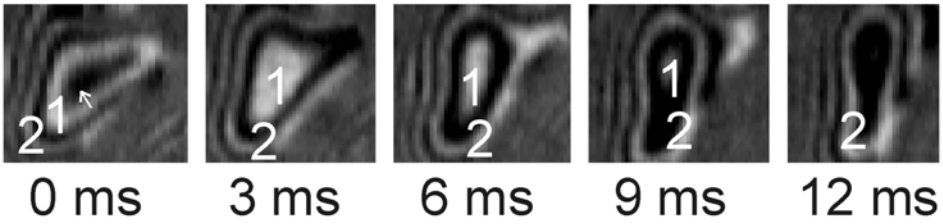



*Abb. 4: Zeitliche Entwicklung einer Dichtesenke*

Die mit den Ziffern 1 und 2 bezeichneten, konzentrischen Interferenzstreifen bewegen sich unter Verkleinerung ihres Durchmessers radial nach innen, schließlich verschwindet der mit Ziffer 1 bezeichnete Streifen.

### *4.1.4. Thermische Grenzschicht*

Im äußeren Bereich des Flammenhalses (Grundzone) liegt die thermische Grenzschicht (Abb. 2, {1}).

Durch die exothermen Verbrennungsreaktionen wird Wärme an die umgebende Atmosphäre abgegeben. Bei allen Flammen tritt eine thermische Grenzschicht auf, welche die Wechselwirkung der Flamme mit der umgebenden Atmosphäre zeigt. Die thermische Grenzschicht kann als Maß für die Ausdehnung des Wechselwirkungsbereichs der Flamme mit der Umgebung aufgefasst werden.

Charakterisiert werden kann die thermische Grenzschicht in den Interferenzstreifenmustern durch Bereiche hoher Interferenzstreifendichte.

Im Bereich der Grundzone der Flamme ist (bei Durchmessern d < 10 cm) ein gestreckter Verlauf der thermischen Grenzschicht zu erkennen (Abb. 2). Im Bereich der Übergangszone der Tankflammen treten Ausbauchungen und Einrollungen der thermischen Grenzschicht auf. Diese wandern mit der Hauptströmungsrichtung nach oben, wodurch eine kohärente, wellenförmige Bewegung der thermischen Grenzschicht entsteht (Abb. 5). In der Flammenfahne wird die Struktur der thermischen Grenzschicht noch komplizierter. Es lassen sich Auffaltungen und Ablösungen von Teilen der thermischen Grenzschicht in Form von Dichteballen beobachten.

Die thermische Grenzschicht zeigt, wie auch andere Strukturelemente Schwingungen. Diese Schwingungsphänomene sind bis heute Gegenstand zahlreicher Untersuchungen [12 , 13, 14, 15, 16, 21, 23, 30, 40] und haben ihre Ursache im Entrainment am Tankrand [7]. Die Schwingungsfrequenz f der thermischen Grenzschicht ist proportional zur inversen Quadratwurzel des Durchmessers der Tankflamme [12]:

$$f \sim \frac{1}{\sqrt{d}} \tag{1}$$

Weitere Einflussgrößen auf die Schwingungsfrequenz sind:

- der Brennstoffvolumenstrom,
- der Vormischgrad,
- der Inertgasanteil,
- die Umgebungsatmosphäre, insb. der Sauerstoff- und Stickstoffgehalt [36],
- die Art des Brennstoffes,
- der Höhenbereich.

In geringen Höhen x/d < 3 liegt meist Monoperiodik vor, während in größeren Höhen x/d > 5 auch zwei oder drei inkommensurable Frequenzen gefunden werden [17].

Nach Schieß [17] ergibt sich für die Frequenz f(d) in Abhängigkeit vom Tankdurchmesser für 0.02 < d < 25 m die empirische Beziehung:

$$f(d) = 1.83\, d^{-0,63}. \tag{2}$$

Brehm [16,18] findet die empirische Beziehung (0.02 < d < 0.10 m):

$$f(d) = 2.44\, d^{-0,44}. \tag{3}$$

Kaufmann [23] findet, dass die Abhängigkeit der Hauptfrequenzen $f_1$ der Grenzschichtschwingung im Fall gasförmiger Brennstoffe oder von Heißluft-Ausströmungen vom Anfangsvolumenstrom $\dot{v}_0$, durch eine Anfangs-Reynoldszahl $Re_0 = \dot{v}_0/(\nu\, d)$, eine Archimedes-Zahl $Ar = g\, d^3\, \Delta\rho/(\nu^2\, \rho)$, eine Strouhal-Zahl $Str = d^3\, f_1 / \dot{v}_0$ und die Parameter $\alpha_K$ und $\beta_K$ beschreiben lässt:

$$Re_0^2\, Str\, Ar^{-0.5} = \alpha_K\, \dot{v}_0 + \beta_K. \tag{4}$$

### *4.1.5. Brennstoffgrenzschicht*

Unmittelbar oberhalb der Brennstoffoberfläche liegt die sog. Brennstoffgrenzschicht, die aus eng benachbarten Interferenzstreifen besteht, deren Interferenzstreifenabstand zu klein ist, um noch von der Filmemulsion aufgelöst zu werden (Abb. 2, {2}). Berechnungen zeigen, dass Unterschiede in den Interferenzstreifenordnungen S zwischen dem Flammeninneren (größter negativer Wert von S) und dem Bereich nahe der Brennstoffoberfläche (größter positiver Wert von S) von bis zu $\Delta S = 30$ auftreten [17]. Die großen Brechzahlgradienten in dieser Region der Flamme werden durch die aufsteigenden, relativ kalten Brennstoffdämpfe hervorgerufen. Dies ist der einzige Flammenbereich, in dem positive Streifenordnungen ($S > 0$) beobachtet werden.

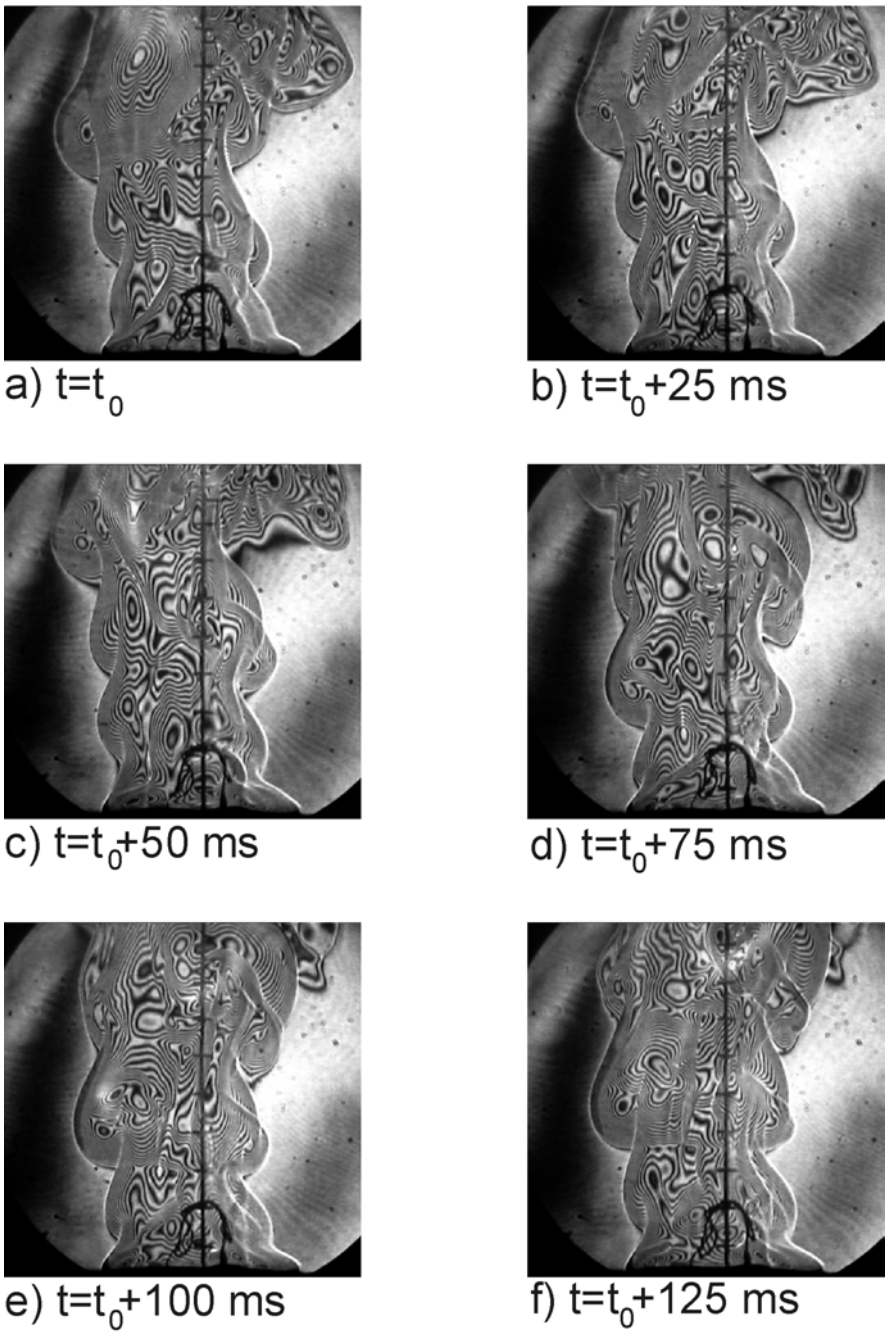



*Abb. 5: Schwingung der thermischen Grenzschicht; zeitlicher Abstand zwischen den Bildern $\Delta t$ = 25 ms, Höhenbereich 0 < x < 0.25 m , n-Hexan Tankflamme (d = 10 cm)*

## *4.2. Turbulente Längenskalen aus Häufigkeitsverteilungen der geometrischen Abmessungen von Dichteballen*

Turbulente Prozesse spielen sich auf verschiedenen Längenskalen ab. Die größten Längenskalen entsprechen hierbei den geometrischen Abmessungen des Systems (integrales Längenmaß $l_0$). Durch Störungen großer Wellenlänge (kleiner Frequenz) werden primär große Wirbel gebildet. Diese Wirbel wechselwirken miteinander und zerfallen unter Bildung kleinerer Wirbel (kleinere Wellenlänge, größere Frequenz). Es liegt eine Energiekaskade vor, welche damit endet, dass die kinetische Energie sehr kleiner Wirbel (unterhalb der Kolmogorovlänge $l_K$) durch Reibungskräfte in thermische Energie dissipiert.

Werden Häufigkeitsverteilungen der geometrischen Abmessungen, z.B. der Breiten $b_{db}$, der visualisierten Dichteballen bestimmt, lassen sich die Maxima der uni- und bimodalen Häufigkeitsverteilungen als die turbulenten Längenmaße interpretieren [19] (Abb. 6).

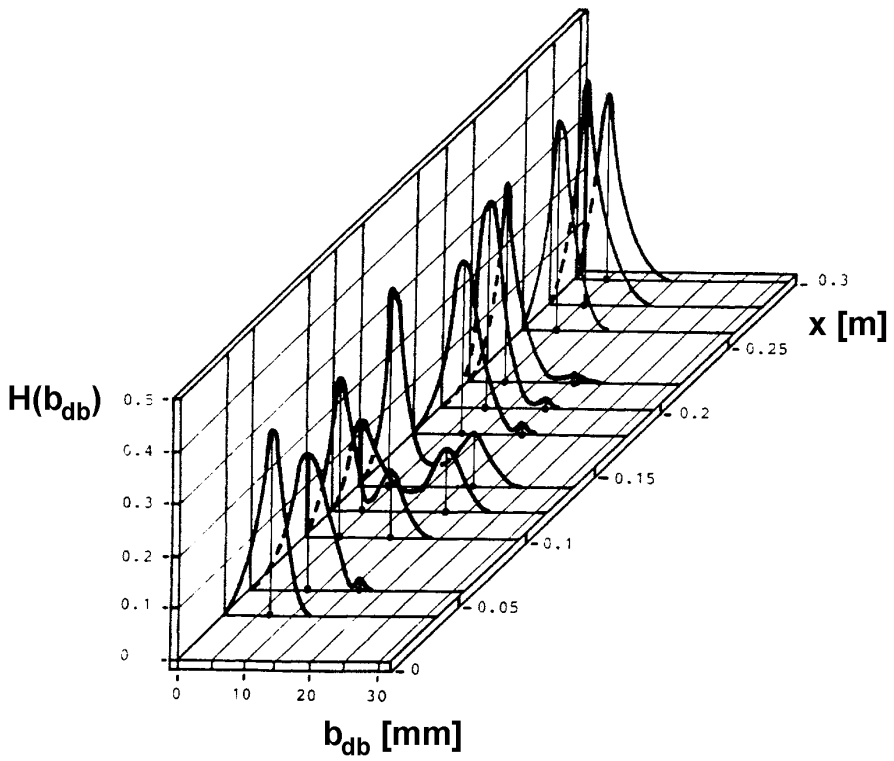



*Abb. 6: Häufigkeiten ($H_{db}$) der Dichteballenbreiten $b_{db}$ der n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm) in Abhängigkeit von der Höhe x [19]*

Im unteren Höhenbereich können Makro- und Mikromaße unterschieden werden. In den oberen Höhenbereichen ist allein eine unimodale Verteilung zu erkennen, und es treten allein noch Mikrolängenmaße auf. Erklärt werden kann dieses Phänomen mit der Abnahme der Geschwindigkeitsgradienten, die in oberen Höhenbereichen neue Wirbel induzieren. Die kleiner werdenden Gradienten reichen nicht mehr zur erneuten Bildung größerer Wirbelballen aus, und die vorhandenen größeren Wirbelballen dissipieren gemäß einer Energiekaskade in zunehmend kleinere Wirbelballen.

Die Mikromaße $l_{db}$, die mit dieser Methode bestimmt werden können, stimmen mit den Längenmaßen, ermittelt aus Druckschwankungs-

messungen ($l_p$) [20] und Schwankungen der Strahldichte ($l_{rad}$) [21], insbesondere für x > 15 cm in der Größenordnung überein (Abb. 7) [11, 22].

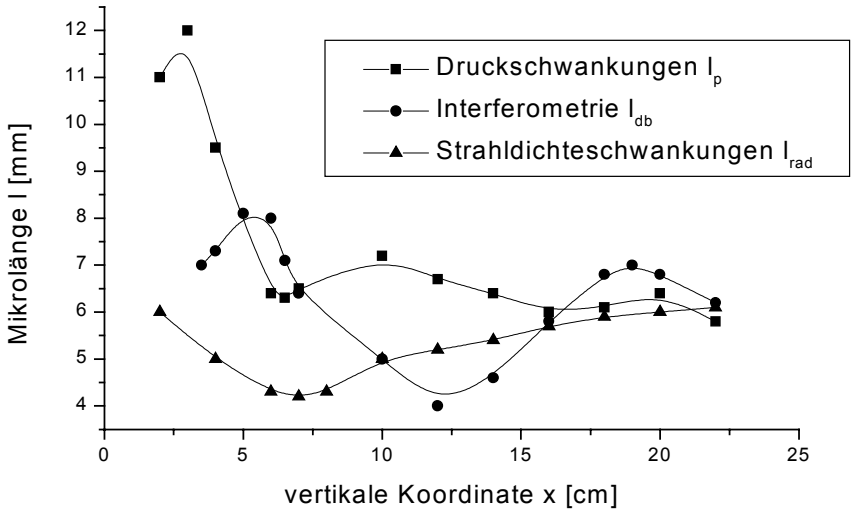



*Abb. 7: Höhenabhängige Mikromaße in n-Hexan-Tankflammen (d = 5 cm) bestimmt aus Druckschwankungen $l_p$, Häufigkeitsverteilungen von Dichteballenbreiten $l_{db}$, Schwankungen der Strahldichte $l_{rad}$*

Die Makromaße $L_{db}$ (Abb. 8) zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die aus Strahldichteschwankungen bestimmten Makrolängenmaße $L_{rad}$ und liegen in derselben Größenordnung.

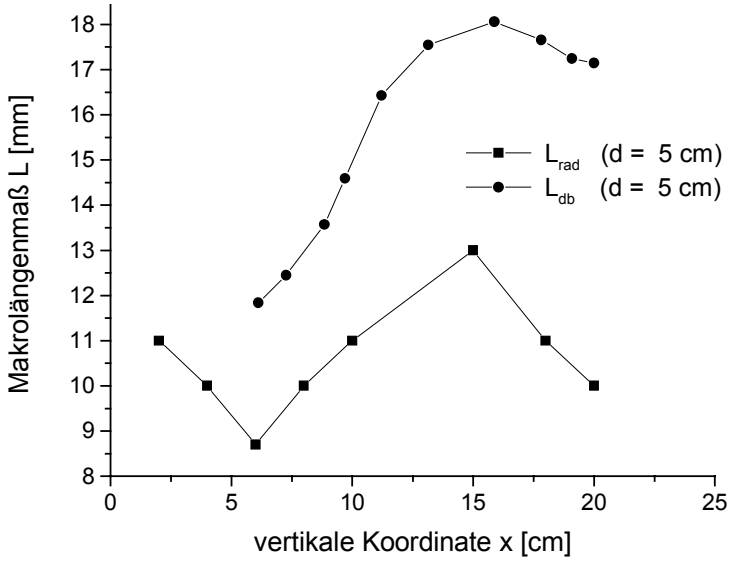



*Abb. 8: Höhenabhängige Makromaße in n-Hexan-Tankflammen (d = 5 cm) bestimmt aus Dichteballenbreiten $L_{db}$, Schwankungen der Strahldichte $L_{rad}$*

# 5. Experimentelles

## *5.1. Brennstoffversorgung der Tankflammen*

Als Brennstoffbehälter dienen zylindrische Stahltanks mit einem Durchmesser von d = 20 mm bis d = 100 mm. Die Innenhöhe aller Tanks beträgt 50 mm bei einer Wandstärke von 2 mm.
Ein direkt über dem Tankboden angeschweißter Stutzen ermöglicht die kontinuierliche Brennstoffversorgung aus einem Vorratsgefäß (Abb. 9) über einen lösemittelfesten Kraftstoffschlauch.
Ein höhenverstellbarer Kraftfahrzeugvergaser dient als Niveauregler, indem er den Brennstoff kontinuierlich aus dem Vorratsgefäß zuführt. Ein in die Versorgungsleitung geschaltetes Rotameter wird zur Volumenstrommessung benutzt. So kann das Brennstoffniveau während der Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahmen konstant gehalten werden. Ein mit dem Tank nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren verbundenes skaliertes Glasrohr dient zur Einstellung des Brennstoffniveaus im Tank, das während des Abbrandes durch Markierungen auf der Innenseite der Tankwand zusätzlich kontrolliert wird. Die eingesetzten Brennstoffe sind von technischer Qualität.

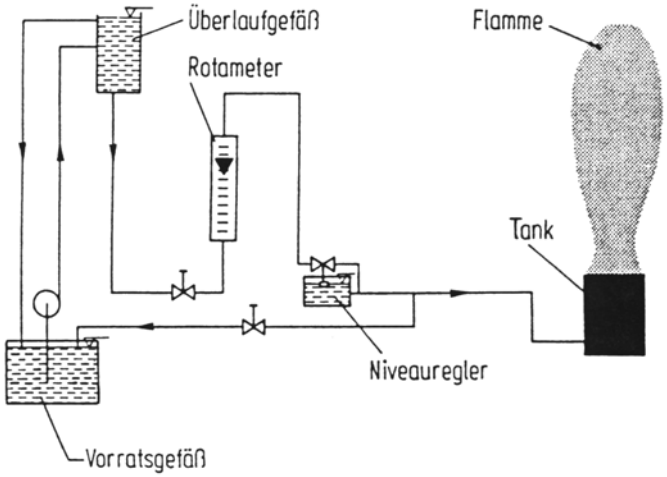



*Abb. 9: Kontinuierliche Brennstoffversorgung zur Realisierung einer stationär brennenden Labor-Tankflamme [17]*

## 5.2. Optischer Aufbau

### 5.2.1. Holografisches real-time-Durchlichtinterferometer

Die Untersuchung der Flammenfelder wurde mit Hilfe eines holografischen Durchlichtinterferometers mit einem aufgeweiteten Laserbündeldurchmesser vom Durchmesser 250 mm (bzw. 80 mm bei einer älteren Versuchsapparatur [35]) durchgeführt (Abb. 10). Sämtliche Bauteile des Interferometers, mit Ausnahme des wassergekühlten Lasers, sind auf einer 1400 kg schweren Granitplatte angeordnet. Dadurch wird gewährleistet, dass die hohen Anforderungen, welche die Holografie an die mechanische Stabilität und Schwingungsfreiheit des optischen Aufbaus stellt, erfüllt werden.

Die Granitplatte wird auf einem Schwingungsisolatorensystem gelagert, um einen wirkungsvollen Schutz gegenüber mechanischen Schwingungen und Erschütterungen zu erhalten. Das Schwingungsisolatorensystem besteht aus zwei nicht regelbaren und drei regelbaren Säulenständern, die mit Luft als Feder- und Dämpfungsmedium arbeiten. Durch dieses System kann die Übertragung von Schwingungen, insbesondere der stets vorhandenen Gebäudeschwingungen, auf das Interferometer verhindert werden. Belastungsverschiebungen, die z.B. durch experimentelle Umbauten hervorgerufen werden, können durch Regelung der drei Steuerventile ausgeglichen werden; die ursprüngliche Niveaulage kann somit wiederhergestellt werden.

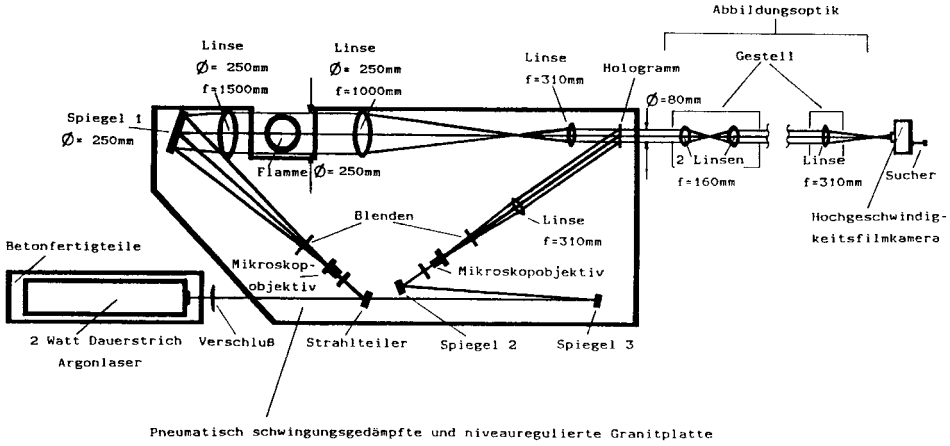



*Abb. 10: Strahlengang des holografischen real-time-Durchlichtinterferometers mit 250 mm Laserstrahlaufweitung [23]*

Die Qualität der Optik und deren stabile und exakte Position ist von besonderer Bedeutung, da bereits eine Verschiebung der Laserfronten um $\lambda/2$ sowohl die holografische Aufnahme als auch die Rekonstruktion der Vergleichswelle unmöglich machen. Aus diesem Grund sind die Elemente des optischen Systems durch verschiebbare Reiter auf massiven Dreikantschienen fixiert, die mit der Granitplatte fest verschraubt sind.

Ein cw-2W-Argonlaser dient als monochromatische und kohärente Lichtquelle. Der Laser ist samt Kühlkreislauf und Steuereinheit auf einem separaten Tisch aufgestellt. Zur Erhöhung der Kohärenzlänge in den Meterbereich wird der Argonlaser mit einem Etalon betrieben, wodurch das Frequenzband der axialen Eigenschwingungen des Lasers auf eine einzige longitudinale Schwingung reduziert wird. Mit justiertem Etalon ist der Laser in einem Bereich von 30-850 mW regelbar.

Die energiereichste Linie des Argonlasers ($\lambda$ = 514.5 nm) wird als Betriebswellenlänge gewählt. Um eine größere Abschwächung der

Lichtintensität zu ermöglichen, als es die interne Stabilisierung des Lasergeräts zulässt, durchläuft der vom Laser emittierte gebündelte Lichtstrahl zwei fotografische Graufilter, deren Stärke dem Bedarf des Experiments angepasst werden kann.

Zur Einstellung der Belichtungszeit bei der Aufnahme des Hologramms dient ein Verschluss, der ebenfalls getrennt aufgestellt ist. Nachdem der Strahl den Verschluss passiert hat, wird er an einem halbdurchlässigen Spiegel in zwei Teilstrahlen gespalten. Das Intensitätsverhältnis der beiden Teilstrahlen kann durch Verschieben des Spiegels mit Hilfe von Mikrometerschrauben in Richtung seiner Längsachse verändert werden; dies wird durch eine graduelle Verspiegelung des Strahlteilers ermöglicht.

Ein Teilstrahl wird über zwei Planspiegel umgelenkt, dann durch einen aus zwei Linsen und einer Modenblende bestehenden Strahlaufweiter auf einen Durchmesser von 78 mm aufgeweitet und trifft als Referenzwelle im Winkel von 55° auf die Hologrammebene. Der zweite Teilstrahl wird auf analoge Art aufgeweitet (Abb. 10), durch einen Planspiegel mit 25 cm Durchmesser (bzw. 8 cm bei der alten Versuchsapparatur) in die Richtung der Hologrammachse umgelenkt und passiert nach Parallelisierung durch eine 25 cm (8 cm) Linse mit dem Strahldurchmesser 25 cm (8 cm) das Untersuchungsfeld.

Anschließend erfolgt durch zwei Linsen wieder eine Reduktion des Durchmessers dieser Vergleichs- bzw. Objektwelle auf ebenfalls 78 mm, mit dem sie dann senkrecht auf die Hologrammebene trifft. Als Vergleichswelle bezeichnet man den Teilstrahl, der das Untersuchungsfeld in Abwesenheit der Flamme auf dem gleichen optischen Weg wie später die Objektwelle durchläuft. In der Hologrammebene werden die beiden Laserstrahlen in einem Winkel von 35° zur Interferenz gebracht. Die exakte Positionierung der holografischen Platte wird durch vier mit Mikrometerschrauben einstellbare Bewe-

gungsmöglichkeiten des Hologrammhalters zur Feineinstellung ergänzt.

Mit Hilfe einer speziellen optischen Anordnung [23] können sowohl das Interferenzstreifenmuster als auch die leuchtende Flamme simultan im gleichen Größenmaßstab aufgezeichnet werden. Hierzu ersetzt man das Objektiv der registrierenden Kamera durch ein separates Linsensystem, welches das Interfererenzstreifenmuster und das leuchtende Flammenfeld im gleichen Größenmaßstab auf der Filmschicht abbildet. Somit ist eine eindeutige simultane Zuordnung von momentanen Interferenzstreifenmustern (Dichtestrukturen) und momentanen VIS-Strahldichtestrukturen zu jedem Zeitpunkt und an jedem Ort möglich.

Die Positionierung des Modelltanks erfolgt i.a. so, dass der aufgeweitete Laserstrahl die Flamme im Höhenbereich von 0 - 24 cm (bei der älteren Versuchsapparatur von 0 - 8 cm) durchstrahlt. Der Tankrand sollte als Bezugslinie gerade noch zu sehen sein.

Eine Darstellung der zur Ausbildung des Streifenmuster führenden physikalischen Zusammenhänge wird in Abschnitt 6.1.1.2 gegeben.

### *5.2.2. Aufnahmetechnik mit der Hochgeschwindigkeitsfilmkamera*

Mit einer 16 mm-Hochfrequenz-Rotationsprismen-Filmkamera (Hycam, Modell K2054 W) werden Hochgeschwindigkeitsfilme der Phasenobjekte, z.B. der Tankflammen, aufgezeichnet. Als Filmmaterial werden 16 mm Tageslichtfilme (Fa. Kodak, Ektachrom 7329) mit 23 DIN Empfindlichkeit verwendet. Die zeitliche Auflösung beträgt bei den ausgewerteten Filmen, wenn nicht anders angegeben, 1/2500 s bei einer Bildrate von 1000 Bilder pro Sekunde. Bei Filmlängen von 30 m ergibt sich bei einer Bildrate von z.B. 1000 $s^{-1}$ eine maximale

Beobachtungsdauer von 3.75 s abzüglich der benötigten Zeit für das Anlaufen und Stoppen der Kamera von je ca. 0.3 s. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt je nach Experiment zwischen 70 und 220 mW.

Die Scharfeinstellung der simultanen Abbildung von Flamme und Interferenzstreifenmuster erfolgt über einen speziellen Mikroskopsucher an der Hochgeschwindigkeitsfilmkamera. Die Filmbühne der Kamera wird gegen eine Mattscheibenbühne mit Fadenkreuz ausgetauscht und der Mikroskopsucher auf das Fadenkreuz eingestellt. Dazu wird der auf einem Tisch mit Mikrometereinstellung montierte Achromat der Abbildungsoptik in Strahlrichtung solange verschoben, bis die als Testobjekt verwendete, auf dem abgedeckten Tank positionierte Kerzenflamme scharf abgebildet ist.

## 5.3. Digitales Bildanalysesystem

### 5.3.1. Hardware

#### 5.3.1.1. Auswerteprojektor

Zur Konvertierung der auf den Filmen enthaltenen Bilddaten der Interferenzstreifenmuster in ein Videosignal wird ein 16 mm-Auswerteprojektor mit integrierter CCD-Kamera (Typ Cohu 8390, vergl. Tabelle 1) verwendet.

Der Projektor besitzt ein elektronisches Bildzählwerk und lässt sich im Vor- und Rücklauf mit den Geschwindigkeiten 1, 2, 4, 6, 8, 12, 18, und 25 Bildern pro Sekunde und zusätzlich in einem Standbildmodus betreiben. Für den Fall des Standbildmodus lässt sich der Projektor mit Hilfe einer selbst entwickelten Vorrichtung automatisch jeweils ein Einzelbild vorschalten.

#### 5.3.1.2. CCD-Kamera

Die in der digitalen Bildverarbeitung verwendeten Kameras bestehen aus den Grundkomponenten Bildakquisitions- und Ausgabeeinheit. In den Akquisitionseinheiten werden meist CCD-Chips (Charged Coupled Device) eingesetzt, keine Verwendung mehr finden heute Bildaufnahmeröhren. Die Ausgabeeinheit generiert aus dem akquiriertem Bild ein Videosignal als Basis für die weitere Verarbeitung. Das Signal genügt häufig internationalen Standards wie z.B. den der

CCIR (Comité Consultati International des Radiocommunications), dies ist aber mittlerweile für Spezialanwendungen eher die Ausnahme.

Ein CCD-Chip besteht aus einer zweidimensionalen Matrix separater, lichtempfindlicher Photodioden (Pixeln). Diese wandeln einfallende Strahlung in Ladung um. Nach der Belichtung wird die Ladung in einen Auslesebuffer transferiert und dabei in Spannung gewandelt. Um ein Ausgangssignal von 1 $V_{SS}$ zu generieren, werden $5 \cdot 10^4$ Elektronen benötigt, zu deren Erzeugung pro Elektron zwei Photonen benötigt werden. Aufgrund thermischer Effekte liefern CCD-Chips immer einen sogenannten Dunkelstrom. Dieser ist stark temperaturabhängig und führt zu unerwünschtem Rauschen.

Ein entscheidender Parameter für eine CCD-Kamera ist die Anzahl der effektiven Pixel in Ordinaten- und Abszissenrichtung. Allerdings ist sie nicht gleichbedeutend mit der tatsächlichen Auflösung. Der CCD-Chip realisiert einen Abtastvorgang, dessen kleinste Auflösung durch das Abtasttheorem festgelegt ist. Eine praxisnähere Angabe der tatsächlichen Auflösung ist z.B. die Angabe darstellbarer Linien [24].

Die Ausgabeeinheit einer Kamera liefert ein Videosignal, dass die Weiterverarbeitung durch nachfolgende Komponenten ermöglicht. Die in dieser Arbeit eingesetzte Standardkamera verwendet den europäischen CCIR-Standard für Schwarzweißdarstellung. Die Farberweiterung dieses Standards ist PAL bzw. SECAM. Sämtliche Videostandards basieren auf den von Röhrenkameras und –monitoren gesetzten Randbedingungen. Es wird zunächst ein Halbbild aus den ungeraden Zeilen der Matrix geliefert, dann mit einem Zeitversatz von 1/50 s das zweite Halbbild aus den geraden Zeilen. Das bedeutet, dass sich die zeitliche Auflösung von 1/50 s (bei minimaler Shut-

tergeschwindigkeit) nur auf ein Halbbild bezieht, weil bei bewegten Objekten Verzeichnungen („Kammeffekt“) auftreten. Da bei dem verwendeten Auswerteprojektor während des Betriebs Vibrationen auftreten, können solche Objektverschiebungen selbst im Standbildmodus nicht ausgeschlossen werden. Eine Lösung des Problems bietet die Verwendung nur eines Halbbildes bei Inkaufnahme der halbierten Auflösung, in gewissen Maßen die Glättung mit Tiefpass-Filtern und besonders die Verwendung von sogenannten Progressive-Scan-Kameras, die in einem Arbeitsgang das vollständige Bild auslesen können, aber spezielle Hardware benötigen.

Im Fall der Aufnahme von Farbbildern sind drei Standardvarianten verfügbar. Die technischen Termini sind Composite („FBAS“), Y/C („S-VHS“) und RGB. Das Composite-Signal enthält sowohl die Helligkeitsinformation („Luminanz“) als auch die Farbinformation („Chrominanz“). Das Luminanz-Signal entspricht dem normalen CCIR bzw. RS-170 Helligkeitssignal. Das ihm überlagerte Farbsignal ist entsprechend den Standards PAL, SECAM bzw. NTSC kodiert. Die Verwendung überlagerter Signale ist allerdings fehleranfällig, es ist also sinnvoll die beiden Signale zu trennen. Bei der hier verwendeten Y/C-Kamera entspricht die Luminanz dem Y-Signal, die Chrominanz dem C-Signal. Die RGB-Technik vermeidet gänzlich zusammengesetzte Signale. Hier wird für jede der drei Basisfarben Rot, Grün und Blau ein Helligkeitssignal zur Verfügung gestellt.

Die technischen Daten der hier verwendeten CCD-Kamera sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

CCD-Kamera

| | |
|---|---|
| Typ: | Cohu, Typ 8390 |
| Kameratyp: | Ein-Chip-Farbkamera mit Matrixfilter (Zyan, Gelb, Magenta, Grün) |
| Chipgröße: | ½“-Format |
| Anzahl effektiver Pixel: | Horizontal: 768<br>Vertikal: 582 |
| Linien: | Horizontal: 450 TV-Linien<br>Vertikal: 415 TV-Linien |
| Signal/Rauschabstand: | 48 dB |

*Tabelle 1: Technische Daten der verwendeten CCD-Kamera*

#### 5.3.1.3. Digitalisierung des Videosignals (Frame-Grabber)

Die Digitalisierung des Videosignals erfolgt über einen sogenannten Frame-Grabber. Dieser liest das analoge Videosignal aus und liefert ein Einzelbild aus diskreten Bildpunkten. Im Fall des CCIR-Standards besteht das Bild aus 768 Punkten in Abszissenrichtung und 576 Punkten in Ordinatenrichtung bei einer Farbtiefe von 8 Bit bei Schwarzweiß- bzw. 24 Bit bei Farbdarstellung. Eine Zusammenstellung der technischen Daten des hier verwendeten Frame-Grabbers findet sich in Tabelle 2.

Frame-Grabber

| | |
|---|---|
| Typ: | Matrox Meteor II (PPB) |
| Signaltyp: | Composite oder Y/C |
| Max. Bildgröße (CCIR): | Horizontal: 768 Punkte<br>Vertikal: 576 Punkte |
| A/D-Wandler, Abtastrate (quadr. Pixel): | CCIR: 14.3 MHz<br>PAL: 14.75 MHz |

*Tabelle 2: Technische Daten des verwendeten Frame-Grabbers*

### *5.3.2. Software*

Im Rahmen dieser Arbeit werden u.a. die Bildbearbeitungsprogramme Matrox Inspector 2.1 (Matrox Electronic Systems, Montreal, Kanada) und PicColor (F.I.B.U.S., Düsseldorf) verwendet. Die Programme verfügen über umfangreiche Funktionen zur Bildbearbeitung wie z.B. Bildarithmetik, Filter, Regionenanalyse („Blob analysis“) und Mustererkennung.

Die Programme stellen außerdem eine leistungsstarke Scriptsprache zur Verfügung, mit denen die Auswertung ganzer Bildsequenzen automatisiert werden kann.

Zur weiteren Auswertung der Geschwindigkeitsfelder, z.B. zur Berechnung von Wirbelstärken oder zur Erstellung von Geschwindigkeitsprofilen sowie für die Modellierung von (zeitabhängigen) Temperaturfeldern T(x,y,z,t) zur nachfolgenden Simulation von Interferenzstreifenmustern (vergl. Abschnitt 6), wurden eigene Programme in Visual Basic (Microsoft, Version 5.0) erstellt.

## 5.4. Digitale Bildverarbeitung

### 5.4.1. Digitalisierung

Unter der Digitalisierung eines Bildes versteht man die Umwandlung der analogen Bildinformation in eine zweidimensionale Matrix. Bei Verwendung einer CCD-Kamera geschieht dies schon bei der Aufnahme, da sie aus einer zweidimensionalen Anordnung von Sensoren, den Photodioden, besteht.

Mathematisch gesehen ist die Digitalisierung die Abbildung einer kontinuierlichen Funktion im zweidimensionalen Raum auf eine Matrix mit diskretem Definitionsbereich:

$$g(x,y) \xrightarrow{D} g_{m,n} \tag{5}$$

$$x,y \in \mathbf{R} \qquad m,n \in \mathbf{N}$$
$$\mathbf{W}(g) = \mathbf{R} \qquad \mathbf{W}(g) = \{0,1,...,254,255\}$$

Darüber hinaus muss eine Einschränkung des Wertebereichs $\mathbf{W}(g)$ auf z.B. 256 Graustufen und damit der Anzahl unterscheidbarer Werte in Kauf genommen werden (Quantisierung). Ein Element der Matrix wird als Pixel oder auch Pel (aus picture element) bezeichnet. Im zweidimensionalen Raster hat jedes Pixel (P) zwei Arten von Nachbarn (X) (Abb. 11). Es gibt vier Nachbarpixel, die über Kanten mit dem Zentralpixel verbunden sind, und vier weitere, die nur über ihre Ecken an das Pixel angrenzen. Je nachdem, ob alle Nachbarn, oder nur die Kantenverknüpften betrachtet werden, spricht man

entweder von einer 8er-Nachbarschaft oder von einer 4er-Nachbarschaft (Abb. 11). Die Bildverarbeitungsfunktionen die in dieser Arbeit angewendet werden, verwenden die 8er-Nachbarchaft.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| | | | | |
| | X | X | X | |
| | X | P | X | |
| | X | X | X | |
| | | | | |

8er-Nachbarschaft

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| | | | | |
| | | X | | |
| | X | P | X | |
| | | X | | |
| | | | | |

4er-Nachbarschaft

*Abb. 11: Der Begriff der "Nachbarschaft" eines Pixels. Mit „P“ ist jeweils das Zentralpixel, mit „X“ sind die Nachbarn bezeichnet.*

Der Vorgang der Digitalisierung bedeutet einen Datenverlust, da eine kontinuierliche Funktion auf eine endliche Zahl von Bildpunkten reduziert wird. Um sicherzugehen, dass dabei nicht entscheidende Informationen des Bildes verloren gehen, muss das Abtasttheorem eingehalten werden. Es besagt, dass zur Rekonstruktion einer periodischen Struktur aus den Abtastwerten, die kleinste Ortswellenlänge pro Wellenlänge zweimal abgetastet werden muss. Die maximale Wellenzahl, die ohne Fehler abgetastet werden kann, bezeichnet man als Grenzwellenzahl oder Nyquist-Wellenzahl [25].

Wird eine zu kleine Abtastrate gewählt, treten die unerwünschten Aliasing- (Abb. 12) und Moiré-Effekte (Abb. 13) auf.

Der Aliasing-Effekt wird bei eindimensionalen Signalen, besonders bei Zeitserien, beobachtet. Ein Beispiel ist in Abb. 12 dargestellt.

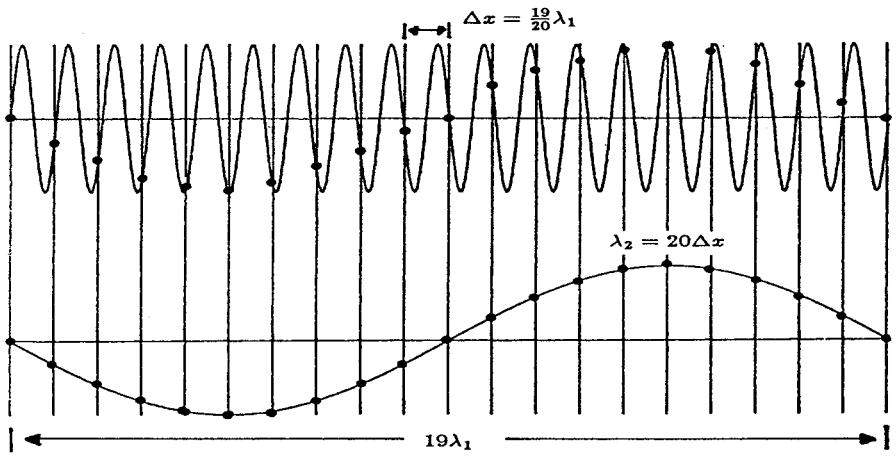



*Abb. 12: Aliasing-Effekt: Eine Sinusschwingung (Wellenlänge $\lambda_1$) wird mit einer Schrittweite ($^{19}/_{20}\ \lambda_1$) abgetastet, die etwas kleiner ist als ihre Wellenlänge. Dies führt zu einer Wellenlänge des resultierenden Signals $\lambda_2$, welches $\lambda_2 = 19\lambda_1$ mal so groß wie die des abzutastenden Signals ist.*

Eine Sinusschwingung wird hier mit einer Schrittweite abgetastet die $^{19}/_{20}$ ihrer Wellenlänge $\lambda_1$ entspricht. Als Ergebnis erhält man zwar ebenfalls eine Sinusschwingung. Die Wellenlänge $\lambda_2$ dieser Schwingung ist allerdings auf das 19-fache der ursprünglichen Wellenlänge $\lambda_1$ angestiegen.

Der Moiré-Effekt (Abb. 13) tritt auf, wenn zwei eindimensionale Gitter mit unterschiedlichen Gitterkonstanten nicht genau überlagert werden. Nach der Abtastung erscheinen die Gitter mit veränderter Periodizität und Richtung. In Abb. 13 wird die Digitalisierung durch Überlagerung eines zweidimensionalen Gitters, stellvertretend für die CCD-Matrix der Kamera, simuliert.

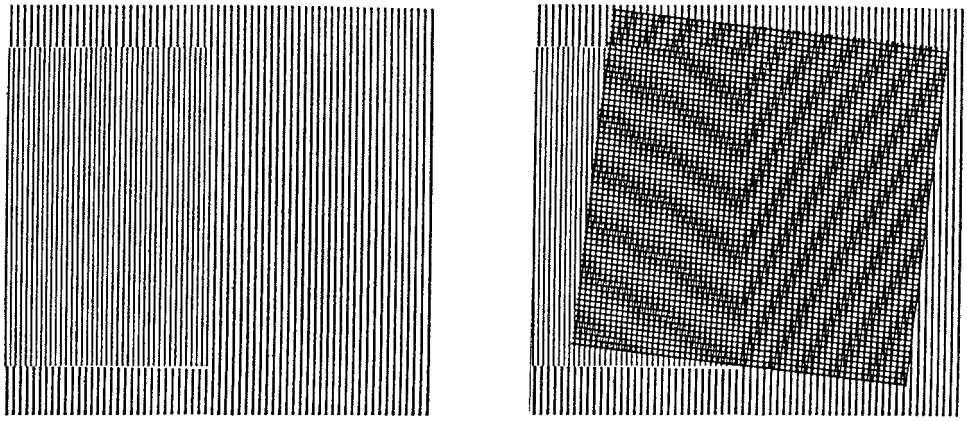


*Abb. 13: Moiré-Effekt: Die linke Hälfte der Abbildung zeigt zwei eindimensionale Gitter mit unterschiedlichen Gitterkonstanten, auf der rechten Hälfte wird die Digitalisierung durch Überlagerung eines zweidimensionalen Gitters (stellvertretend für die CCD-Matrix, dunkles, gedrehtes Quadrat) simuliert. Es entstehen räumliche Muster („Wellenmuster"), welche auf Moiré-Effekte zurückzuführen sind.*

### *5.4.2. Apertur- und Korrespondenzproblem*

Die Detektion von Bewegungen in Bildfolgen erfolgt durch Anwendung lokaler Operatoren auf aufeinanderfolgende Bilder. Solche lokale Operatoren wirken jeweils nur auf einen begrenzten Bildausschnitt („Fenster") (Abb. 14).

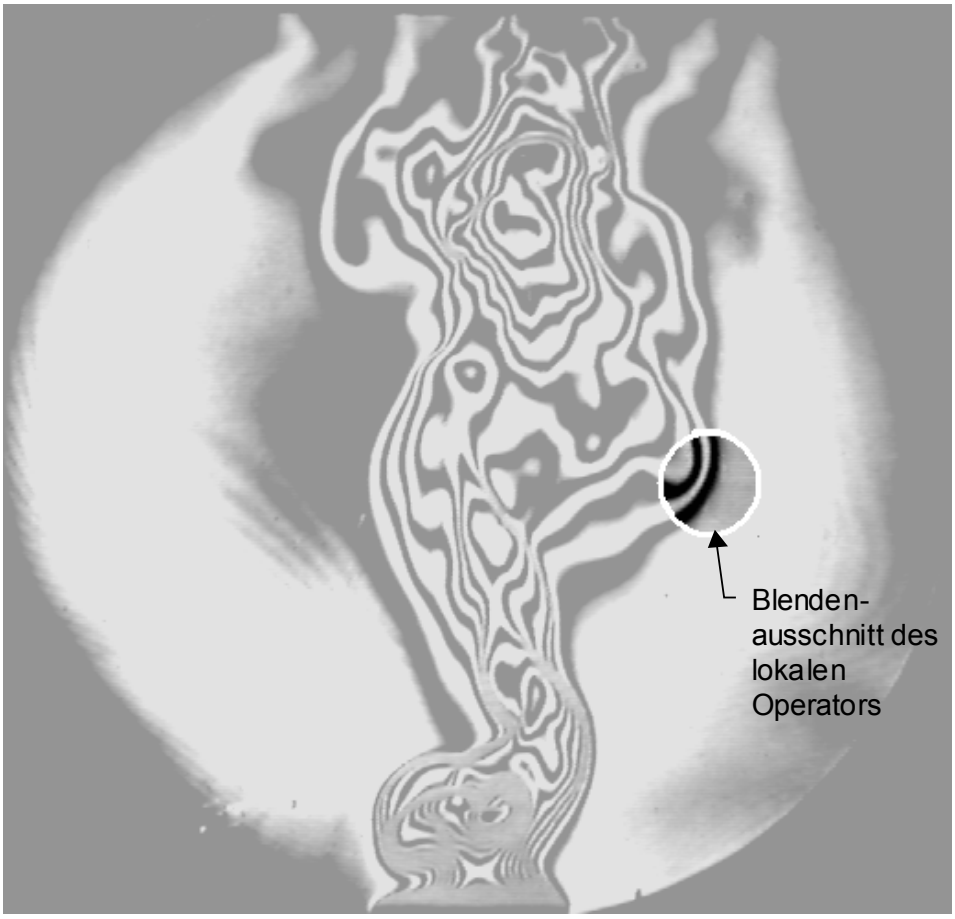



*Abb. 14: Veranschaulichung der räumlich begrenzten Wirkung eines lokalen Operators. Ein lokaler Operator „sieht" nicht den gesamten Bildinhalt, sondern nur den beispielhaft hier dargestellten Bildbereich innerhalb des Blendenausschnitts*

Die erkannten Verschiebungen von Mustern innerhalb der Fenster können dann mit Hilfe des zeitlichen Abstands zwischen den Bildern in Geschwindigkeiten umgerechnet werden.

Die Größe des Bildausschnitts hat einen entscheidenden Einfluss auf das erhaltene Geschwindigkeitsfeld. Verschieben sich einzelne Teile eines Musters in einem Fenster in unterschiedliche Richtungen, so wird als Ergebnis ein Mittelwert dieser Einzelbewegungen erhalten, da pro Bildausschnitt nur ein Geschwindigkeitsvektor angegeben

wird. Um die Verschiebungsvektoren der einzelnen Fragmente bestimmen zu können, muss die Größe des Fensters also der Größe der kleinsten Struktur im sich bewegenden Muster angepasst werden. Meist befinden sich in einem Bild aber Strukturen verschiedenster Größe. Ein Fenster, dass ideal für die Erkennung kleiner Strukturen ist, kann eine Bewegungserkennung bei großen Strukturen unmöglich machen. Das sogenannte Blenden- oder auch Aperturproblem wird in Abb. 15 verdeutlicht.

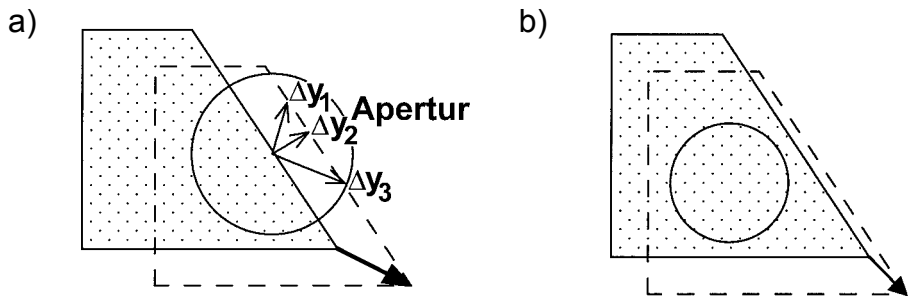



*Abb. 15: Das Blendenproblem bei Verwendung lokaler Operatoren*

a) Bei lokaler Beobachtung kann nicht zwischen einer Verschiebung $\Delta y_1$, $\Delta y_2$ oder $\Delta y_3$ unterschieden werden, d.h. Bewegungen parallel zur Kante können aufgrund der begrenzten räumlichen Sicht des Operators nicht erkannt werden.

b) Bei lokaler Beobachtung ist in homogenen Gebieten keine Bewegungserkennung möglich

Abb. 15a zeigt, dass Bewegungen nicht parallel zu Kanten detektiert werden können. Bewegungen in beide Richtungen der Bildebene können gleichzeitig nur an Ecken (oder Objekten genügend großer Krümmung) gemessen werden. Die tatsächliche Verschiebung des Trapezes in Abb. 15a kann nur an der Ecke festgestellt werden, an der Kante kann nicht zwischen den Verschiebungen $\Delta y_1$, $\Delta y_2$ bzw. $\Delta y_3$ unterschieden werden.

In Abb. 15b ist das durch einen Kreis dargestellte Fenster so klein, dass der homogene Bereich über die Grenzen des lokalen Operators (Blendenausschnitt) hinausragt, was eine Bewegungserkennung unmöglich macht. Soll an diesem Ort ein Verschiebungsvektor bestimmt werden, so muss der Blendenausschnitt vergrößert werden, bis eine Kante oder Ecke innerhalb der Ausschnitts liegt.

Ein weiteres Problem der Mustererkennung stellen die Deformationen der zu beobachtenden Strukturelemente im Zeitschritt der Ermittlung des Geschwindigkeitsfelds dar. Diese Einschränkungen werden unter dem Begriff des Korrespondenzproblems (Abb. 16) zusammengefasst.

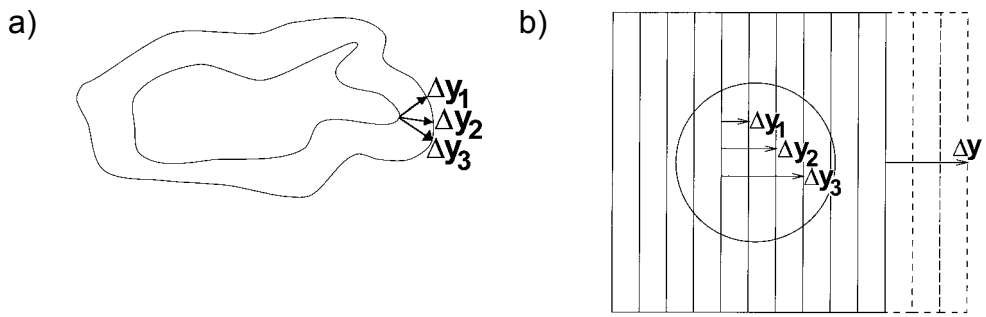



*Abb. 16: Das Korrespondenzproblem bei Verwendung lokaler Operatoren*

a) Korrespondenzproblem bei deformierbaren Körpern: Eine Zuordnung der Verschiebungsvektoren $\Delta y_1$, $\Delta y_2$ oder $\Delta y_3$ ist nur noch durch Einführung von *Regeln* möglich.

b) Korrespondenzproblem bei periodischen Strukturen: Die Verschiebungsvektoren $\Delta y_1$, $\Delta y_2$, $\Delta y_3$ können mehrdeutig sein, wenn eine periodische Struktur verschoben wird (hier um $\Delta y$). Das Problem lässt sich mit der Festlegung von *Schrankenwerten* (also *Regeln*) lösen.

Treten zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern zu große Verformungen (Abb. 16a) der Kontur (der Interferenzstreifen) auf, können keine eindeutigen Zuordnungen mehr zwischen korrespondie-

renden Punkten getroffen und damit zunächst keine eindeutigen Verschiebungsvektoren ermittelt werden. Dem Problem kann durch ein geeignet kurzes Zeitintervall $\Delta t$ zwischen den Aufnahmen zweier aufeinanderfolgender Bilder entgegengewirkt werden, so dass die Deformationen im Zeitintervall minimal sind.
Sollen Verschiebungsvektoren bei periodischen Strukturen (Abb. 16b) bestimmt werden, so müssen ggf. Regeln eingeführt werden, um eine eindeutige Zuordnung von Verschiebungsvektoren zu ermöglichen.

### *5.4.3. Glätten des Eingangsbildes*

Das digitalisierte Einzelbild weist hochfrequente Störungen auf. Diese werden insbesondere durch die verwendete Videonorm hervorgerufen. Die Kamera liefert, wie beschrieben, ein Videosignal im CCIR-Standard. Das heißt, es werden jeweils zwei zeitlich versetzte Halbbilder, bestehend aus den ungeraden bzw. den geraden Zeilen, übertragen. Diese werden nach der Digitalisierung des Videosignals wieder zusammengesetzt. Bedingt durch die unvermeidlichen Vibrationen des Auswerteprojektors kommt es dabei zu einer kleinen Verschiebung der Bildelemente in den beiden Halbbildern zueinander. Die hierbei entstehende Kammstruktur lässt sich mit einem geeigneten, z.B. (3x1)-, Tiefpassfilter glätten.

### *5.4.4. Rauschminderung*

Selbst hochwertige CCD-Kameras weisen prinzipbedingt stets ein Signalrauschen auf, das sogenannte Dunkelrauschen. Dies führt zu statistisch verteilten Störungen im Signal, welche die Informationen niederwertiger Bits überdecken können und bedeutet, dass geringe

Grauwertübergänge nicht mehr unterschieden werden können. Mit Hilfe einer Mittelwertbildung kann jedoch das Signal-Rausch-Verhältnis wesentlich verbessert werden. Durch mehrmalige Aufnahme eines Einzelbildes und Überlagerung kann das Rauschen sehr deutlich verringert werden. In der Praxis wird ein Standbild des Projektors mehrmals digitalisiert, die Einzelbilder werden z.B. in einem 16bit-Bild addiert. Anschließend wird die Bildmatrix durch die Anzahl der Bilder dividiert und in ein 8bit-Graustufenbild konvertiert. Der Mittelwert für ein Pixel ist definiert durch:

$$\overline{g}(x,y) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} g_i(x,y) \tag{6}$$

$g_i(x,y)$ : Grauwert des Pixels (x,y) im i-ten Eingangsbild

$\overline{g}(x,y)$ : Mittelwert der Grauwerte des Pixels (x,y)

n : Anzahl der Eingangsbilder

Das Signal-Rausch-Verhältnis kann so um den Faktor $\sqrt{n}$ verbessert werden.

### *5.4.5. Ausgleich von Bildverschiebungen*

Bedingt durch die Projektor- und Aufnahmetechnik sind die angesteuerten Einzelbilder häufig gegeneinander verschoben. Durch geeignete Algorithmen können die vertikal und selten auch leicht horizontal verschobenen Bilder in die korrekte Positionen gebracht werden.

Der Fehler lässt sich beseitigen, indem die Lage feststehender Bildelemente, z.B. des Tankrands oder eines Teils des Nullfelds, in den Einzelbildern einer Bildfolge miteinander verglichen und die Verschiebungen der Bilder gegeneinander korrigiert werden.

Hierzu wird ein Schwellwert auf einen geeigneten Bildausschnitt („Region Of Interest“) der Einzelbilder angewendet und die Lage dieses Bildelements innerhalb der Bildmatrix mit der Regionenanalyse (vergl. Abschnitt 5.4.7) bestimmt. Der Bildausschnitt sollte so gewählt sein, dass sich in diesem Ausschnitt ein im Eingangsbild ortsfester Hell/Dunkel-Übergang (z.B. der Flammenfuß) befindet. Durch Vergleich der Lage dieses Übergangs in den aufeinanderfolgenden Bildausschnitten lässt sich eine evtl. Verschiebung erkennen und entsprechend korrigieren.

### *5.4.6. Gaußpyramide*

Eine Gaußpyramide ist eine Funktion der Bildverarbeitung, die mehrere Verkleinerungen eines Bildes erzeugt. Diese Verkleinerungen erfolgen üblicherweise mit dem Faktor 2,4,8,16 usw. Durch die Verkleinerung wird die Bearbeitungszeit eines Bildes deutlich verringert.
In Abb. 17 ist eine Gaußpyramide schematisch dargestellt [25]. Von einer Ebene zur nächsten nimmt die Anzahl der Pixel in horizontaler und vertikaler Richtung jeweils um die Hälfte ab.

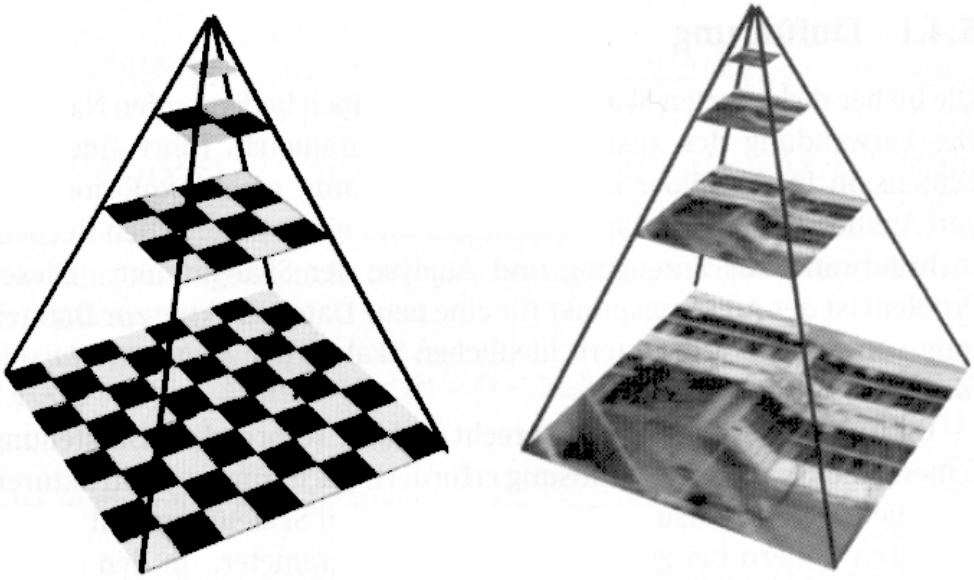


*Abb. 17: Gaußpyramide. Ein Bild wird unter Beachtung des Abtasttheorems verkleinert, um z.B. die Bearbeitungszeit zu verkürzen.*

Um die Größe eines Bildes zu verkleinern kann allerdings nicht einfach jeder zweite Bildpunkt in jeder zweiten Zeile entnommen werden. Eine solche Vorgehensweise würde das Abtasttheorem missachten. Es ist darauf zu achten, dass alle weniger als viermal pro Wellenlänge abgetasteten Strukturen (d.h. mit einer Ortswellenlänge $\lambda < 4$ Pixel) durch Glättungsfilter unterdrückt werden. Die Verkleinerung eines Bildes muss also mit einer angemessenen Glättung vollzogen werden.

### *5.4.7. Regionenanalyse*

Die im Englischen als „blob analysis“ bezeichnete Regionenanalyse ist ein Verfahren der Bildverarbeitung, mit dem innerhalb eines Binärbildes Regionen von zusammenhängenden Pixeln (blob) erkannt werden können.

Unter einer Region wird eine Anzahl benachbarter Pixel verstanden, die sich im selben logischen Status, bei Binärbildern 0 oder aber 1, befinden [26].

Der für die Bildaussage relevante Pixelstatus wird Vordergrund und der andere Hintergrund genannt. Durch die Regionenanalyse kann eine Aussage über charakteristische Daten der gefundenen Regionen, wie beispielsweise den Flächeninhalt, den Mittelpunkt oder die Ausdehnung der einzelnen, voneinander durch Pixel mit Hintergrundstatus getrennten Regionen, erhalten werden.

Ein Binärbild wird erhalten, indem sämtliche Grauwerte auf einen Maximalwert $g_{max}$ gleich weiß und auf einen Minimalwert $g_{min}$ gleich schwarz reduziert werden. Als Grenzwert zwischen schwarz und weiß wird der sogenannte Schwellwert $g_s$ festgelegt. Für jeden Bildpunkt mit dem Grauwert g(x,y) erfolgt dann die Fallunterscheidung:

$$\begin{aligned} &g_{min} \text{für} : g(x,y) < g_s \\ &g_{max} \text{für} : g(x,y) \geq g_s \end{aligned} \tag{7}$$

Es ist außerdem möglich, einen oberen und einen unteren Schwellwert zu setzen. Dies ermöglicht die simultane Detektion von Regionen, die sowohl heller als auch dunkler als der Hintergrund sind.

## 5.5. Bestimmung transienter Geschwindigkeitsfelder der Verschiebung der Interferenzstreifenmuster mit der FPC-Methode

Die Bewegung des Interferenzstreifenmusters lässt sich mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Korrelationsverfahrens erfassen. Das im Rahmen dieser Anwendung erstmalig eingesetzte Verfahren wird als Interferenzstreifenmuster-Korrelationsanalyse (FPC, „Fringe Pattern Correlation“) bezeichnet [27,28,29,40]. Diese Methode basiert auf den Algorithmen der Particle Image Velocimetry (PIV), die eine weite Anwendung in der Analyse von Strömungsfeldern mit sichtbaren Tracerpartikeln erfährt [7,30,31]. Die FPC-Methode benötigt allerdings keine Partikel, sondern detektiert die lokalen Verschiebungen des Interferenzstreifenmusters.

Bei der FPC-Methode wird der Grauwertverlauf eines kleinen Bildausschnitts (Fenster) $g^{(1)}$ mit dem gleichen Bildausschnitt des zeitlich nachfolgenden Bildes $g^{(2)}$ korreliert. Dieses Verfahren ist bei einer hohen Merkmalsdichte (d.h. bei Interferenzstreifen mit möglichst kleinen Kurvenradien) sehr gut anwendbar. Der Verschiebungsvektor $\vec{s}$ ergibt sich aus dem Maximum des Kreuzkorrelationskoeffizienten $R_K(\vec{s})$:

$$R(\vec{s}) = \int_B g^{(1)}(\vec{p})\, g^{(2)}(\vec{p}+\vec{s})\, d\vec{p} \tag{8}$$

Aus Geschwindigkeitsgründen wird die Korrelation in der Frequenzdomäne durchgeführt. Dies entspricht einer Mustererkennung des im gewählten Bildausschnitt vorliegenden Bildmusters. Dieses durch die

Interferenzlinien gebildete Muster bewegt sich durch die Strömung weiter und verändert sich dabei im Vergleich zur Translationsbewegung des Musters nur relativ langsam. Die Lage des Korrelations-Peaks ergibt direkt die Verschiebung des Musters im Fenster zwischen Bild 1 und Bild 2, die mit dem bekannten Zeitschritt von z.B. $\Delta t = 1$ ms in die Geschwindigkeit umgerechnet werden kann (Abb. 18).

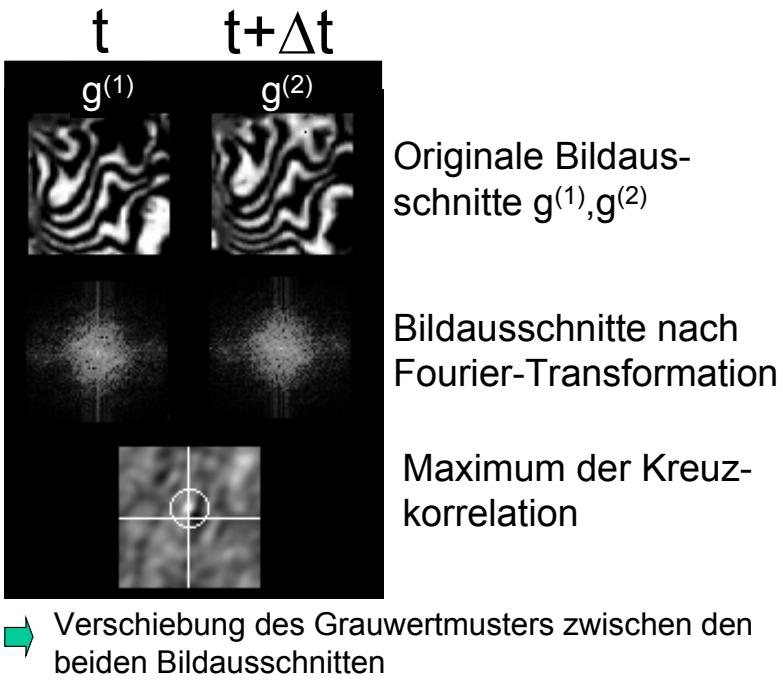



*Abb. 18: Prinzipieller Ablauf der Ermittlung eines Geschwindigkeitsvektors mit Hilfe der FPC-Methode*

Mit Hilfe dieses Korrelationsverfahren im Frequenzbereich wird, im Gegensatz zu der 1/4-Pixel-Auflösung einer direkten Teilchenverfolgung, eine Auflösung von 1/10 Pixel, bei sehr scharfen Korrelations-Peaks 1/20 Pixel, erzielt. Dies entspricht bei einem Kalibrationsfaktor

von typischerweise 30 Pixel/cm und einem Zeitschritt $\Delta t = 1$ ms einem Fehler in der Geschwindigkeit $\Delta u < 5$ cm/s.

Bei höheren Geschwindigkeiten, die zu einer größeren Verschiebung als 1 Pixel führen, ist es möglich, dass der Korrelations-Peak schwächer wird, da sich das Muster im 2. Bild teilweise aus dem Fenster hinaus bewegt hat. Dieses Problem wird dadurch umgangen, dass in einem zweiten Durchlauf das Fenster im zweiten Bild $g^{(2)}$ um den zunächst berechneten Verschiebungsvektor verschoben wird. Danach wird wieder das nahezu vollständige Muster vom Fenster erfasst und der Korrelations-Peak wird besser und ausgeprägter. Auf diese Weise wird nicht nur die Genauigkeit des Verfahrens verbessert, sondern es ist gleichzeitig eine Sicherheit gegen falsch erkannte Vektoren gegeben. Ist der Korrelations-Peak nach der Verschiebung des Fensters z.B. schwächer als vorher, so wird angenommen, dass es sich um einen falsch bestimmten Vektor handelt, und es lassen sich Korrekturschritte einleiten. Beispielsweise lassen sich verschiedene andere, zunächst als weniger wahrscheinlich eingestufte, Korrelations-Peaks verfolgen, oder es kann der fehlerhafte Vektor durch den Mittelwert der benachbarten Vektoren ausgetauscht werden.

Durch dieses sogenannte 2-Pass-Verfahren ist sichergestellt, dass die Auflösung von mindestens 1/10 Pixel tatsächlich erzielt wird.

Die Größe der Fenster für die Korrelation richtet sich nach der Strukturierung der Muster im Bild und nach der Größe der Verschiebung in zwei aufeinanderfolgenden Bildern, d.h. der Strömungsgeschwindigkeit. Für jedes Fenster wird später ein Geschwindigkeitsvektor erhalten. Bei den hier vorliegenden Interferenzstreifenmustern hat sich ein (64x64)- oder (32x32)-Pixel großes Fenster bewährt. Zur Erzeugung vollständiger Geschwindigkeitsfelder wird das Fenster in kleinen Schrittweiten (z.B. 16 Pixel) über den gesamten Messquerschnitt

verschoben, wobei sich die Fensterorte überlappen können, um eine höhere örtliche Teilung der Geschwindigkeitsfelder zu erzielen.

Eine Verringerung der Rechenzeit kann erzielt werden, wenn die Bilder vor der Berechnung durch Anwendung einer Gaußpyramide (vergl. Abschnitt 5.4.6) verkleinert werden. Wird die zweite Stufe der Pyramide verwendet, kann die Fenstergröße halbiert werden.

In Abb. 19 ist ein auf diese Weise hergestelltes Vektorfeld der Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters (Pfeile) zu sehen.

In Abschnitt 6.2 wird die physikalische Bedeutung der Bewegung der Interferenzstreifenmuster diskutiert.

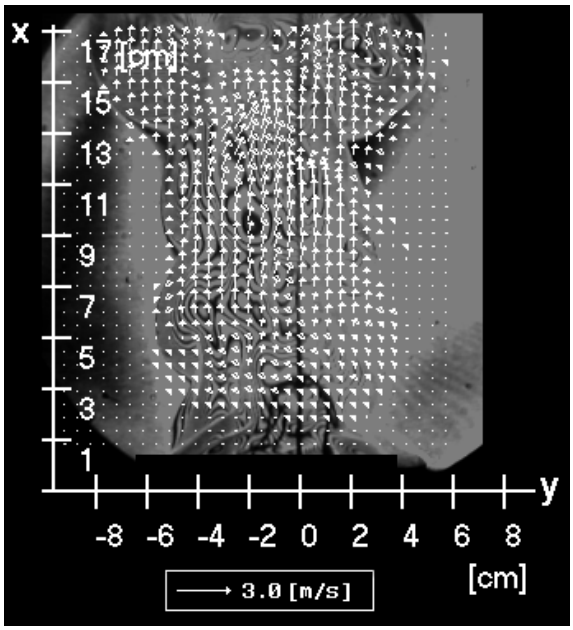



*Abb. 19: Transientes Vektorfeld der Geschwindigkeit der Musterverschiebung einer n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.18 m)*

### *5.5.1. Berechnung der Zirkulation $\Gamma$*

Die Zirkulation (Wirbelstärke) $\Gamma(x,y,t)$ hat wichtige Anwendungen beispielsweise in der Aerodynamik und ist über das Stoke'sche Theorem eng mit der Vortizität $\Omega$ verbunden.

Die Wirbelstärke $\Gamma(x,y,t)$ ist definiert als das Linienintegral um die geschlossene Kurve, z.B. den Kreis, A:

$$\Gamma = \oint_A \vec{u}(x,y,t)\, d\vec{a} \tag{9}$$

Das Wegintegral wird hier über die zugehörige 8er-Nachbarschaft des gerade betrachteten Messorts berechnet. In kalibrierten Einheiten beträgt der Durchmesser des Kreises A ca. 1 cm.

Mit Hilfe von Wirbelstärkefeldern können turbulente Längenskalen (vergl. Abschnitt 6.4) ermittelt werden.

# 6. Ergebnisse und Diskussion

## *6.1. Simulation von Interferenzstreifenmustern*

Die Interferenzstreifenmuster von Tankflammen enthalten, wie in vorhergehenden Abschnitten beschrieben (vergl. Abschnitt 4.1), eine Vielfalt unterschiedlicher Strukturelemente. Durch welche physikalischen Vorgänge diese Elemente gebildet werden, ob durch Änderungen der Temperatur, der chemischen Zusammensetzung der Flammengase oder der Geometrie, sowie der Zusammenhang zwischen den dreidimensionalen Strukturelementen in der Flamme und den identifizierbaren Strukturelementen der Interferenzstreifenmuster sind grössenteils ungeklärt. Gerade auch im Hinblick auf die Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern aus den Verschiebungen in den transienten Interferenzstreifenmustern (vergl. Abschnitt 5.5) ist es aber wichtig zu wissen, von welchen physikalischen Prozessen die Interferenzstreifenmuster in den verschiedenen Höhenbereichen, insbesondere im Flammenhals und in der Flammenfahne, bestimmt werden, um so zu einer Abschätzung der physikalischen Bedeutung der aus den Bewegungen der Interferenzstreifenmuster bestimmten Geschwindigkeitsfelder zu kommen.

### *6.1.1. Erstellung eines Programms zur Simulation von Interferenzstreifenmustern*

Um zu untersuchen, welche Vorgänge die verschiedenen Strukturelemente und Konfigurationen in den Interferenzstreifenmustern hervorrufen, wird ein Programm für eine Microsoft Windows 32bit-Umgebung erstellt, das die Simulation von Interferenzstreifenmustern aus vorgegebenen, d.h. zuvor modellierten, dreidimensionalen und ggf. zeitabhängigen Temperaturfeldern T(x,y,z,t) erlaubt. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind auch sehr wichtig für die Interpretation der physikalischen Bedeutung der Bewegung der Interfererenzstreifenmuster.

#### 6.1.1.1. Modellierung eines Temperaturfeldes T(x,y,z,t)

Die Temperaturen T(x,y,z) werden durch jeweils speziell vorgegebene Algorithmen erzeugt. Es ist dabei nicht erforderlich, eine Symmetrie des Temperaturfelds T(x,y,z) vorzugeben.

Die Temperaturen werden in einem dreidimensionalem Datenfeld gespeichert, dessen Größe von der verwendeten Hardware abhängt. Typischerweise wird ein Datenfeld von 200x200x200 Datenplätzen benutzt.

Im Fall der hier vorgestellten Rechnungen wird meist ein quaderförmiges Temperaturfeld T(x,y,z) = const. ($T \geq T_u$) (Abb. 20) oder ein rotationssymmetrisches Feld T(x,y,z), $0 \leq \sqrt{y^2 + z^2} \leq r_{max}$ ($T \geq T_u$) (Abb. 21, Abb. 22) in dem Datenfeld generiert.

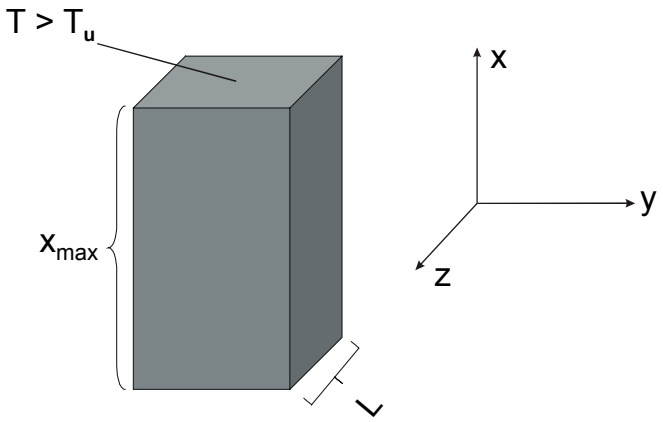



*Abb. 20: Quaderförmiges Temperaturfeld T(x,y,z) = const. Dargestellt (grau) ist der Bereich mit $T > T_u$.*

Zu beachten ist der Unterschied zwischen der Länge L des Datenfeldes (Kastens) und der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}(x,y)$ (Abb. 21a). $L_{eff}$ ist definiert als der Abstand der Punkte, an denen, ausgehend von den Kastenwänden, die Temperatur T(x,y,z) zuerst die Umgebungstemperatur $T_u$ überschreitet: $T(x,y,z) > T_u$.

Im Fall rotationssymmetrischer Temperaturfelder (Abb. 22) werden entweder konstante Felder T(x,y,z) = const. ($\sqrt{y^2+z^2} \leq r_{max}$; $r_{max} \leq {}^{L}/_{2}$) verwendet oder Felder, bei denen T mit zunehmendem relativen Abstand zur Rotationsachse $r_{rel} = \sqrt{y^2+z^2}/r_{max}$ ($\sqrt{y^2+z^2} \leq r_{max}$) mit einem vorgegeben Profil $f_T(r_{rel})$ abnimmt.

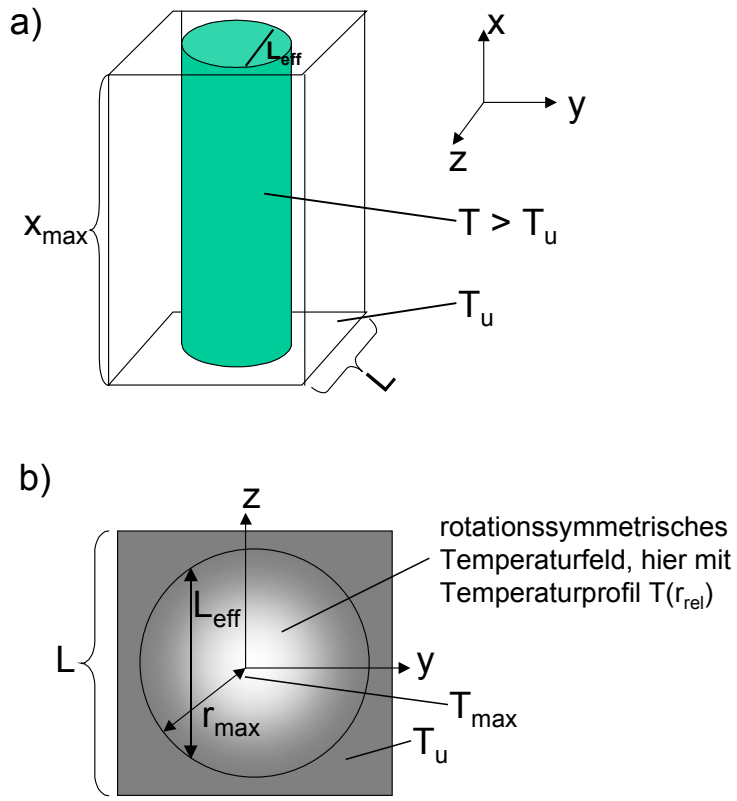



*Abb. 21: Rotationssymmetrisches Temperaturfeld.*

a) Räumliche Ansicht. Grau dargestellt ist der Bereich mit $T > T_u$.

b) Aufsicht auf das rotationssymmetrische Temperaturfeld (yz-Ebene). Dargestellt ist ein Temperaturprofil gem. Gl. (13) (im Inneren des Kreises). Mit helleren Grauwerten sind höhere Temperaturen angedeutet.

Für alle rotationssymmetrischen Temperaturfelder gilt $T(x,y,z) = T_u$ für $\sqrt{y^2 + z^2} > r_{max}$. Der relative Radius $r_{rel}$ wird berechnet mit:

$$r_{rel} = \frac{r}{r_{max}} \; ; \; r_{max} \leq \frac{L}{2}; r \leq r_{max} \, , \tag{10}$$

der maximale Radius ist modellbedingt auf die Hälfte der (frei wählbaren) Kastenlänge begrenzt, kann aber auch kleiner gewählt werden.

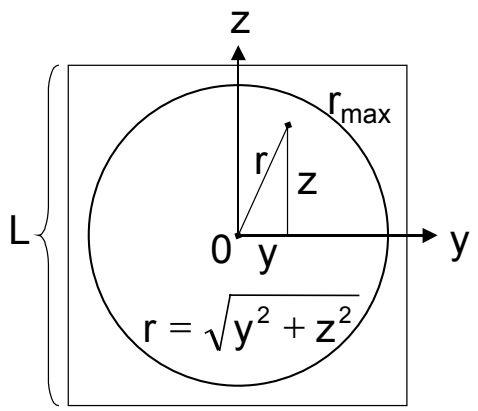



*Abb. 22: Veranschaulichung der Geometrie beim rotationssymmetrischen Temperaturfeld*

Insbesondere werden zwei verschiedene Beziehungen für die Abnahme der Temperatur in radialer Richtung (Profile 1 und 2) benutzt. Beide Profile sind so gestaltet, dass ein Verstärkungsfaktor $f_T(r_{rel})$ zwischen 1 (Maximalwert der Temperatur bei $r_{rel} = 0$) und 0 (Minimalwert der Temperatur bei $r_{rel} = 1$) definiert wird.

Für Profil 1 gilt:

$$f_T(r_{rel}) = e^{-5\,r_{rel}^2} \tag{11}$$

Für Profil 2 gilt:

$$f_T(r_{rel}) = 1 - r_{rel}^2 \tag{12}$$

Die beiden Verstärkungsfaktor-Profile sind in Abb. 23 dargestellt.

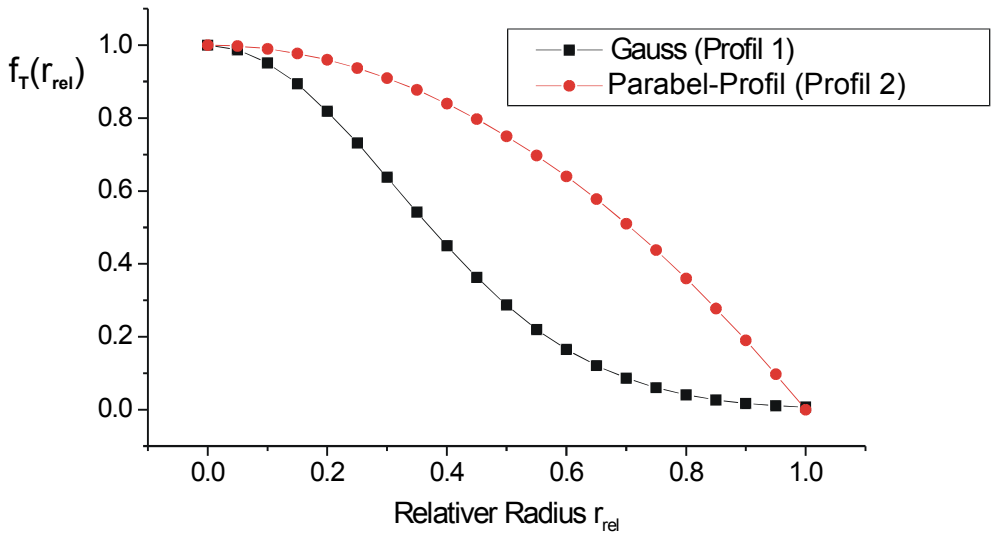



*Abb. 23: Verstärkungsfaktorprofile $f_T(r_{rel})$, entsprechend Gl. (11) bzw. (12)*

Profil 1 (Gl. (11)) entspricht einem Gauss-Profil, wie es häufig für die mittlere Temperaturverteilung und die mittlere Verteilung der Aufstiegsgeschwindigkeiten in der Flammenfahne angenommen bzw. auch gemessen wird [32]. Um den Einfluss eines zu den Rändern hin stärkeren Temperaturabfalls zu untersuchen, wird zusätzlich das Profil 2 (Parabel-Profil) berücksichtigt (Gl. (12)).

Das Temperaturprofil $T(r_{rel})$ berechnet sich dann (ohne Höhenabhängigkeit T(x)) wie folgt:

$$T(r_{rel}) = (T_{max} - T_u) f_T(r_{rel}) + T_u \tag{13}$$

Die Temperatur $T(r_{rel})$ variiert zwischen $T_u$ und $T_{max}$. Es wird sichergestellt, dass die Temperatur $T(r_{rel})$ nicht kleiner als $T_u$ werden kann.

#### 6.1.1.2. Berechnung eines Interferenzstreifenmusters aus dem Temperaturfeld T(x,y,z)

Das hier simulierte, holografische Durchlichtinterferometer mit *einer* Durchstrahlungsrichtung transformiert das dreidimensionale, momentane Brechzahlfeld $n_m(x,y,z,t)$ des Phasenobjekts in die zweidimensi-

onale Phasenverschiebung $\Delta\varphi(x,y,t)$ bzw. in die Interferenzstreifenordnung S(x,y,t) [33]:

$$S(x,y,t) \equiv \frac{\Delta\varphi(x,y,t)}{2\pi} = \frac{1}{\lambda}\int_0^L [n_m(x,y,z,t) - n_u]\,dz \tag{14}$$

(bei den hier vorgestellten Ergebnissen gilt i.a. $\lambda = 514.5$ nm, $n_u = 1.0003$).

Als Fluid wird (heiße) Luft angenommen und näherungsweise als ideales Gas betrachtet.

Zur Ermittlung des momentanen Brechzahlfelds $n_m(x,y,z,t)$ eines unpolaren Gasgemischs ($n_m \approx 1$) lässt sich mit sehr guter Näherung die Gladstone-Dale-Gleichung verwenden [33,34]:

$$n_m(x,y,z,t) - 1 = \tfrac{3}{2}\rho_m(x,y,z,t)N_m(x,y,z,t) \tag{15}$$

mit

$$\rho_m(x,y,z,t) = \frac{pM}{R}\frac{1}{T(x,y,z,t)} \tag{16}$$

Mit dem Druck $p = 10^5$ Pa, der molaren Masse von Luft $M_{Luft} = 0.028$ kg/mol, der universellen Gaskonstante R=8.31441 J/(K mol)) und der hier i.a. als konstant vorausgesetzten spezifischen Refraktion $N_m = 1.504*10^{-4}$ m³/kg des Gemischs, in diesem Fall heißer Luft, lässt sich also aus dem Brechzahlfeld $n_m(x,y,z,t)$ sowohl die Dichte $\rho_m(x,y,z,t)$ des Flammengasgemischs als auch dessen Temperaturfeld T(x,y,z,t) berechnen.

Die Integration über den Weg wird in z-Richtung vorgenommen, die Größe des differentiellen Wegelements dz ist durch die Anzahl der Gitterpunkte in z-Richtung und der jeweils (frei) vorgegebenen, durchstrahlten Weglänge L (z.B. L = 0.05 m) bestimmt.

Die durch die Gln. (15),(16) beschriebene Abhängigkeit der Brechzahl von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur $n_{Luft}(T)$ ist in Abb. 24 dargestellt.

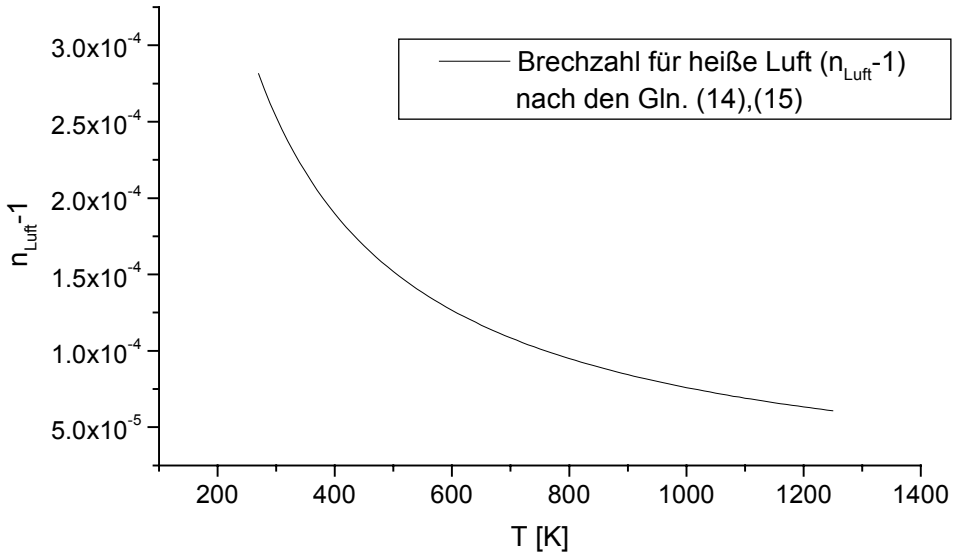



*Abb. 24: Abhängigkeit der Brechzahl $n_{Luft}(T)$ heißer Luft von der Temperatur T*

#### 6.1.1.3. Visualisierung

Das Profil von S(x,y) für t = const. wird in Grauwertbildern der Tiefe 8 bit dargestellt. Intensitätsminima (Grauwert 0 im Graustufenbild) werden bei halbzahligen Werten der Streifenordnung S, d.h. für S = –0.5, –1.5, –2.5,... erhalten, Intensitätsmaxima (Grauwert 255 im Graustufenbild) dementsprechend für die ganzzahligen Werte S = 0, –1, –2, ... Negative Werte von S werden erhalten für $n_m(x,y,z) < n_u$ bzw. $T(x,y,z) > T_u$.

Um das Profil von S(x,y) in Grauwerte umzusetzen, wird es zwischen benachbarten Minima und Maxima linear angenähert.

Temperaturprofile lassen sich z.B. als Schnitt in beliebigen Ebenen erhalten, standardmäßig werden Schnitte in der xy-Ebene (z = 0) und die yz-Ebene (Schnitt bei $0.5\,x_{max}$, vergl. Abb. 31) gebildet. Zur (Farb-) Codierung wird die maximale Temperaturdifferenz $\Delta T_{max} = T_{max} - T_u$ berechnet und auf die Anzahl von 256 Graustufen

gerastert. Aus Visualisierungsgründen ist bei den hier gezeigten Temperaturfeldern das Grauwertprofil allerdings nicht linear (d.h. g ist keine lineare Funktion von T), so dass aus den Feldern allein nicht auf das quantitative Profil der Temperatur geschlossen werden kann. Die auf diese Weise visualisierten Temperaturfelder dienen aber allein der *Veranschaulichung* von Temperaturprofilen, so dass eine quantitative Aussage auch nicht benötigt wird.

#### 6.1.1.4. Testrechnungen

##### *6.1.1.4.1. Vergleich mit tabellierten Streifentemperaturen von Hauf/ Grigull*

Hauf und Grigull [33] geben für den in Tabelle 3 spezifizierten Test 1 eine Zuordnung von Streifenordnungen S(T) zu Temperaturen $291.15 < T < 378.83$ K ($L = 0.5$ m, $T_u = 298$ K, $\lambda = 546.1$ nm) an.
Für $T = 378.83$ K finden sie $S = -58$, die hier verwendete Berechnungsmethode ergibt mit den in Tabelle 3 tabellierten Werten in sehr guter Übereinstimmung $S = -57$.

*Tabelle 3: Parameter für Test 1*

| | |
|---|---|
| Medium | Luft, $p \approx 760$ Torr $\approx 10^5$ Pa = 1 bar |
| Durchstrahlte Weglänge | $L = 0.5$ m, Symmetrie $D_4$ (vergl. Abb. 20) |
| Laserwellenlänge | $\lambda = 546.1$ nm |
| Umgebungstemperatur | $T_u = 291.15$ K |

#### *6.1.1.4.2. Rotationssymmetrische Temperaturfelder*

Es wird ein rotationssymmetrisches Temperaturfeld generiert (Test 2), dessen vorgegebene Daten (Tabelle 4, Tabelle 5) näherungsweise denen einer Tankflamme (d = 5 cm) entsprechen.

*Tabelle 4: Parameter für Test 2 (Profil 1), → Abb. 25*

| | |
|---|---|
| Medium | Luft, $p \approx 760$ Torr $\approx 10^5$ Pa = 1 bar |
| Durchstrahlte Weglänge | L = 0.05 m, Rotationssymmetrie $C_\infty$ (vergl. Abb. 21) |
| Laserwellenlänge | $\lambda$ = 514.5 nm |
| Umgebungstemperatur | $T_u$ = 291.15 K |
| Maximale Temperatur | $T_{max}$ = 1200 K |
| Profil $f_T(r_{rel})$ | Profil 1 nach Gl. (11) |

*Tabelle 5: Parameter für Test 2 (Profil 2), → Abb. 25*

| | |
|---|---|
| Medium | Luft, $p \approx 760$ Torr $\approx 10^5$ Pa = 1 bar |
| Durchstrahlte Weglänge | L = 0.05 m, Rotationssymmetrie $C_\infty$ (vergl. Abb. 21) |
| Laserwellenlänge | $\lambda = 514.5 \cdot 10^{-9}$ m |
| Umgebungstemperatur | $T_u$ = 291.15 K |
| Maximale Temperatur | $T_{max}$ = 1200 K |
| Profil $f_T(r_{rel})$ | Profil 2 nach Gl. (12) |

Lucas [35] findet für eine n-Hexan-Tankflamme (d = 4.6 cm) Maximalwerte $S_{max}$ zwischen -10 und -15. Im Rahmen dieser Näherung stimmen die nach den Gln. (14)-(16) ermittelten, maximalen Streifenordnungen von $S_{max}$ = -11 (Profil 1 nach Gl. (11)) bzw. $S_{max}$ = -16 (Profil 2 nach Gl.(12)) (Abb. 25) also sehr gut mit den tatsächlich beobachteten Werten in Tankflammen überein.

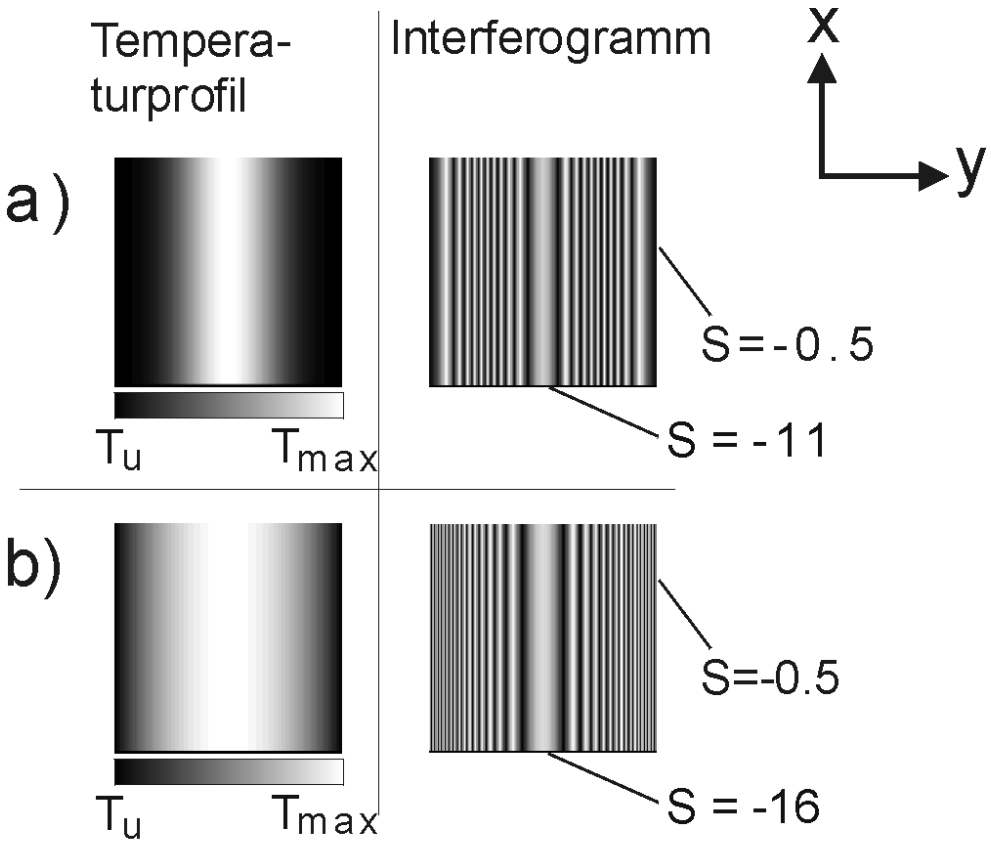



*Abb. 25: Interferenzstreifenmuster eines rotationssymmetrischen Temperaturprofils (Temperaturprofile 1+2, Parameter entspr. (Tabelle 4, Tabelle 5). Dargestellt ist auf der linken Seite der Grafik das zugrundeliegende Temperaturfeld als Schnitt in der xy-Ebene, die Temperaturwerte zwischen $T_u$ und $T_{max}$ sind dabei mit Grauwerten codiert, wobei niedrige Helligkeitswerte kleine Temperaturen bezeichnen. Auf der rechten Seite der Grafik ist das aus dem Temperaturfeld berechnete Interferenzstreifenmuster dargestellt.*

a) Profil 1 nach Gl. (11) (Gauss-Profil)

b) Profil 2 nach Gl. (12) (Parabel-Profil)

### *6.1.2. Sensitivität der Streifenordnung S gegenüber den Parametern Temperatur, spezifische Refraktion und effektiv durchstrahlte Weglänge*

Die Streifenordnung S hängt insbesondere von den Parametern effektiv durchstrahlte Weglänge $L_{eff}$, Temperatur T und spezifische Refraktion $N_m$ des Gasgemischs ab. Im Hinblick auf die Frage, welche physikalischen Vorgänge in der Flamme die verschiedenen Strukturelemente des Interferenzstreifenmusters hervorrufen, soll im Folgenden die Sensitivität der Streifenordnung bezüglich der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$, der Temperatur T und der spezifischen Refraktion $N_m$ bei in z-Richtung homogenen Feldern untersucht werden. Wie in Abschnitt 6.1.1.2 ausführlich erläutert, lässt sich die Streifenordnung S berechnen durch:

$$S = \frac{1}{\lambda} \int_0^L n_m(x,y,z) - n_u \, dz \tag{17}$$

Für die hier durchgeführte Simulation wird ein über die gesamte Beobachtungsstrecke sowie an jedem Punkt (x,y) homogenes Gasgemisch angenommen. Damit lässt sich wie folgt vereinfachen:

$$S = \frac{1}{\lambda} \; L \; (n_m - n_u) \tag{18}$$

Die Brechzahl des Gemischs lässt sich mit der Gladstone-Dale Gleichung und der Voraussetzung eines ideales Gases wie folgt berechnen:

$$n_m = \frac{3}{2} \; \frac{p \; M}{R} \; \frac{N_m}{T} + 1 \tag{19}$$

Einsetzen von Gl. (19) in (18) ergibt:

$$S = \left[\frac{1}{\lambda}\right] L \left( \left[\frac{3}{2}\frac{p\,M}{R}\right] \frac{N_m}{T} + \left[1 - n_u\right] \right) \tag{20}$$

Die in eckige Klammern gesetzten Terme $\left[\frac{1}{\lambda}\right]$; $\left[\frac{3}{2}\frac{p\,M}{R}\right]$ und $[1 - n_u]$ stellen konstante physikalische Größen dar.

Zur Berechnung der Sensitivität der Streifenordnung bezüglich der Parameter durchstrahlte Weglänge L, Temperatur T und spezifische Refraktion $N_m$ werden nun zunächst die Ableitungen $(\partial S / \partial L)_{N_m,T}$, $(\partial S / \partial N_m)_{L,T}$ und $(\partial S / \partial T)_{L,N_m}$ gebildet.

Es ergibt sich:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial L}\right)_{N_m,T} = \left[\frac{3}{2}\frac{p\,M}{R\,\lambda}\right] \frac{N_m}{T} + \left[\frac{1 - n_u}{\lambda}\right] \tag{21}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial N_m}\right)_{L,T} = \left[\frac{3}{2}\frac{p\,M}{R\,\lambda}\right] \frac{L}{T} \tag{22}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{S,N_m} = -\left[\frac{3}{2}\frac{p\,M}{R\,\lambda}\right] \frac{L N_m}{T^2} \tag{23}$$

Die in eckige Klammern gesetzten Terme stellen wiederum Konstanten dar.

Mit den Werten aus Tabelle 6 gilt:

$$\left[\frac{3}{2}\frac{p\,M}{R\,\lambda}\right] = 9.799 \cdot 10^8 \frac{kg\,K}{m^4} \tag{24}$$

und

$$\left[\frac{1 - n_u}{\lambda}\right] = -583.1\,m^{-1}. \tag{25}$$

*Tabelle 6: Konstanten zur Berechnung der konstanten Terme nach Gl. (24) und (25)*

| p [Pa] | M [kg/mol] | R [J/(K mol)] | $\lambda$ [m] | $n_u$ |
|---|---|---|---|---|
| $10^5$ | 0.028 | 8.21441 | $514.5*10^{-9}$ | 1.0003 |

Da die $(\partial S/\partial L)_{N_m,T}$, $(\partial S/\partial N_m)_{L,T}$ und $(\partial S/\partial T)_{L,N_m}$ (Gln. (21)-(23)) außerdem von L, $N_m$ und T selbst abhängen, müssen plausible Werte für diese Parameter gewählt werden. Es wird für jeden Parameter jeweils ein kleinster und ein größter Wert (Tabelle 7) gewählt.

*Tabelle 7: Plausible kleinste und größte Werte für die Parameter durchstrahlte Weglänge L, spezifische Refraktion $N_m$ und Temperatur T*

| | L [m] | $N_m$ [m³/kg] | T [K] |
|---|---|---|---|
| kleinster Wert | 0.05 | $1.504*10^{-4}$ | 900 |
| größter Wert | 0.2 | $3.54*10^{-4}$ | 2200 |

Im Fall der durchstrahlten Weglänge L entspricht L = 0.05 m einem typischen Tankdurchmesser, während L = 0.2 m ein plausibler Wert für den Flammendurchmesser in der Flammenfahne ist. Die spezifische Refraktion $N_m = 1.504*10^{-4}$ $m^3/kg$ entspricht der spezifischen Refraktion von (heißer) Luft und $N_m = 3.54*10^{-4}$ $m^3/kg$ der von gasförmigem n-Hexan als Beispiel eines typischen Brennstoffs.
Einsetzen der plausiblen Werte (Tabelle 7) in die Gln. (21)-(23) ergibt (Tabelle 8 - Tabelle 10):

*Tabelle 8: Für verschiedene (plausible) Werte von T und $N_m$ nach Gl. (21) berechnetes $(\partial S/\partial L)_{N_m,T}$ [$m^{-1}$]:*

| | $N_m$= $1.504*10^{-4}$ m³/kg | $N_m$= $3.54*10^{-4}$ m³/kg |
|---|---|---|
| T = 900 K | -419 $m^{-1}$ | -198 $m^{-1}$ |
| T = 2200 K | -516 $m^{-1}$ | -425 $m^{-1}$ |

*Tabelle 9: Für verschiedene (plausible) Werte von T und L nach Gl. (22) berechnetes $(\partial S/\partial N_m)_{L,T}$ [kg/m³]*

| | L = 0.05 m | L = 0.2 m |
|---|---|---|
| T = 900 K | 5.44*104 kg/m³ | 2.18*104 kg/m³ |
| T = 2200 K | 2.23*104 kg/m³ | 8.91*104 kg/m³ |

*Tabelle 10: Für verschiedene (plausible) Werte von L, T und $N_m$ nach Gl. (23) berechnetes $(\partial S/\partial T)_{L,N_m}$ [$K^{-1}$]:*

| Für L = 0.05 m | $N_m$= 1.504*$10^{-4}$ m³/kg | $N_m$= 3.54*$10^{-4}$ m³/kg |
|---|---|---|
| T = 900 K | -9.1*$10^{-3}$ $K^{-1}$ | -2.1*$10^{-3}$ $K^{-1}$ |
| T = 2200 K | -1.5*$10^{-3}$ $K^{-1}$ | -3.6*$10^{-3}$ $K^{-1}$ |

| Für L = 0.2 m | $N_m$= 1.504*$10^{-4}$ m³/kg | $N_m$= 3.54*$10^{-4}$ m³/kg |
|---|---|---|
| T = 900 K | -3.6*$10^{-3}$ $K^{-1}$ | -8.6*$10^{-3}$ $K^{-1}$ |
| T = 2200 K | -6.1*$10^{-3}$ $K^{-1}$ | -14.0*$10^{-3}$ $K^{-1}$ |

Um die verschiedenen $\partial S$ miteinander vergleichen zu können, wird, ausgehend von den plausiblen Werten für $N_m$, T und L (vgl. Tabelle 7), die Änderung der Streifenordnung $\Delta S$ für eine jeweils 10%ige Zunahme von $N_m$, T bzw. L berechnet.

Hierzu wird $\Delta S$ für den kleinsten und den größten plausiblen Wert von $L_{eff}$, $N_m$ und T (Tabelle 7) und für den jeweils maximalen und minimalen Wert von $(\partial S/\partial L)_{N_m,T}$ (Tabelle 8), $(\partial S/\partial N_m)_{L,T}$ (Tabelle 9) und $(\partial S/\partial T)_{L,N_m}$ (Tabelle 10) berechnet.

Es werden, z.B. für den Parameter L und der Änderung $\Delta L$ mit der Beziehung:

$$\Delta S = (\partial S/\partial L)_{N_m,T} \ \Delta L \qquad (26)$$

die in Tabelle 11-Tabelle 13 tabellierten Zahlenwerte erhalten.

*Tabelle 11: Berechnete Änderungen der Streifenordnung $\Delta S$ für verschieden große Änderungen $\Delta L$ der effektiv durchstrahlten Weglänge und dem kleinsten und größten Wert von dS/dL*

| | | | |
|---|---|---|---|
| L=0.05 m | $\Delta L$ = 0.005 m | dS/dL = -516 $m^{-1}$ | **$\Delta S$ = -2.6** |
| | | dS/dL = -198 $m^{-1}$ | **$\Delta S$ = -1.0** |
| L = 0.2 m | $\Delta L$ = 0.02 m | dS/dL = -516 $m^{-1}$ | **$\Delta S$ = -10.3** |
| | | dS/dL = -198 $m^{-1}$ | **$\Delta S$ = -4.0** |

*Tabelle 12: Berechnete Änderungen der Streifenordnung $\Delta S$ für verschieden große Änderungen $\Delta N_m$ der effektiv durchstrahlten Weglänge und dem kleinsten und größten Wert von $dS/dN_m$*

| | | | |
|---|---|---|---|
| $N_m = 1.504*10^{-4}$ $m^3/kg$ | $\Delta N_m = 1.504*10^{-5}$ $m^3/kg$ | $dS/dN_m = 8.91*10^4$ $kg/m^3$ | **$\Delta S$ = 1.3** |
| | | $dS/dN_m = 2.18*10^4$ $kg/m^3$ | **$\Delta S$ = 0.3** |
| $N_m = 3.54*10^{-4}$ $m^3/kg$ | $N_m = 3.54*10^{-5}$ $m^3/kg$ | $dS/dN_m = 8.91*10^4$ $kg/m^3$ | **$\Delta S$ = 3.2** |
| | | $dS/dN_m = 2.18*10^4$ $kg/m^3$ | **$\Delta S$ = 0.8** |

*Tabelle 13: Berechnete Änderungen der Streifenordnung $\Delta S$ für verschieden große Änderungen $\Delta T$ der effektiv durchstrahlten Weglänge und dem kleinsten und größten Wert von dS/dT*

| | | | |
|---|---|---|---|
| T = 900 K | $\Delta T$ = 90K | $dS/dT = 9.1*10^{-3}$ $K^{-1}$ | **$\Delta S$ = -0.8** |
| | | $dS/dT = 2.1*10^{-3}$ $K^{-1}$ | **$\Delta S$ = -0.2** |
| T = 2200 K | $\Delta T$ = 220K | $dS/dT = 14*10^{-3}$ $K^{-1}$ | **$\Delta S$ = -3.1** |
| | | $dS/dT = 1.5*10^{-3}$ $K^{-1}$ | **$\Delta S$ = -0.3** |

Die in Tabelle 11-Tabelle 13 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass eine Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge zur größten Änderung der Streifenordnung $\Delta S$ führt. So führt eine Zunahme der (ef-

fektiv) durchstrahlten Weglänge von L = 0.05 m auf L = 0.055 m zu einer Änderung $\Delta S$ der Streifenordnung von mindestens $\Delta S = -1.0$ und bei einer Änderung von L = 0.20 m auf L = 0.22 m zu einer Änderung $\Delta S \geq -4.0$. Die durch Änderungen der Temperatur T oder der spezifischen Refraktion $N_m$ bedingten Änderungen der Streifenordnung sind i.a. geringer, die größten Werte liegen zudem in bei Tankflammen eher selten anzutreffenden Wertebereichen. So ergibt sich im Fall der spezifischen Refraktion die größte Änderung $\Delta S = 3.2$ für eine spezifische Refraktion von $N_m = 3.54*10^{-4}$ m³/kg (Tabelle 12), was allein im Bereich nahe der Flammenoberfläche erreicht wird. Ebenso ergibt sich im Fall von Temperaturänderungen die größte Änderung $\Delta S = -3.1$ für eine Temperatur von T = 2200 K (Tabelle 13) und eine spezifische Refraktion von $N_m = 3.54*10^{-4}$ m³/kg, was eine sehr unwahrscheinliche Konfiguration darstellt.

Zusammenfassend kann gefolgert werden, dass der Einfluss des Parameters (effektiv) durchstrahlte Weglänge $L_{eff}$ den der anderen Parameter (Temperatur T, spezifische Refraktion $N_m$) bei in Lichtstrahlrichtung homogenen Feldern deutlich übersteigt. Dies gilt streng zunächst allein für den hier behandelten, vereinfachten Fall. Eine Ausdehnung dieser Betrachtung auf die Verhältnisse in realen Tankflammen ist schwierig, da die hierfür benötigten Radialprofile der zu behandelnden Parameter ermittelt bzw. vorgegeben werden müssen, was einen relativ großen Einfluss auf die Berechnung der Sensitivität haben kann. Aufgrund der Integration in Lichtstrahlrichtung, d.h. der *Summation* der auftretenden Effekte, sind grundlegende Abweichungen vom hier ermittelten Sachverhalt aber nicht zu erwarten.

Allerdings ist die effektiv durchstrahlte Weglänge im realen System Tankflamme keine unabhängige, von außen einstellbare Größe,

sondern hängt insbesondere mit der lokal freiwerdenden Verbrennungsenthalpie, also der lokalen Flammentemperatur T zusammen. D.h., die Temperaturverteilung beeinflusst über die Volumenausdehnung der Flammengase indirekt das Interferenzstreifenmuster, obwohl der direkte Einfluss von Temperaturänderungen auf das Interferenzstreifenmuster relativ gering ist.

Der Einfluss der spezifischen Refraktion $N_m$ auf die Interferenzstreifenordnung kann in der Nähe der Brennstoffoberfläche den Einfluss der Parameter $L_{eff}$ und T übersteigen, wenn nicht heiße Luft oder Verbrennungsgase wie CO, $CO_2$ sondern ein gasförmiger Brennstoff als Fluid vorausgesetzt wird. Tritt, wie in der Nähe des Tankrands, Brennstoff in größerer Konzentration auf, so kann die Interferenzstreifenordnung vorwiegend von $N_m$ bestimmt sein, da gerade in diesem Höhenbereich gleichzeitig die Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge relativ gering ausfallen.

### *6.1.3. Lokale Auswölbung der thermischen Grenzschicht*

Die radiale Auslenkung der thermischen Grenzschicht (Abschnitt 4.1.4) nach außen führt aufgrund der Rotationssymmetrie der Flamme, zu einer Vergrößerung (bzw. Verkleinerung) der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$.

Es wird deshalb untersucht, wie sich eine lokale Änderung der durchstrahlten Flammendicke in z-Richtung auf das Interferenzstreifenmuster auswirkt. Hierzu wird einer radialsymmetrischen Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der vertikalen Koordinate x eine sinusförmige Änderung des maximalen Radius $r_{max}(x)$, $\left(0 < \sqrt{y^2 + z^2} < r_{max}\,;\, r_{max} \leq \tfrac{1}{2}\right)$ des Temperaturprofils aufgeprägt:

$$r_{max}(x) = r_{max,0} + q\, r_{max,0}\, \sin\left(\frac{2\pi}{x_{max}}\, x\right) \tag{27}$$

Hierbei bezeichnet x die Koordinate in vertikaler Richtung, $x_{max}$ die maximale Ausdehnung in x-Richtung (Wellenlänge) $(0 \leq x \leq x_{max})$, $r_{max,0}$ den maximalen Radius in der Mittellage (z.B. bei x = 0), hier $r_{max,0}$ = 0.025 m, und q den maximalen Anteil des Schwingungsterms an $r_{max}$. Der maximale Radius $r_{max}(x)$ schwingt also mit der Amplitude $(q\, r_{max,0})$ um die Gerade der Mittellage bei $r_{max,0}$ (Abb. 26).

Die resultierende Temperaturverteilung ist für q = 0.10 in Abb. 26 veranschaulicht. Es lässt sich die Auslenkung $r_{max}(x)$ erkennen, welche dazu führt, dass das Temperaturprofil um eine Mittelage bei $r_{max}(x = 0)$ = 0.25 m schwingt.

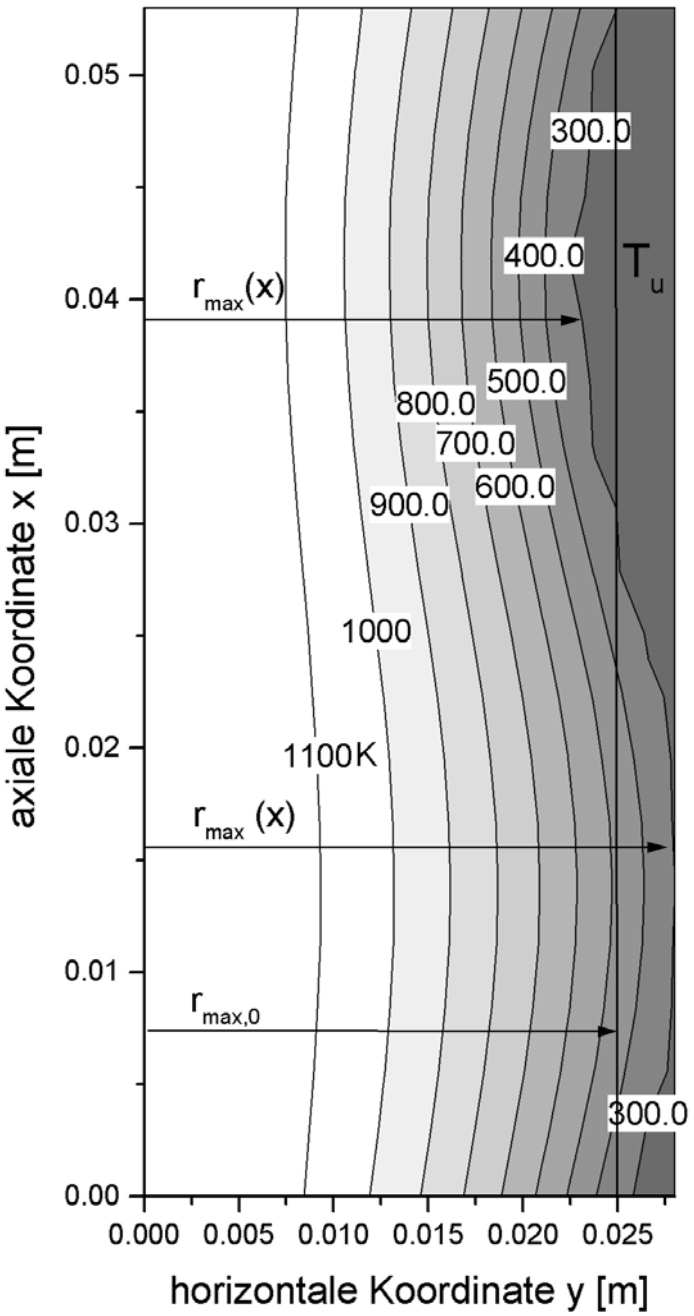



*Abb. 26: Änderung des maximalen Radius $r_{max}$ (Auslenkung der thermischen Grenzschicht) (q = 0.10, Temperaturprofil 2, Schnitt in der xy-Ebene bei z = 0).*

Um einen Vergleich der Interferenzstreifenmuster zwischen den verschieden großen maximalen Anteilen q zu ermöglichen, werden die Simulationen so durchgeführt, dass immer $r_{max,0}$ = 0.025 m gilt.
Die simulierten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 27 dargestellt. Sowohl bei Verwendung von Profil 1 (Gl. (11)) als auch Profil 2 (Gl. (12)) ist der Einfluss von q auf das Interferenzstreifenmuster relativ groß.
Bereits bei einer Änderung q = 0.02 lässt sich eine deutliche Änderung des Interferenzstreifenmusters erkennen. Bei q = 0.05 (Profil 1) bzw. q = 0.02 (Profil 2) bildet sich eine Ringstruktur aus, die einem (axialen) Dichteballen (Abb. 28) stark ähnelt. Diese Ringstruktur tritt mit zunehmendem q noch deutlicher hervor.

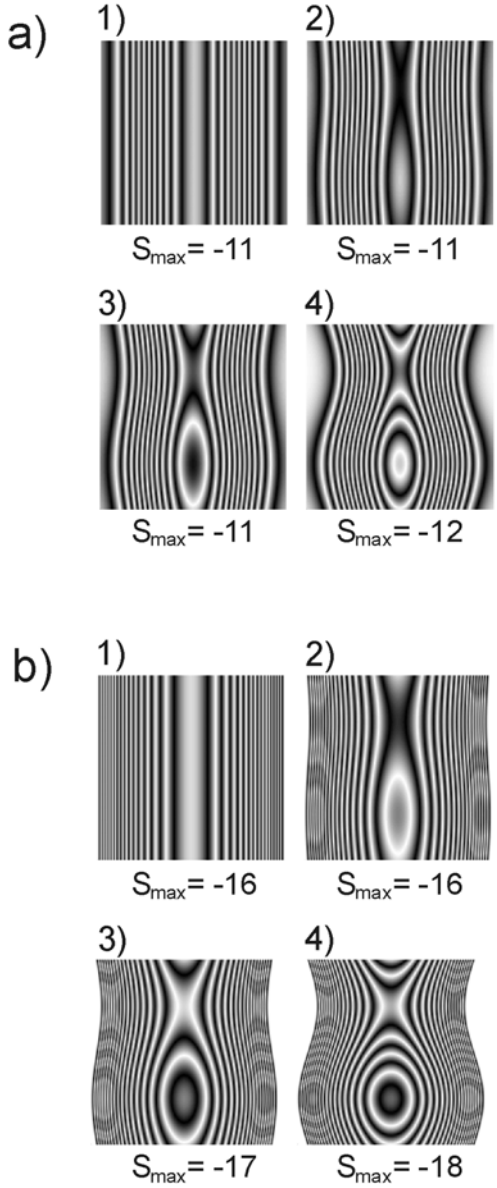



*Abb. 27: Simulierte Interferenzstreifenmuster bei einer lokalen Änderung des maximalen Radius nach Gl. (27)*

a) gaussförmiges Temperaturprofil 1 nach Gl. (11)

b) parabelförmiges Temperaturprofil 2 nach Gl. (12)

1) Auslenkung q = 0.00
2) Auslenkung q = 0.02
3) Auslenkung q = 0.05
4) Auslenkung q = 0.10

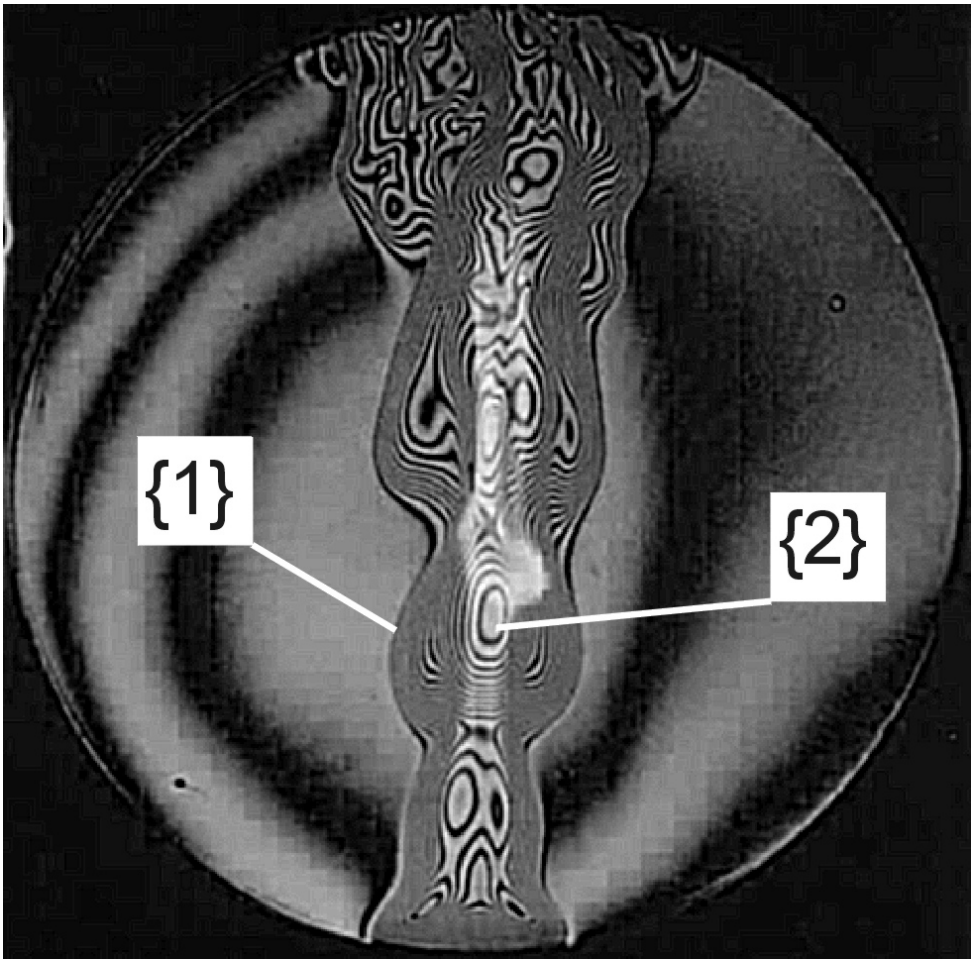



*Abb. 28: Gemessenes Interferenzstreifenmuster einer n-Hexan-Flamme (d = 5 cm)*

{1} Auswölbung der thermischen Grenzschicht

{2} axialer Dichteballen

In Abb. 28 ist das transiente, interferometrisch *gemessene* Interferenzstreifenmuster einer n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm) dargestellt. Die Auslenkung der thermischen Grenzschicht (Abb. 28, {1}) entspricht der periodischen Änderung des maximalen Radius $r_{max}(x)$ durch Simulation. Diese Auslenkung der thermischen Grenzschicht (der interferometrisch gemessenen Flammenkontur) ist offensichtlich erforderlich für die Ausbildung eines axialen Dichteballens (Abb. 28, {2}).

Hieraus wird geschlossen, dass die Bildung des aufsteigenden axialen Dichteballens mit der Auslenkung der thermischen Grenzschicht, im Interferenzstreifenmuster als Auswölbung in y-Richtung erkennbar, und der daraus folgenden Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$, gekoppelt ist. Geht man, wie in Abschnitt 6.1.2 davon aus, dass im Vergleich zu Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ der Einfluss von Temperaturänderungen auf das Interferenzstreifenmuster gering ist, so lässt sich der axiale Dichteballen physikalisch als Folge der Schwingung der thermischen Grenzschicht deuten.

In realen Tankflammen ist der Flammendurchmesser und dessen Abhängigkeit von der Höhe x über dem Tankrand (in der Simulation bestimmt durch den maximalen Radius) und der Zeit t jedoch kein von außen einstellbarer Parameter (für d = const.). Die Auslenkung der thermischen Grenzschicht wird insbesondere durch die im Flammeninneren freigesetzte Reaktionsenthalpie hervorgerufen. Daraus folgt, dass das Interferenzstreifenmuster des axialen Dichteballens zwar mit der Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge gekoppelt ist, jedoch verursacht wird durch die Ausdehnung der Flammengase infolge der freigesetzten Reaktionsenthalpie.

Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, dass bei den simulierten Interferenzstreifenmustern der axiale Dichteballen an der Stelle der größten Elongation der thermischen Grenzschicht liegt. Bei den realen Tankflammen ist der axiale Dichteballen relativ häufig zur maximalen Breite in Strömungsrichtung geringfügig nach oben versetzt (vergl. Abb. 28, {2}). Dies zeigt die Wirkung anderer, nicht genau bekannter Parameter an, denkbar ist z.B. die chemische Zusammensetzung der Flammengase oder das Temperaturprofil innerhalb der Flamme.

### *6.1.4. Zeitlicher Verlauf der lokalen Auswölbung*

Es soll gezeigt werden, dass das Aufsteigen eines axialen Ballens durch die Translation einer lokalen Auswölbung (Abschnitt 6.1.3) der thermischen Grenzschicht in Strömungsrichtung hervorgerufen wird. Hierzu wird das Aufsteigen einer Auslenkung für die Temperaturprofile 1 und 2 simuliert (Abb. 29, q = 0.05). Es wird die Phasenverschiebung ($-2\pi\, t^*$) in Abhängigkeit von der dimensionslosen Zeit $t^*$ ($0 \le t^* \le 1$) vergrößert, was einer Translation der Auswölbung in x-Richtung entspricht. Es gilt:

$$r_{max}(x,t^*) = r_{max,0} + q\, r_{max,0}\, \sin\left(\frac{2\pi}{x_{max}}\, x - 2\pi\, t^*\right) \tag{28}$$

Hierbei bezeichnet x die Koordinate in vertikaler Richtung, der Parameter $x_{max}$ die maximale Ausdehnung in x-Richtung ($0 \le x \le x_{max}$) (die Wellenlänge), der Parameter $r_{max,0}$ den maximalen Radius in der Mittellage (z.B. bei x = 0 bei $t^* = 0$), hier $r_{max,0} = 0.025$ m, und q den maximalen Anteil des Schwingungsterms an $r_{max}$. Die dimensionslose Zeit $t^*$ ($0 \le t^* \le 1$) wird auf einen vollständigen Durchlauf der Auswölbung durch die Beobachtungsstrecke $x_{max}$ bezogen. D.h. für $t^* = 1$ hat die Auslenkungswelle den gesamten Beobachtungsraum in x-Richtung durchquert, die Phasenverschiebung gegenüber dem Zeitpunkt $t^* = 0$ entspricht genau einer Wellenlänge $x_{max}$.

In Abb. 29 sind die simulierten Interferenzstreifenmuster bei einer durchlaufenden Auslenkungswelle $r_{max}(x,t^*)$ dargestellt.

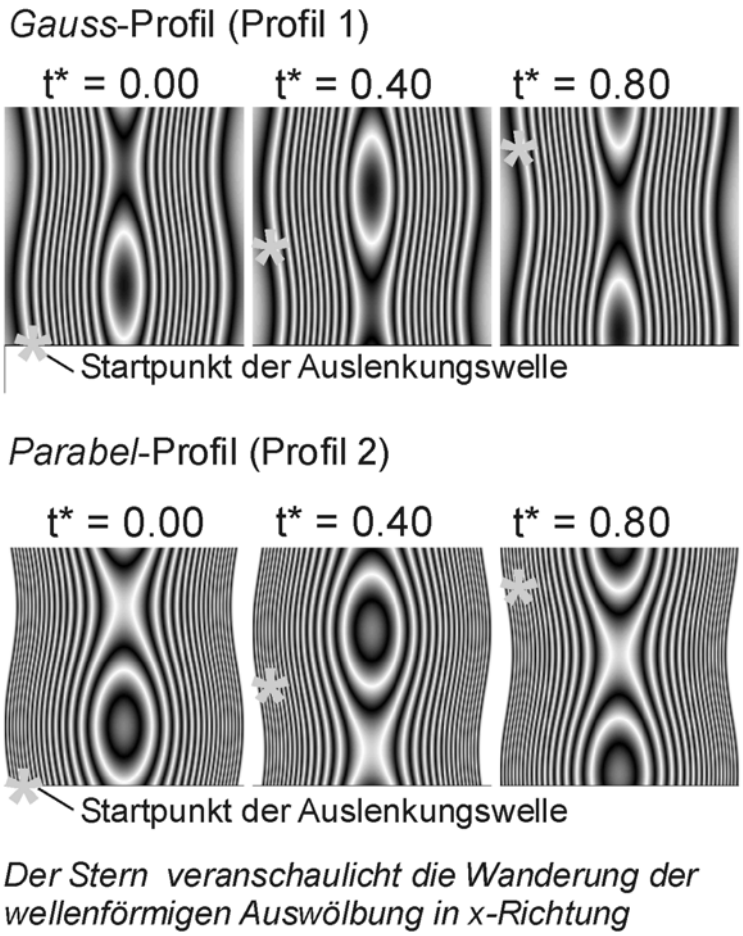



*Abb. 29: Simulierte zeitliche Änderung des Interferenzstreifenmusters bei einer als Welle in x-Richtung laufenden Auswölbung*

Die dimensionslose Zeit $t^*$ ($0 \leq t^* \leq 1$) wird auf einen vollständigen Durchlauf der Auswölbung durch die Beobachtungsstrecke $x_{max}$ bezogen, d.h. bei $t^* = 1$ hat die Auslenkungswelle den gesamten Beobachtungsraum in x-Richtung durchquert, die Phasenverschiebung gegenüber dem Zeitpunkt $t^* = 0$ beträgt genau eine Wellenlänge. Die effektiv durchstrahlte Weglänge in der Mittellage beträgt $2r_{max,0} = 5$ cm bei $y = 0$, die Änderung der durchstrahlten Weglänge beträgt $q = 0.05$

Es bildet sich eine dem axialen Dichteballen entsprechende Struktur aus, die sich mit der Auslenkungswelle nach oben bewegt. Dieser Vorgang lässt sich physikalisch als das Aufsteigen eines axialen Dichteballens in realen Tankflammen interpretieren. Es zeigt sich

erneut die Kopplung der thermischen Grenzschicht und dem Strukturelement axialer Dichteballen. Insbesondere lässt sich der Aufstiegsvorgang der axialen Dichteballen als das Aufsteigen einer wellenförmigen Auswölbung der thermischen Grenzschicht interpretieren.

### *6.1.5. Dichtequellen und Dichtesenken*

Wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, besitzen Dichteballenstrukturen Quellen- oder Senkeneigenschaften, d.h. im Inneren dieser Ballenstrukturen entstehen fortlaufend neue Interferenzringe (Quelle) bzw. verschwinden (Senke). Quellen können als Orte lokaler Temperaturerhöhung aufgefasst werden [36]. Dieser Befund wird in Abschnitt 6.1.5.1 überprüft. Anschließend wird untersucht (vergl. Abschnitt 6.1.5.2), ob eine kontinuierliche Zunahme des maximalen Radius $r_{max}$ mit der Zeit t und der damit verbundenen Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ ebenfalls zur Ausbildung von Quellenstrukturen führt.

Dichtequellen und auch Dichtesenken gehören zu den Strukturelementen, welche eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters erzeugen, ohne dass eine Translation der Strukturen vorliegen muss. Die Bildung solcher Dichtequellen wird deshalb nachfolgend untersucht. Dichtesenken bilden sich jeweils hierzu analog infolge Durchlaufen des Vorgangs in zeitlich umgekehrter Reihenfolge.

#### 6.1.5.1. Dichtequelle, verursacht durch eine lokale Temperaturerhöhung

Um die Auswirkung einer zeitabhängigen, lokalen Temperaturerhöhung (eines Hot-Spots) auf das Interferenzstreifenmuster zu untersuchen, wird in einem zunächst generierten Feld mit $T(x,y,z) = T_u$ (vergl. Abschnitt 6.1.1.1) eine erwärmte Kugel mit einem zeitlich veränderlichen Temperaturmaximum $T_{max}(t) = (f_{H,max}(t) +1)\ T_u$ und einem Gauß-Temperaturprofil (Profil 1, Gl. (11)) „eingefügt“. Anschaulich wird in einen Kasten, der an jeder Stelle (x,y,z) die Umgebungstemperatur $T_u$ besitzt, eine wärmere Kugel eingebracht, so dass sich die

Kugelmittelpunkte des Kastens und der Kugel überdecken. Die Kugel besitzt ein Temperaturprofil zwischen einer Maximaltemperatur $T_{max}$ in ihrem Kugelmittelpunkt und der Umgebungstemperatur $T_u$ auf der Kugeloberfläche.

Der Temperatur $T(r_{rel},t)$ berechnet sich aus dem maximalen Verstärkungsfaktor $f_{H,max}(r_{rel},t)$ wie folgt:

$$T(r_{rel},t) = f_{H,max}(t)\, e^{-5 r_{rel}^2}\, T_u + T_u \tag{29}$$

$$T_{max}(t) = T(0,t) = (f_{H,max}(t) + 1)\, T_u \tag{30}$$

Hierbei ist $r_{rel}$ der auf den maximalen Kugelradius $r_{H,max}$ bezogene relative Radius $0 \le r_{rel} = \frac{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}}{r_{H,max}} \le 1$, der Vektor $(x_0,y_0,z_0)$ bezeichnet das Zentrum der so beschriebenen Kugel.

Das generierte Temperaturprofil ist für $f_{H,max} = 1.5$ in Abb. 30 veranschaulicht, die hiermit simulierten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 31 dargestellt.

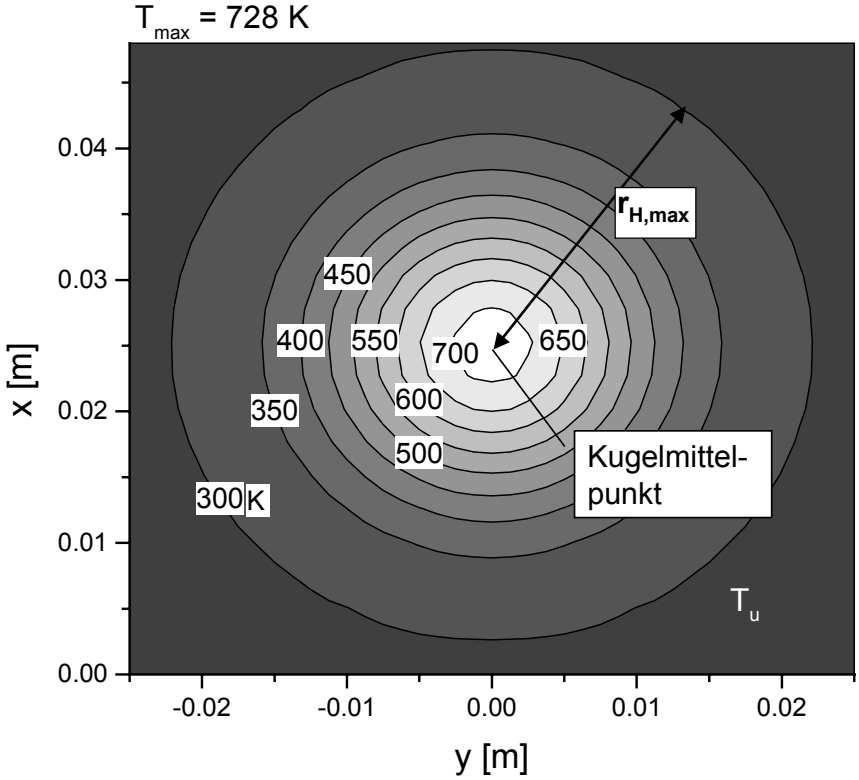



*Abb. 30: Für die Simulation einer Dichtequelle vorgegebene Temperaturverteilung nach Gl. (29) der Quelle für $f_{H,max} = 1.5$ (L = 0.05 m, Hot-Spot mit Temperaturprofil 1), Schnitt in der xy-Ebene (z = 0).*

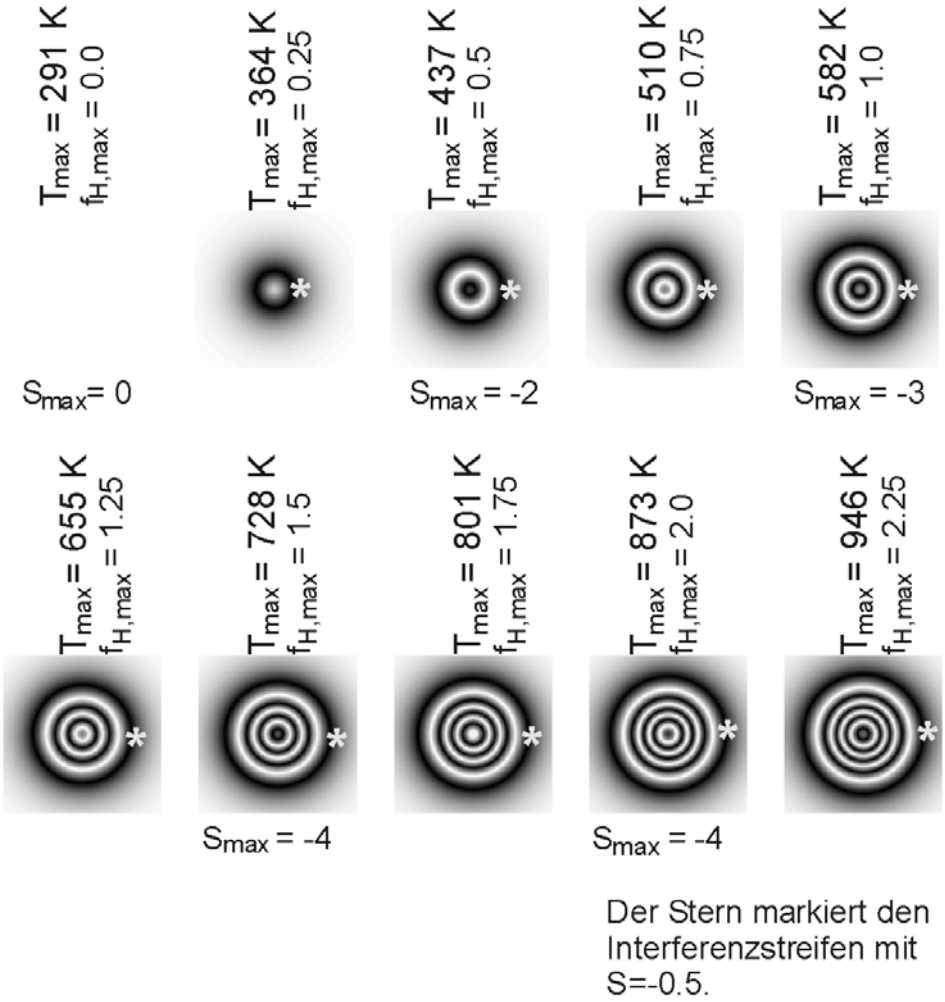



*Abb. 31: Simulation einer Dichtequelle durch eine Variation der maximalen Temperatur $T_{max}$ bei $r_{H,max}$ = const. Als Temperaturprofil wird Profil 1 nach Gl. (11) verwendet.*

Die zeitliche Abfolge der simulierten Dichtequellen zeigt eine Quellenstruktur (Abb. 31). Mit zunehmendem Verstärkungsfaktor $f_{H,max}$ und damit mit größer werdender Temperatur $T_{max}$ beobachtet man, dass immer mehr Interferenzstreifen aus dem Zentrum der Quelle entstehen, wobei die maximale Streifenordnung von $S_{max} = 0$ auf $S_{max} = -4$ zunimmt. Die äußeren Interferenzstreifenringe wandern unter Vergrößerung ihres Radius nach außen. Zur Veranschauli-

chung ist in Abb. 31 der Interferenzstreifen mit S = -0.5 mit einem Stern markiert, so dass auch diese Markierung nach außen wandert.
Durch diese Simulationen kann gezeigt werden, dass eine Dichtequelle durch die kontinuierliche Zunahme der Temperatur eines lokalen Volumens, hier repräsentiert durch eine Kugel, entsteht. Daraus kann gefolgert werden, dass die Dichtequellen die Orte chemischer Reaktionen kennzeichnen, da die in den lokalen Volumina (z.B. Wirbeln) stattfindenden exothermen Verbrennungsreaktionen zu Temperaturerhöhungen in diesen Volumina führen.
Die Ergebnisse dieser Simulationen erklären damit die experimentellen Befunde von Pulm [36], der durch Einbringen von elektrisch beheizten Drähten in den Strahlgang eines holografischen Durchlichtinterferometers ebenfalls Dichtequellen beobachtet hat.

#### 6.1.5.2. Dichtequelle, verursacht durch eine lokale Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$

In Abschnitt 6.1.5.1 wurde gezeigt, dass eine Dichtequelle durch die stetige Zunahme der Kerntemperatur eines lokalen Volumens entsteht. Durch diese Zunahme der Kerntemperatur kommt es aber auch zu einer Ausdehnung des entsprechenden Volumenelements. Es wird daher in diesem Abschnitt simuliert, welchen Effekt diese Ausdehnung auf das Interferenzstreifenmuster hat. Insbesondere wird untersucht, ob die durch die Volumenausdehnung bewirkte Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge mit der Zeit t (vergl. Abb. 26) analog zur kontinuierlichen Zunahme der Temperatur $T_{max}$ zu einer Dichtequelle führen kann. Hierzu wird der maximale Radius $r_{max}(x_1)$ des Temperaturprofils in der Höhe $x_1$ (vergl. Abschnitt 6.1.3) monoton in Abhängigkeit von t vergrößert (Abb. 32).

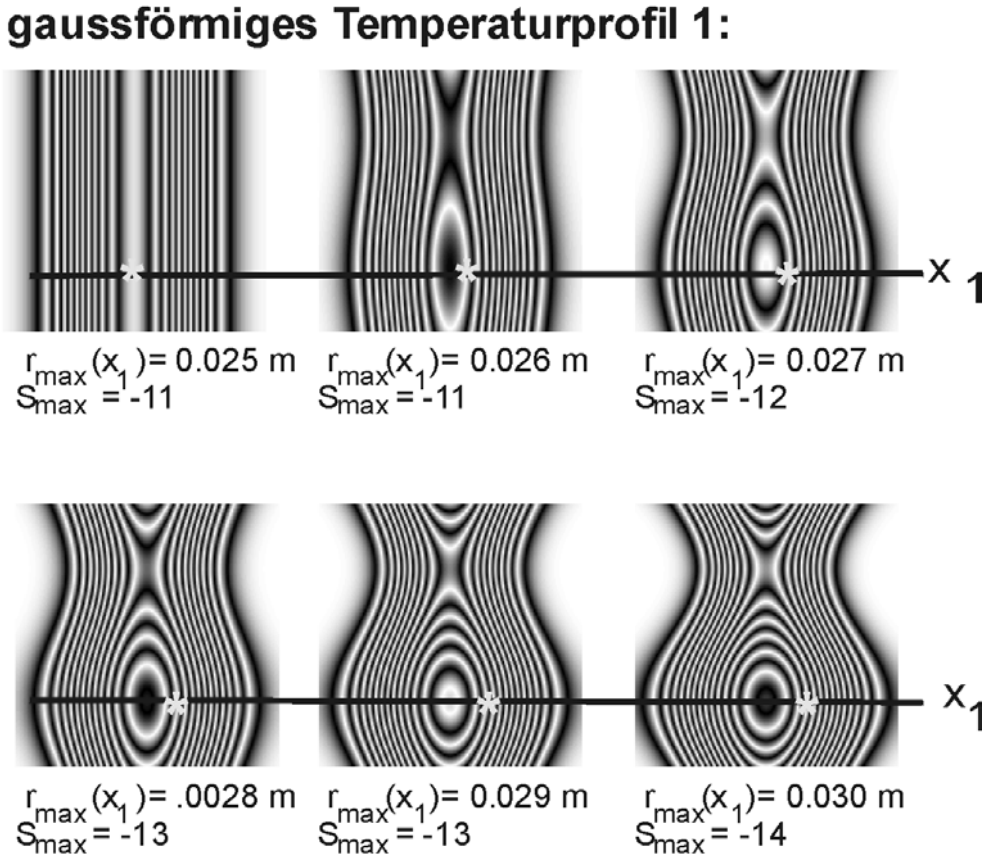



Abb. 32: *Simulierte Dichtestrukturen durch monotone Vergrößerung des Auslenkungsanteils q (Abschnitt 6.1.3), hieraus resultiert eine monotone Vergrößerung des maximalen Radius $r_{max}(x_1)$*

a) Temperaturprofil 1 nach Gl. (11)

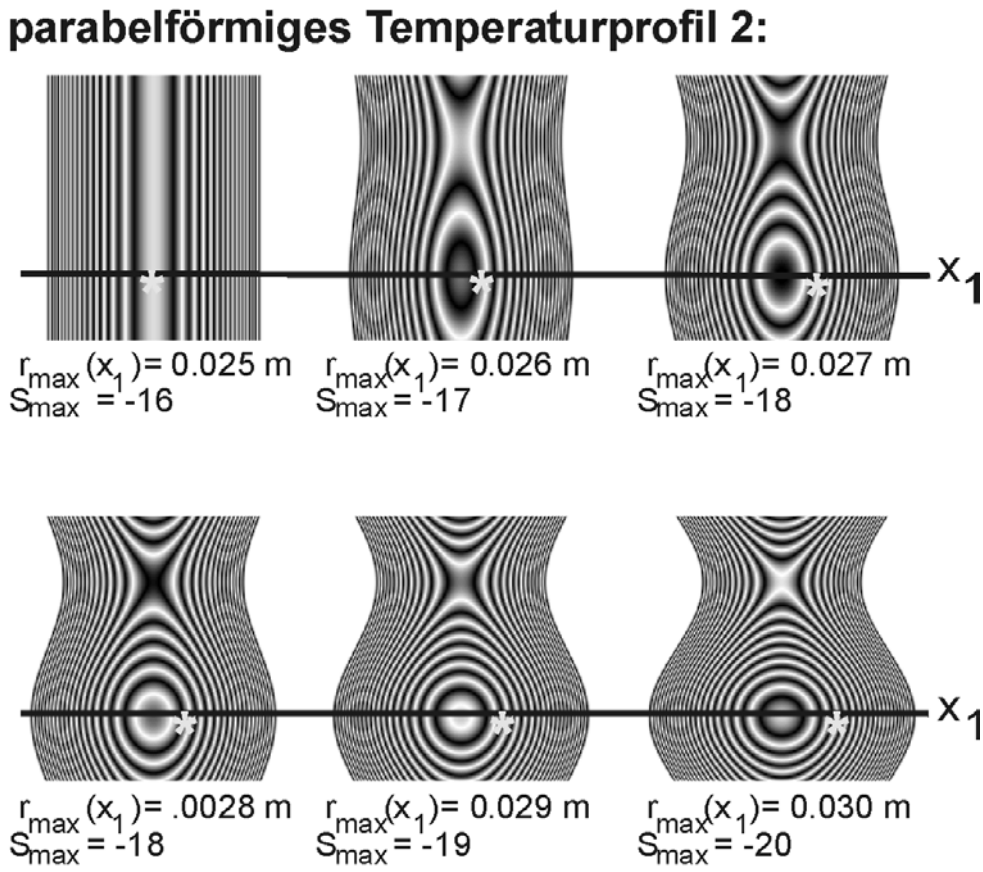



*Abb. 32: Simulierte Dichtestrukturen durch monotone Vergrößerung des Auslenkungsanteils q (Abschnitt 6.1.3), hieraus resultiert eine monotone Vergrößerung des maximalen Radius $r_{max}(x_1)$*

b) Temperaturprofil 2 nach Gl. (12)

Analog zur Simulation der Auslenkung der thermischen Grenzschicht (Abschnitt 6.1.3) wird den Temperaturprofilen 1 und 2 (jeweils $T_{max}$ = 1200 K) eine von der Zeit t und von der Höhe x abhängige Änderung des maximalen Radius $r_{max}(x,t)$ aufgeprägt. Dies führt zu einer stetigen Vergrößerung von $r_{max}(x_1)$ in der Höhe $x_1$ (Abb. 32).
Die simulierten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 32 dargestellt.

Der maximale Radius des Temperaturprofils in der Höhe $x_1$ nimmt von 0.025 m auf 0.03 m zu. Dies führt zur Ausbildung neuer ringförmiger Interferenzstreifen aus dem Zentrum heraus, wobei die äußeren Interferenzstreifen unter Zunahme ihres Radius nach außen wandern. Zur Veranschaulichung dieser Bewegung ist der Interferenzstreifen mit S = -11 bzw. S = -16 mit einem Stern markiert. Man erkennt auch hier, wie die Markierung mit zunehmendem $r_{max}(x_1)$ nach außen getragen wird.

Analog zur stetigen Zunahme der Temperatur eines lokalen Volumens bewirkt auch die stetige Vergrößerung des maximalen Radius des Temperaturprofils, also z.B. eine Auswölbung der thermischen Grenzschicht, die Entstehung einer Dichtequelle. Der maximale Radius $r_{max}$ (entsprechend der Flammenbreite) und damit die effektiv durchstrahlte Weglänge ist in realen Tankflammen kein frei einstellbarer Parameter, sondern hängt insbesondere von der Kopplung der Strömungsdynamik und der durch die Verbrennungsreaktionen freiwerdenden Reaktionsenthalpie (lokalen Temperaturänderung) ab. Insofern sind die beiden Mechanismen zur Ausbildung von Dichtequellen nicht unabhängig voneinander, sondern werden von denselben physikalischen Parametern kontrolliert.

### *6.1.6. Hot-Spots*

Es wird die Simulation des Interferenzstreifenmusters im Bereich lokal heißer Bereiche im Temperaturfeld (Hot-Spots) betrachtet.
Hierzu wird zunächst ein rotationssymmetrisches Temperaturfeld mit einem Gauß- oder parabelförmigen Temperaturprofil generiert (Abschnitt 6.1.1.1).

$$T(x,y,z) = e^{-5r_{rel}^2}\,(T_{max} - T_u) + T_u \quad \text{(Profil 1: Gaußförmig, Gl. (11))}$$

bzw. (31)

$$T(x,y,z) = e^{(1-r_{rel})^2}\,(T_{max} - T_u) + T_u \quad \text{(Profil 2: Parabelförmig, Gl. (12))}$$

Ein Hot-Spot wird in diesem Temperaturfeld analog zu Abschnitt 6.1.5.1 wie folgt generiert. An einen Kugelmittelpunkt $(x_0,y_0,z_0)$ wird eine maximale Temperaturerhöhung definiert als die aktuelle Temperatur $T(x_0,y_0,z_0)$, multipliziert mit einem maximalen Verstärkungsfaktor $f_{H,max}$. Der Verstärkungsfaktor verringert sich mit zunehmendem relativen Radius $r_{rel}$ (Profil 1) und erreicht 0 bei $r = r_{H,max}$:

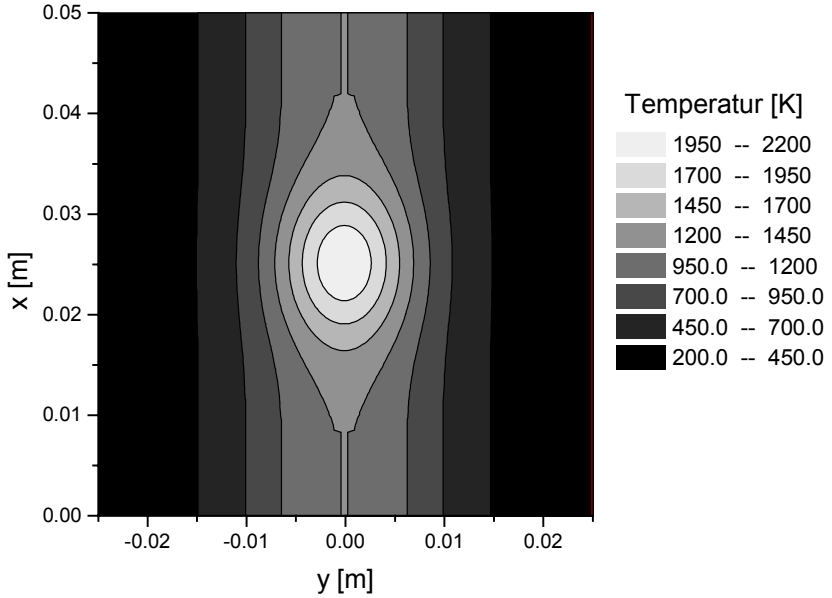
$$\begin{aligned} T(x,y,z) &= \left(f_{H,max} - 1\right) e^{-5r_{rel}^2}\; T(x,y,z) + T(x,y,z) \\ T(x_0,y_0,z_0) &= f_{H,max}\; T(x_0,y_0,z_0) \end{aligned} \qquad (32)$$

Hierbei bezeichnet $r_{rel}$ den relativen Radius $0 \le r_{rel} = \frac{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}}{r_{H,max}} \le 1$ und $r_{H,max}$ den maximalen Hot-Spot-Radius, in diesem Fall $r_{H,max} = {}^2/_3\, r_{max}$.
Zunächst werden auf die beschriebene Weise Hot-Spots generiert, welche sich in x-Richtung durch ein Temperaturfeld der Profile 1 und 2 bewegen, einmal auf der Symmetrieachse ($y = y_0 = 0$, $z = z_0 = 0$) und einmal in +y-Richtung versetzt ($y = y_0 = {}^1/_3\, r_{max}$, $z = z_0 = 0$).

Als maximaler Verstärkungsfaktor wird für den auf der Tankachse liegenden Hot-Spot $f_{H,max} = 1.8$ gesetzt. Für den zum Rand hin versetzten Hot-Spot wird der maximale Verstärkungsfaktor so gewählt, dass die Maximaltemperaturen $T_{max}$ der beiden Hot-Spots ungefähr gleich sind: $f_{H,max} = 2.2$. Die Temperaturprofile in Anwesenheit eines Hot-Spots sind als Schnitt in der xy-Ebene (z = 0) in Abb. 33, die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 34 dargestellt.

In Abb. 33a ist das vorgegebene Temperaturprofil für einen axialen Hot-Spot als Schnitt in der xy-Ebene (z = 0) dargestellt. Der Hot-Spot führt zu einer lokalen Temperaturzunahme von 1200 K auf 2200 K. In Abb. 33b ist analog zu Abb. 33a das Temperaturprofil für einen seitlich versetzten Hot-Spot dargestellt. Die Maximaltemperatur beträgt wie beim axialen Hot-Spot 2200 K, das Temperaturprofil ist aber nur an einer Seite (+y-Bereich) nennenswert beeinflusst.

a)




b)

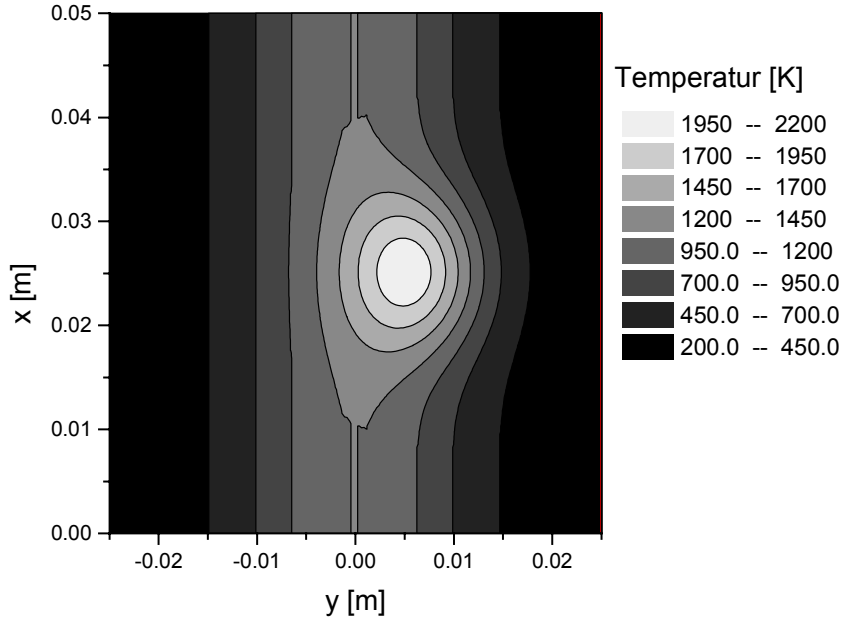
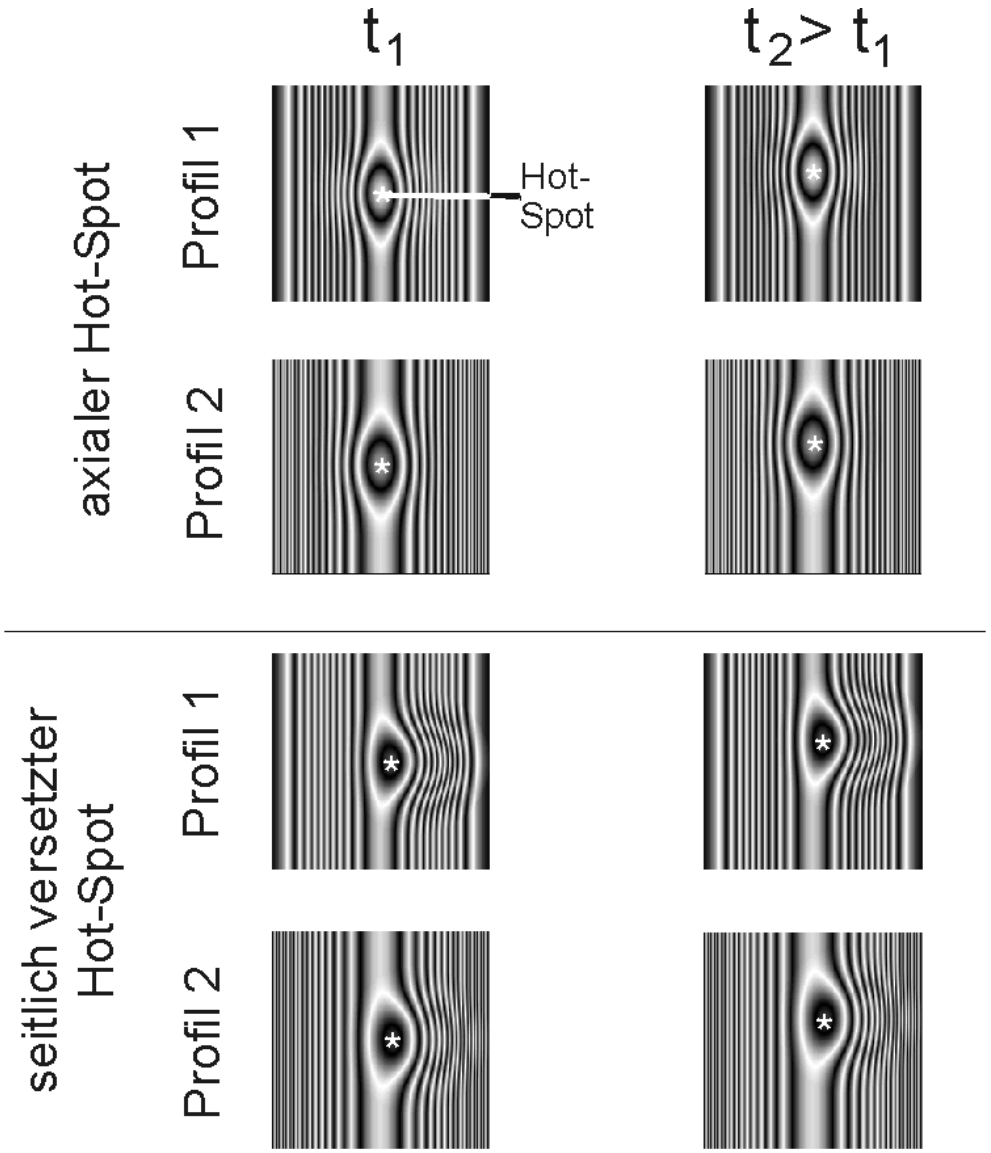



*Abb. 33: Für die Simulation vorgegebene Temperaturprofile (Temperaturprofil 1, jeweils Schnitte in der xy-Ebene, z = 0) bei Anwesenheit eines Hot-Spots.*

a) gaussförmiges Temperaturprofil nach Gl. (11) mit Hot-Spot auf der Flammenachse

b) gaussförmiges Temperaturprofil nach Gl. (11) mit in radialer Richtung nach außen verschobenem Hot-Spot




Der Stern kennzeichnet die Lage des Mittelpunkts der Hot-Spots.

*Abb. 34: Simulierte Interferenzstreifenmuster in der Nähe eines generierten Hot-Spots. Vorgegeben wird ein rotationssymmetrisches Temperaturfeld (Profil 1 oder 2), in welches ein Hot-Spot (gaussförmiges Temperaturprofil) eingebracht wird.*

Aus den simulierten Interferenzstreifenmustern (Abb. 34) entnimmt man, dass ein axialer Hot-Spot in der Nähe der Tankachse eine ring-

förmige Struktur hervorruft. Liegt der Hot-Spot seitlich in +y-Richtung versetzt, so kommt es zu einer asymmetrischen Auslenkung der Interferenzstreifen in dessen lokaler Umgebung.

Die Hot-Spots werden mit zunehmender Zeit $t_1$,$t_2$ in x-Richtung verschoben, das simulierte Interferenzstreifenmuster ändert sich entsprechend dieser Hot-Spot-Verschiebung.

Im Fall des axialen Hot-Spots ist die Auslenkung der Interferenzstreifen lokal relativ eng um das Zentrum des Hot-Spots begrenzt, wohingegen sich beim seitlich versetzten Hot-Spot diese Auslenkung im +y-Bereich fast auf der gesamten Breite des Interferenzstreifenmuster zeigt.

Die Änderung des Interferenzstreifenmusters ist, zieht man die verhältnismäßig große Differenz der Temperatur zwischen der Maximaltemperatur im Hot-Spot und seiner Umgebung von ca. 1000 K in Betracht, in beiden Fällen verhältnismäßig klein und liegt im Bereich $\Delta S \approx 1$. Diese Änderung von $\Delta S$ ist wesentlich geringer als bei der Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge q, wo schon eine sehr geringe Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge von 5% zu einer gleich großen Änderung $\Delta S$ der Streifenordnung führt (vergl. Abschnitt 6.1.3).

Ein Hot-Spot käme, wie die Auslenkung der thermischen Grenzschicht und der hiermit verbundenen Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge, als Ursache für die Ausbildung des Strukturelements axialer Dichteballen in Frage. Aufgrund des vergleichsweise geringen Einflusses von Temperaturänderungen auf das Interferenzstreifenmuster kann aber gefolgert werden, dass Hot-Spots nicht die (alleinige) Ursache axialer Dichteballen sind.

#### 6.1.6.1. Überlagerung der Interferenzstreifenmuster von zwei Hot-Spots

Um den Einfluss der Überlagerung zweier, räumlich getrennter, Hot-Spots auf das Interferenzstreifenmuster zu untersuchen, werden in zwei weiteren Simulationen jeweils zwei räumlich getrennte Hot-Spots in Lichtstrahlrichtung voreinander vorbei geführt.

Die Hot-Spots werden, wie in Abschnitt 6.1.6 beschrieben, in einem Temperaturfeld mit gaussförmigem Temperaturprofil generiert.

Es werden zwei verschiedene Fälle simuliert (Abb. 35).

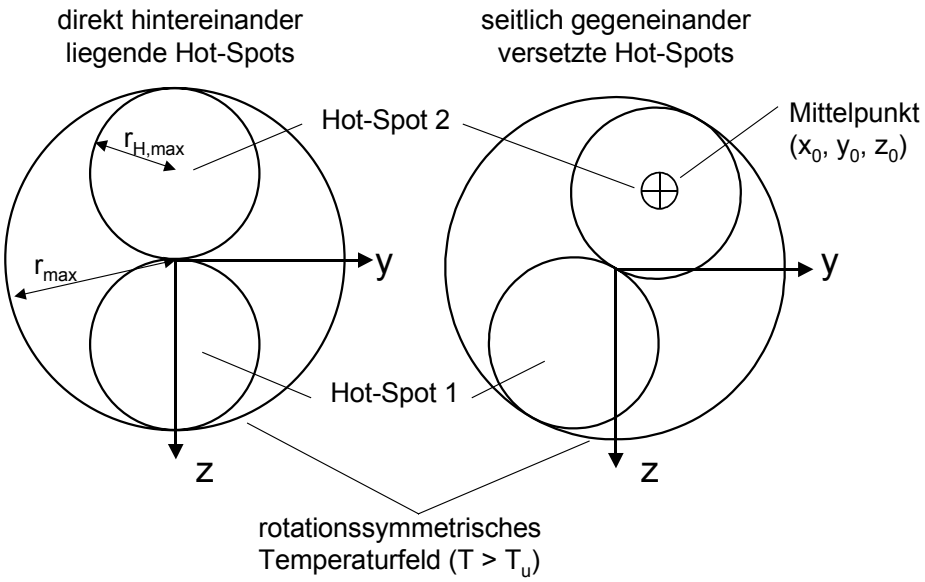



*Abb. 35: Veranschaulichung der Lage zweier räumlich getrennter Hot-Spots in einem rotationsysymmetrischen Temperaturfeld*

Im Fall 1 werden die Hot-Spots direkt hintereinander liegend in x-Richtung verschoben, im Fall 2 sind die Kugelmittelpunkte der beiden Hot-Spots jeweils in y-Richtung gegeneinander versetzt. Die Kugelmittelpunkte der beiden Hot-Spots werden so gewählt, dass der Abstand von der Flammenachse (y = z = 0) in beiden Fällen 1 und 2

jeweils ungefähr gleich ist. Der Radius $r_{H,max}$ der Hot-Spots beträgt in allen Fällen 0.5 $r_{max}$. Die y- und z-Koordinaten der Kugelmittelpunkte im Fall direkt hintereinanderliegender Hot-Spots sind $y_0 = 0$ und $z_0 = +0.5\ r_{max}$ (Hot-Spot 1) bzw. $z_0 = -0.5\ r_{max}$ (Hot-Spot 2). Für die seitlich versetzten Hot-Spots gilt für Hot-Spot 1 ($y_0 = -0.125\ r_{max}$; $z_0 = +0.5\ r_{max}$) und für Hot-Spot 2 ($y_0 = +0.125\ r_{max}$; $z_0 = +0.5\ r_{max}$). Der Abstand zwischen den Kugelmittelpunkten der beiden Hot-Spots ist in den Fällen 1 und 2 nicht exakt gleich, der kleine Unterschied von ca. 3% wird wegen der einfacheren Darstellung in Kauf genommen.

Um die zeitliche Entwicklung des Interferenzstreifenmusters bei in z-Richtung aufeinanderfolgenden Hot-Spots zu untersuchen, wird ein Hot-Spot ortsfest in die Mitte des Kastens (des Temperaturfelds) platziert (Koordinaten des Kugelmittelpunkts: $x_0 = 0.5\ x_{max}$, $y_0 = z_0 = 0$), der zweite Hot-Spot wird in Abhängigkeit von der Zeit $t^*$ durch das Temperaturfeld bewegt. Die Zeit $t^*$ wird auf die maximale Länge $x_{max}$ des Kastens in vertikaler Richtung bezogen, für die x-Koordinate des Kugelmittelpunkts des bewegten Hot-Spots gilt $x_0 = t^*\ x_{max}$ ($0 \leq t^* \leq 1$).

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 36 dargestellt.

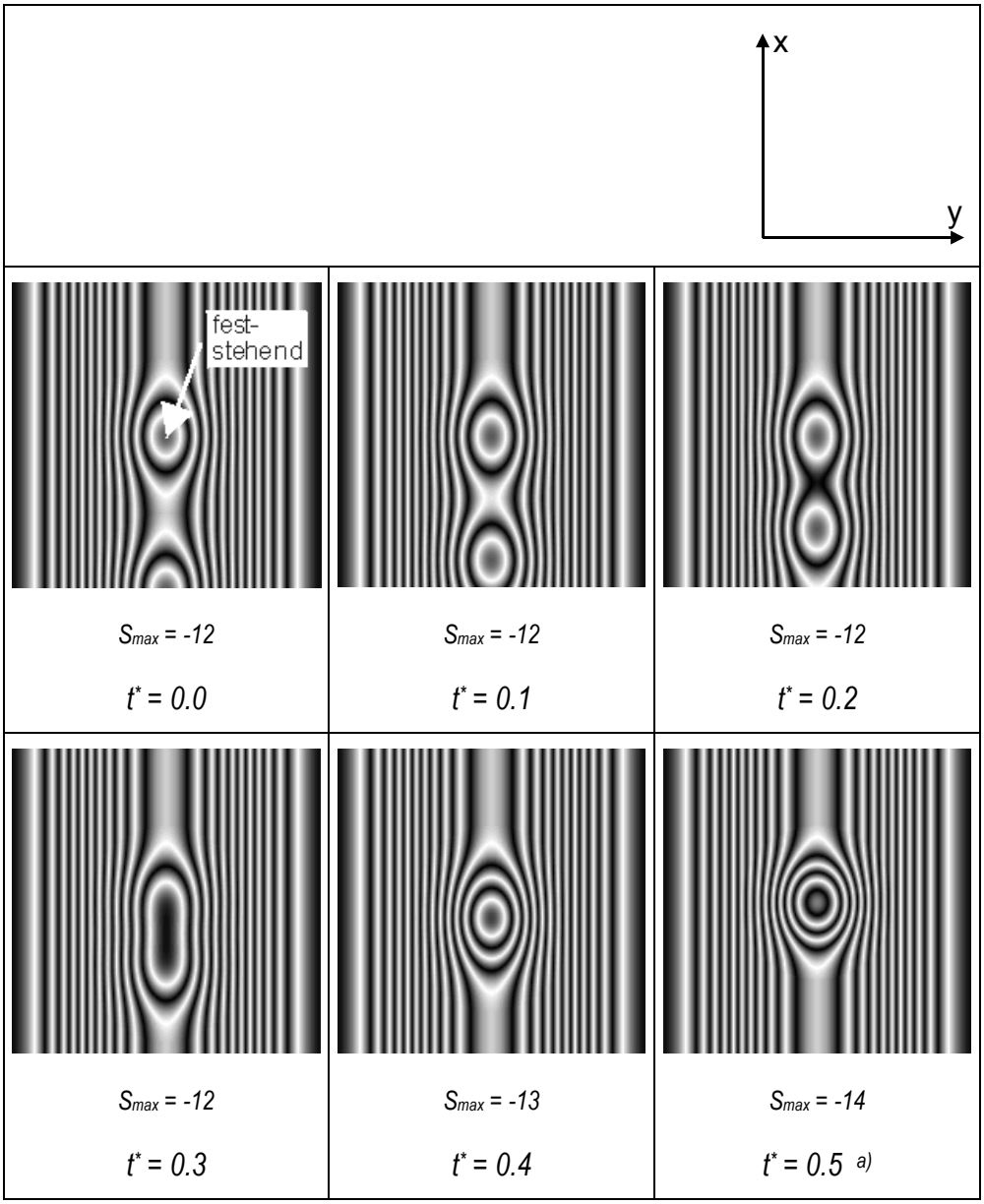



*Abb. 36: Simulierte Interferenzstreifenmuster bei zwei räumlich getrennten, in Lichtstrahlrichtung voreinander liegenden Hot-Spots*

a) Direkt in Lichtstrahlrichtung voreinander liegende Hot-Spots

---

a) Gleiches $x_0$ der Kugelmittelpunkte der beiden Hot-Spots

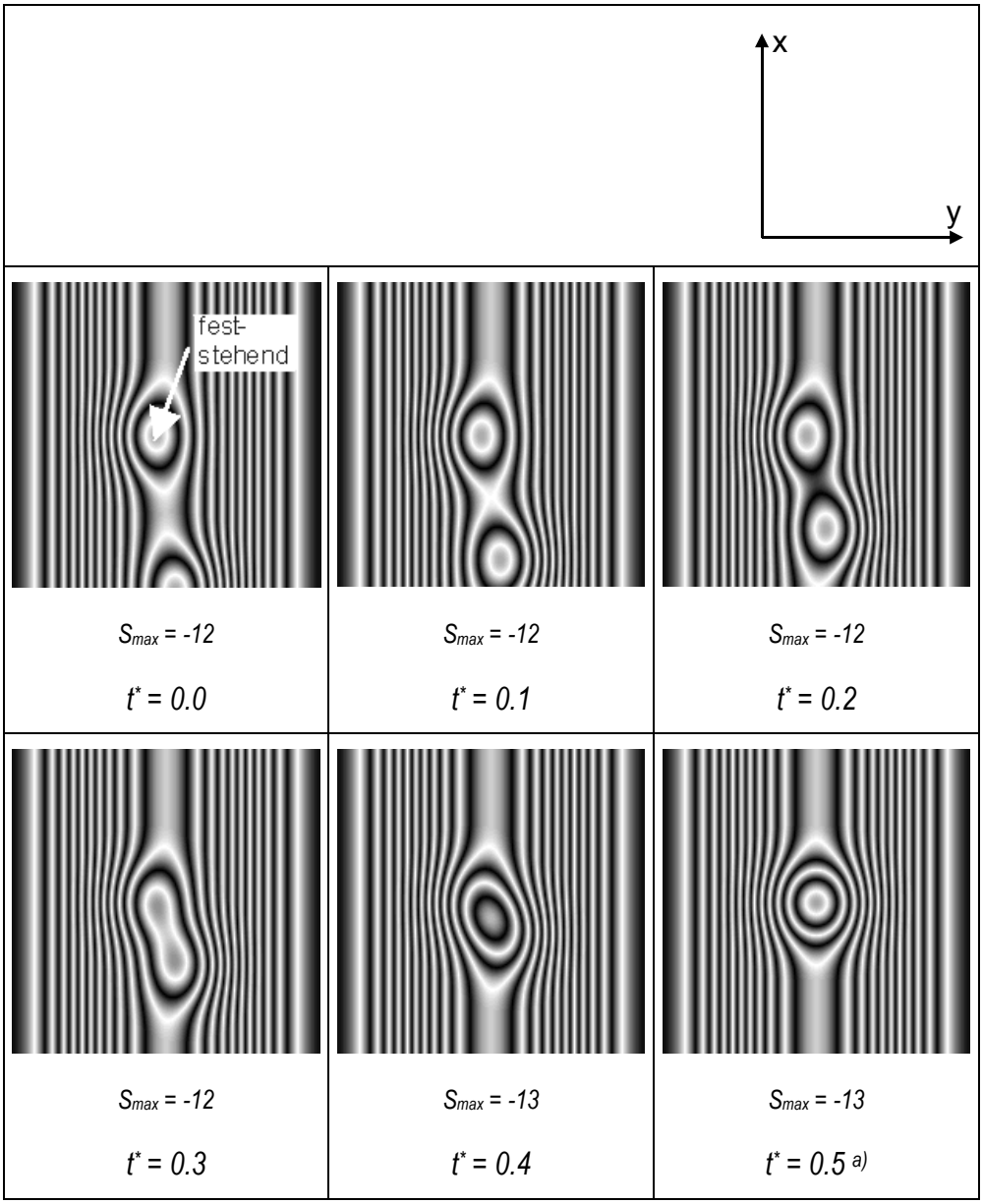



*Abb. 36: Simulierte Interferenzstreifenmuster bei zwei räumlich getrennten, in Lichtstrahlrichtung voreinander liegenden Hot-Spots*

b) seitlich gegeneinander versetzte Hot-Spots

Es kommt zu einer Addition der durch die einzelnen Hot-Spots verursachten Änderungen des Interferenzstreifenmusters. In Abbildung Abb. 36 erkennt man in beiden Teilabbildungen a) bzw. b) etwa in der Mitte des Interferenzstreifenmusters (vergl. z.B. den Zeitpunkt

$t^* = 0.0$) den feststehenden Hot-Spot. Dieser verursacht eine vergleichsweise kleinräumige Störung des Interferenzstreifenmusters in Form einer Ballenstruktur, d.h. eines System konzentrischer Ringe. Die durch den einzelnen Hot-Spot verursachte Änderung der Interferenzstreifenordnung beträgt $|\Delta S| \approx 1.5$. Nähern sich die beiden Hot-Spots an, so kommt es zu einer Verschmelzung der einzelnen Ballenstrukturen ($t^* = 0.1$). Es bildet sich zunächst eine bänderförmige Zwillingsstruktur mit zwei getrennten Zentren aus, bei weiterer Annährung der Kugelmittelpunkte der beiden Hot-Spots gehen diese Zentren ineinander über, bis sich schließlich bei gleicher vertikaler Komponente der Kugelmittelpunkte ($x_0$(Hot-Spot 1) = $x_0$(Hot-Spot 2)) eine Dichteballenstruktur ausbildet ($t^* = 0.5$), bei der nicht mehr feststellbar ist, dass sie durch die Überlagerung zweier Hot-Spots gebildet wird. Die Änderung des Streifenordnung $|\Delta S|$ ist doppelt so groß wie bei den einzelnen Hot-Spots ($|\Delta S| \approx 3$) und bei den direkt hintereinanderliegenden Hot-Spots aufgrund der besseren Überdeckung etwas größer als bei den seitlich gegeneinander versetzten Hot-Spots.

In den gemessenen Interferogrammen des Flammenhalses realer Tankflammen vergleichsweise kleinen Durchmessers ($d < 10$ cm) werden Interferenzstreifenmuster bzw. entsprechende zeitliche Abläufe wie die hier simulierten i.a. nicht gefunden. Insbesondere werden keine Bänderstrukturen gefunden, wie sie sich bei Annäherung zweier Hot-Spots in der Simulation zeigen (Abb. 36, $t^* = 0.1$). Deshalb kann gefolgert werden, dass im Flammenhals keine Hot-Spots in Lichtstrahlrichtung voreinander durch den Beobachtungsraum wandern, sondern Hot-Spots allenfalls einzeln mit der Strömung transportiert werden.

Mehrlingsstrukturen (Abb. 36, $t^* = 0.1$) werden in größeren Höhen x oder bei größeren Tankdurchmessern d jedoch häufig gefunden. Die Bildung solcher Mehrlingsstrukturen, d.h. die Kombination zweier oder mehrerer Dichteballen-Strukturen, insbesondere auch von Quellen und Senken, wurde bisher als Selbstorganisations-Phänomen angesehen (vergl. z.B. [37]). Dies bedeutet, dass die Ballen innerhalb einer Mehrlingsstruktur in Wechselwirkung stehen. Die hier durchgeführten Simulationen zeigen nun, dass zur Bildung solcher Mehrlingsstrukturen der Abstand der Mittelpunkte der Hot-Spots sehr groß sein kann. D.h., dass ggf. keine oder eine nur sehr kleine Kopplung zwischen den Hot-Spots besteht. Miteinander wechselwirkende Hot-Spots würden ebenfalls Mehrlingsstrukturen hervorrufen. Die so erzeugten Mehrlingsstrukturen können aber prinzipiell nicht von den ohne Wechselwirkung entstandenen unterschieden werden. Dies würde z.B. möglich mit einer räumlich in alle drei Raumrichtungen auflösenden, tomografischen Interferometrie.

### *6.1.7. Ausbildung von sog. Pilzstrukturen*

Im oberen Bereich von Tankflammen kommt es zur Ausbildung sog. Pilzstrukturen, welche sich insbesondere durch eine relativ abrupte und große Zunahme der Flammenbreite und damit der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ auszeichnen (Abb. 37). Solche Auswölbungen treten sehr häufig beim Übergang vom laminaren zum turbulenten Strömungsregime auf [23].

Methanol-Tankflamme
d = 5 cm; 0 < x < 0.25 m

*Abb. 37: Ausbildung einer Auswölbung bei realen Tankflammen*

Um den Einfluss solcher sog. Pilzstrukturen auf das Interferenzstreifenmuster zu untersuchen, wird einem Temperaturfeld eine sehr sprunghafte Zunahme (Auswölbung) des maximalen Radius $r_{max}(x)$ mit kubischer Form, d.h. mit einer großen Steigung im Wendepunkt, in Abhängigkeit von der vertikalen Koordinate x vorgegeben, um so die abrupte Änderung der Flammenbreite zu modellieren.

Der maximale Radius in Abhängigkeit von der vertikalen Koordinate x ist gegeben durch:

$$r_{max}(x) = r_{max,0} + q\, r_{max,0} \left( \frac{x_{rel}^{0.2} + 1}{2} \right) \tag{33}$$

Hierbei bezeichnet $r_{max,0}$ den maximalen Radius unterhalb der Auswölbung (d.h. $x_{rel} < -1$), $r_{max,0} = 0.025$ m, q die Größe der Auslenkung, bezogen auf $r_{max,0}$ und $x_{rel}$ die wie folgt definierte, relative Höhe:

$$x_{rel} = \frac{x - x_c}{x_w}; \left| x_{rel} \right| \leq 1 \tag{34}$$

Hierbei bezeichnet $x_c$ die Höhe des Wendepunkts der Auslenkung [m] ($0.5\, x_w < x_c < x_{max} - 0.5\, x_w$) und $x_w$ die Länge der Auslenkung [m] ($x_w < x_{max}$). Die relative Höhe $x_{rel}$ variiert zwischen –1 und 1, größere Werte $|x_{rel}| > 1$ werden unterdrückt und auf $x_{rel} = -1$ bzw. $x_{rel} = +1$ gesetzt. Der Graph der relativen Änderung [$0.5\, (x_{rel}^{0.2}+1)$] nach den Gln. (33) und (34) ist in Abb. 38 dargestellt, eingezeichnet ist hier zusätzlich die Länge der Auslenkung $x_w$. Die Temperaturfunktion ist für eine Größe der Auswölbung von q = 0.34 von $r_{max,0}$ in Abb. 39 veranschaulicht. Man erkennt die sprunghafte Zunahme des maximalen Radius $r_{max}(x)$ in der Höhe x = 0.15 m.

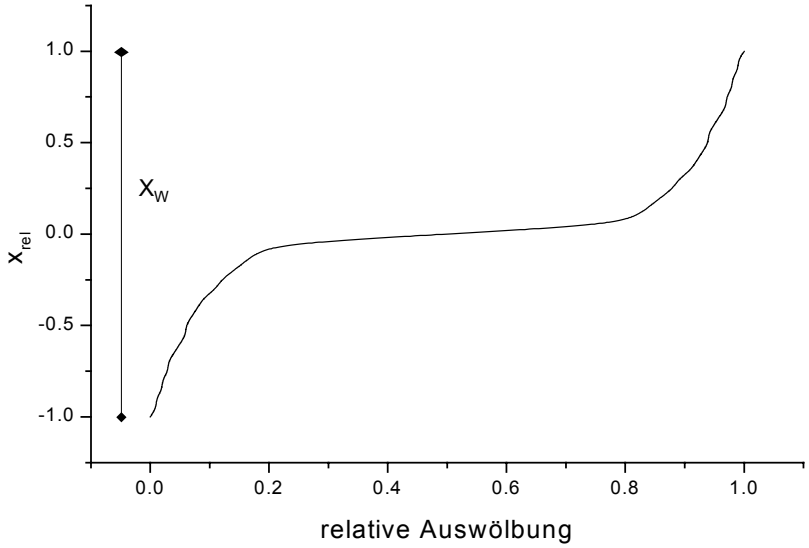



*Abb. 38: Graph der relativen Änderung (Auswölbung) [0.5 ($x_{rel}^{0.2}$+1)] nach den Gln. (33) und (34). Der Wert der Funktion ändert sich (innerhalb der Strecke $x_w$) sprunghaft von 0 nach 1.*

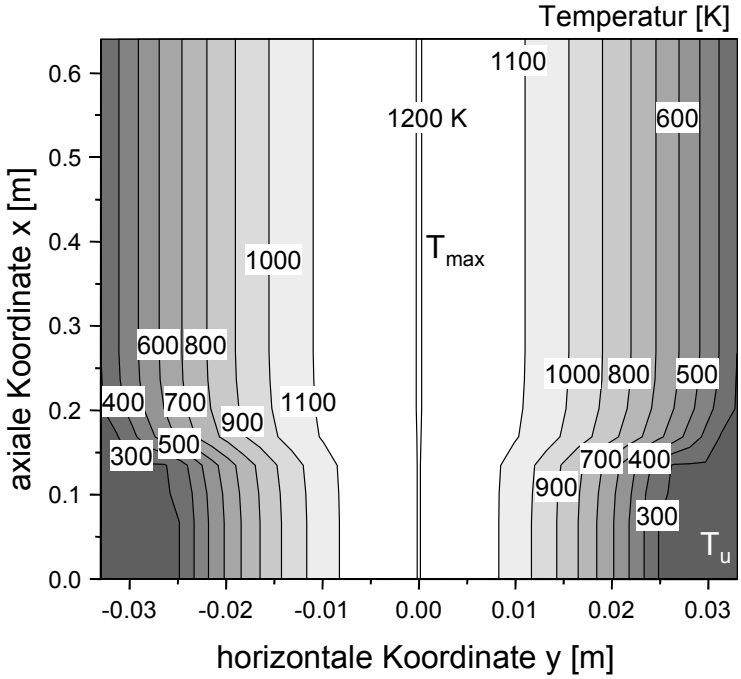



*Abb. 39: Schnitt in der xy-Ebene (z = 0) durch das simulierte Temperaturfeld (Parabelförmiges Temperaturfeld 2) bei Ausbildung einer Pilzstruktur (q = 0.34)*

Die simulierten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 40 und Abb. 41 dargestellt.

In Abb. 40 sind die simulierten Interferenzstreifenmuster bei einer Variation der relativen Größe der Auslenkung q dargestellt. Der Fall q = 0.00 zeigt das ungestörte Temperaturfeld, die Fälle q = 0.17 bzw. q = 0.34 verschieden große Änderungen des maximalen Radius $r_{max}(x)$. Man erkennt bei beiden Temperaturprofilen 1 und 2 die Ausbildung einer „Bruchlinie“ im unteren Drittel der Interferenzstreifenmuster (vergl. Abb. 37). Diese Bruchlinie zeichnet sich insbesondere durch Unstetigkeiten im Verlauf der Interferenzstreifen entlang dieser Linie bzw. durch Richtungsänderungen der Interferenzstreifen mit sehr kleinen Krümmungsradien aus. Es tritt hier der einzige Fall auf, dass innerhalb der Interferenzstreifenmuster einzelne Interferenzstreifen an den sog. Bruchlinien enden und andere Streifen oberhalb der Bruchlinie neu beginnen. Diese Effekte entlang der „Bruchlinie“ werden mit zunehmender Größe q stärker.

In Abb. 41 wird die Länge $x_w$ der Auswölbung variiert. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Werten von $x_w$ sind, abgesehen von den verschiedenen Positionen der Bruchlinien in vertikaler Richtung, nicht sehr groß. Vergleicht man die Interferenzstreifenmuster für die verschiedenen $x_w$, so wirkt das Interferenzstreifenmuster für $x_w = 0.25\ x_{max}$ gegenüber dem für $x_w = 0.125\ x_{max}$ eher gestreckt, als dass sich Änderungen im grundlegenden Aussehen der Interferenzstreifenmuster zeigen würden.

Insgesamt kann gefolgert werden, dass eine starke Änderung des maximalen Radius $r_{max}(x)$ und damit der effektiv durchstrahlten Weglänge eine „optische Bruchlinie“ im Interferenzstreifenmuster hervor ruft, an der sich die Richtung der Interferenzstreifen mit sehr kleinen Krümmungsradien ändern.

Solche Bruchlinien lassen sich häufig in den Interferogrammen realer Tankflammen im Bereich der Flammenfahne finden (Abb. 37). Diese Bruchlinien zeigen also in realen Tankflammen schnelle Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge aufgrund von abrupten Auswölbungen der thermischen Grenzschicht an. Typische Beispiele sind die Ausbildung einer Pilzstruktur, aber auch unregelmäßige „Faltungen“ bei Flammen größeren Durchmessers oder in größeren Höhen über dem Tankrand.

Im Fall in vertikaler Richtung verlaufender Bruchlinien lassen sich so starke Abweichungen von der Rotationssymmetrie erkennen. Dies ist wichtig, da quantitative Auswerteverfahren wie z.B. die Abel-Inversion diese Rotationssymmetrie voraussetzen.

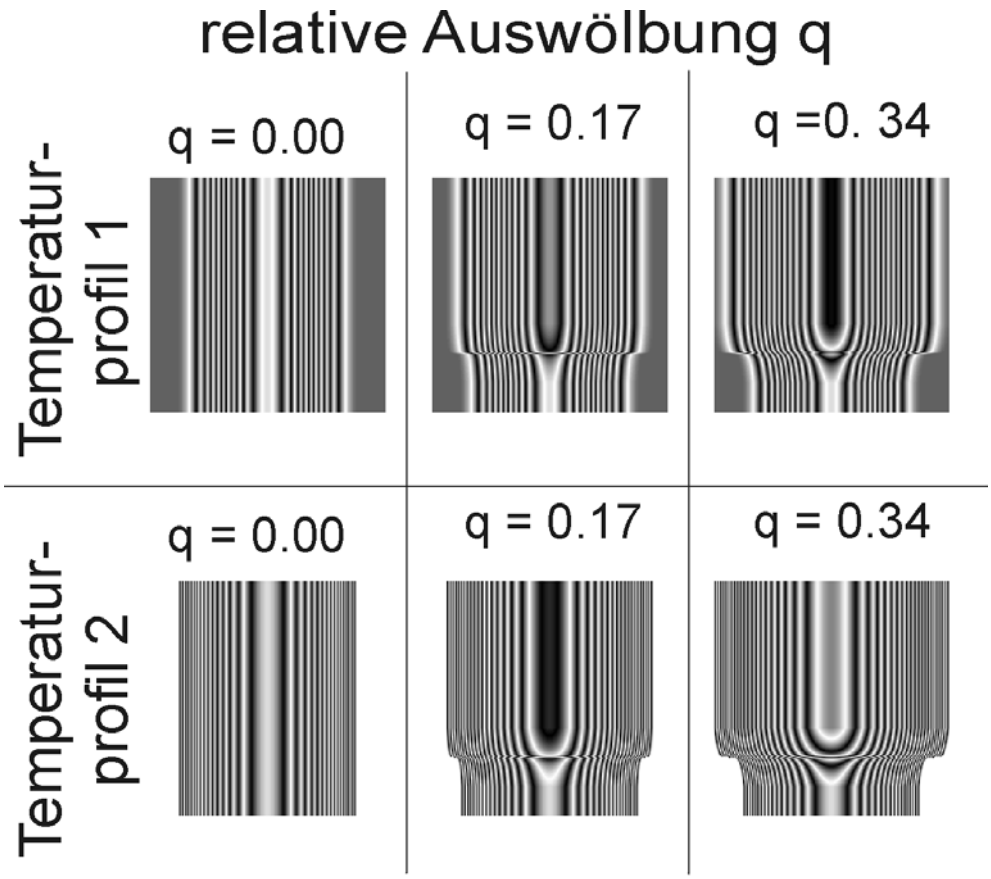



*Abb. 40: Einfluss einer abrupten Auswölbung auf das simulierte Interferenzstreifenmuster. Variation der auf den ungestörten maximalen Radius $r_{max,0}$ bezogenen Größe der Änderung q.*

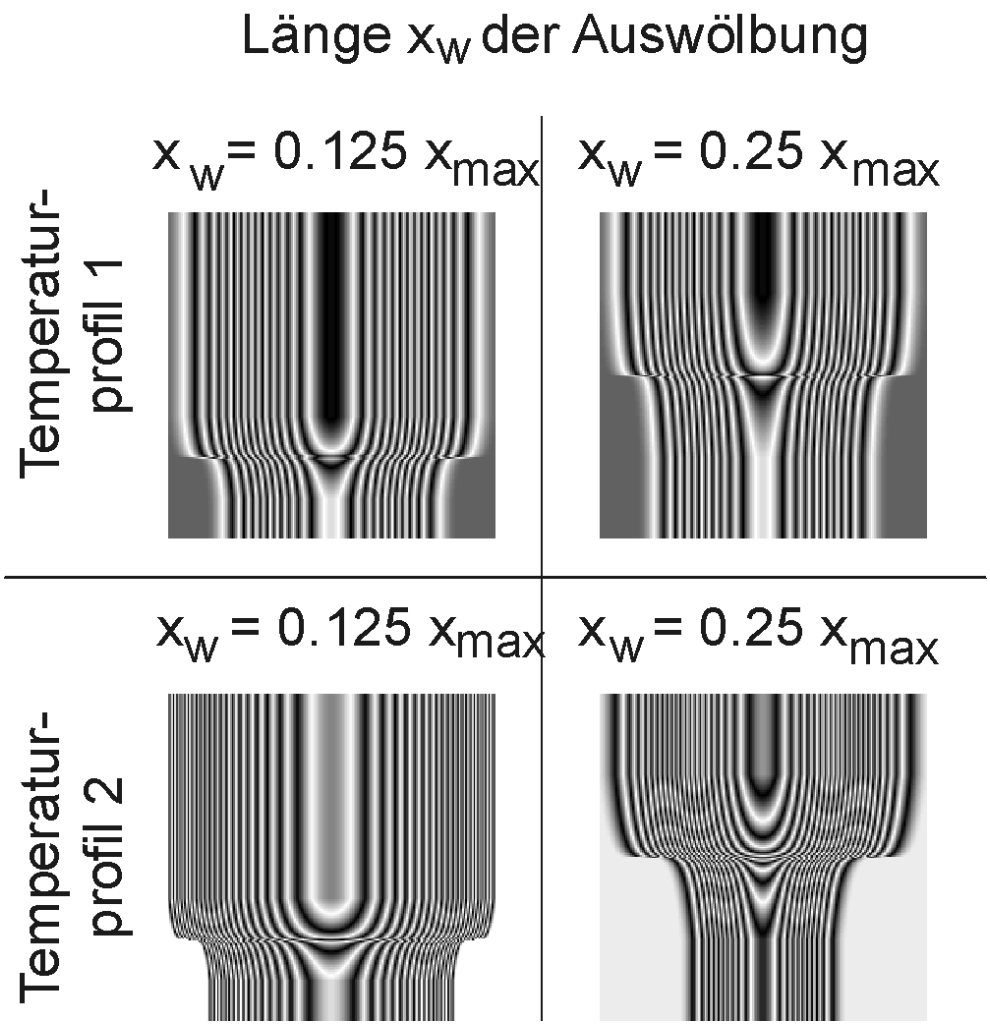



*Abb. 41: Einfluss einer abrupten Auswölbung auf das Interferenzstreifenmuster. Variation der Länge $x_w$.*

### 6.1.8. *Interferenzstreifenmuster bei vorgegebenem bimodalem Temperaturprofil*

Um den Einfluss eines bimodalen (M-förmigen) Temperaturprofils, wie es in relativ geringen Höhen über dem Tankrand (Bereich des Flammenhalses) vorkommt, auf das Interferenzstreifenmuster zu untersuchen, wird das folgende Profil 3 definiert:

$$f_T(r_{rel}) = 1.21440\left(1 - r_{rel}^4 - \frac{0.4}{e^{5r_{rel}^2}}\right) \tag{35}$$

Die Berechnung des Temperaturprofils mit Gl. (35) führt zu dem in Abb. 42 veranschaulichten Temperaturfeld. Man erkennt die bimodale (M-förmige) Struktur des Temperaturfelds, d.h. nach zwei lokalen Maxima links und rechts von der Achse bei $|y| \approx 0.014$ m fällt die Temperatur zum Zentrum ($y = 0$) hin wieder ab.

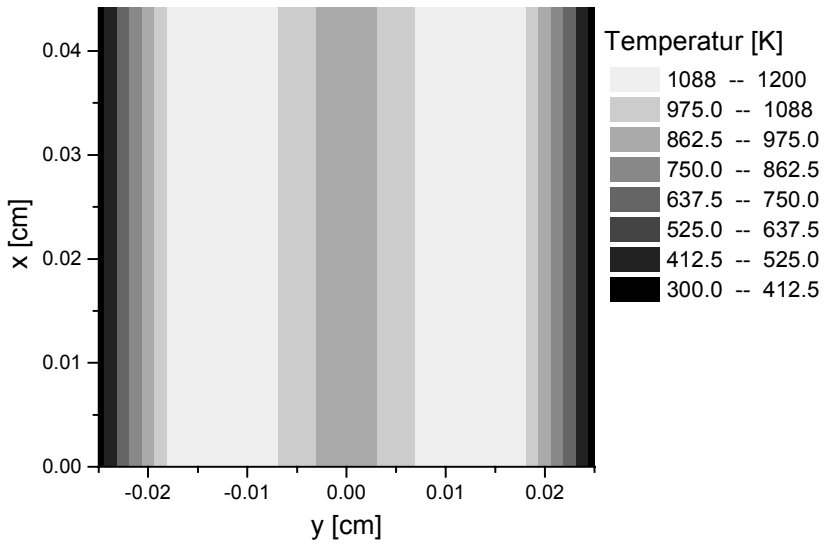



*Abb. 42: Schnitt in der xy-Ebene (z = 0) durch das simulierte Temperaturfeld mit bimodalem Temperaturprofil.*

Im Vergleich zu den Gauß- und parabelförmigen Profilen (Abb. 43) wachsen beim M-Profil die Werte $f_T$ vom Rand ($r_{rel}$ = 1) her sehr viel schneller als bei den Profilen 1 (Gauss-Profil, Gl. (11)) bzw. 2 (Parabel-Profil, Gl. (12)) und fallen dann zur Flammenachse ($r_{rel}$ = 0) hin wieder ab.

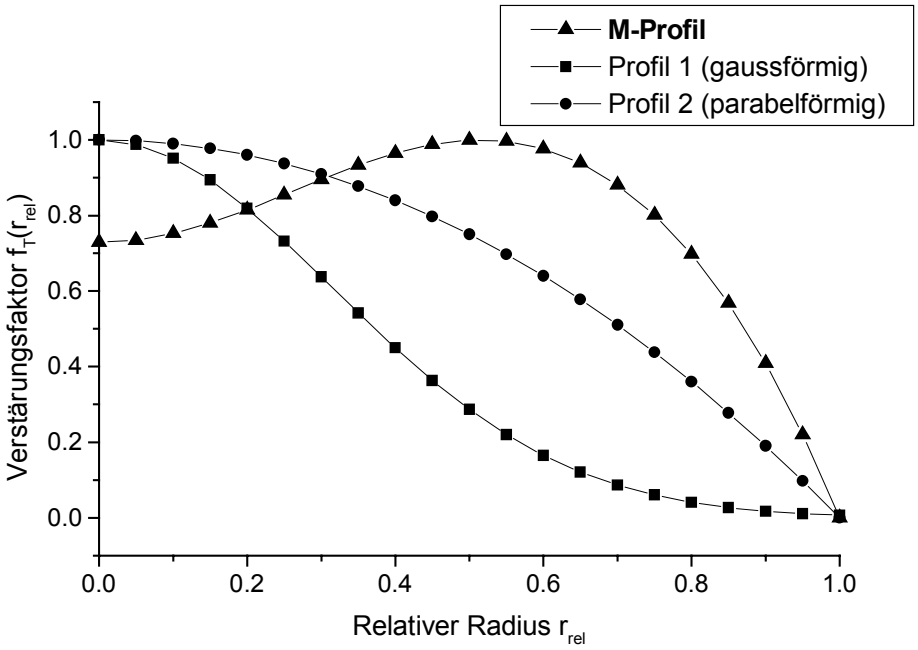



*Abb. 43: Verstärkungsfaktoren $f_T(r_{rel})$ für verschiedene Temperaturprofile*

Die simulierten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 44 dargestellt. Die maximale Streifenordnung beträgt $S_{max}$ = -17. Verglichen mit den analogen Simulationen für ein Temperaturfeld mit gaussförmigem ($S_{max}$ = -11) bzw. parabelförmigem ($S_{max}$ = -16) Temperaturprofil (Abb. 25) ist die maximale Streifenordnung also etwas größer, das mit dem in z-Richtung insgesamt längeren Integrationsweg mit hohen Temperaturen begründet werden kann. Der im Vergleich zu den Profilen 1 und 2 deutlich steilere Anstieg der Verstärkungsfaktoren $f_T$ und damit der Temperaturen vom Rand ($r_{rel}$ = 1) des Temperaturprofils

her führt zu einer vergleichsweise hohen Streifendichte im den Randbereichen des simulierten Interferenzstreifenmusters (Abb. 44c).

Trotz der großen Unterschiede der Verstärkungsfaktor- bzw. Temperaturprofile unterscheiden sich die simulierten Interferenzstreifenmuster qualitativ nur vergleichsweise wenig voneinander. Dieses Beispiel veranschaulicht, wie schwierig die Rückrechnung von (symmetrischen) Interferenzstreifenmustern auf das zugehörige Temperaturfeld (Abel-Inversion) [35,38] ist und welche Genauigkeiten in der experimentellen Bestimmung von S(x,y) eingehalten werden müssen.

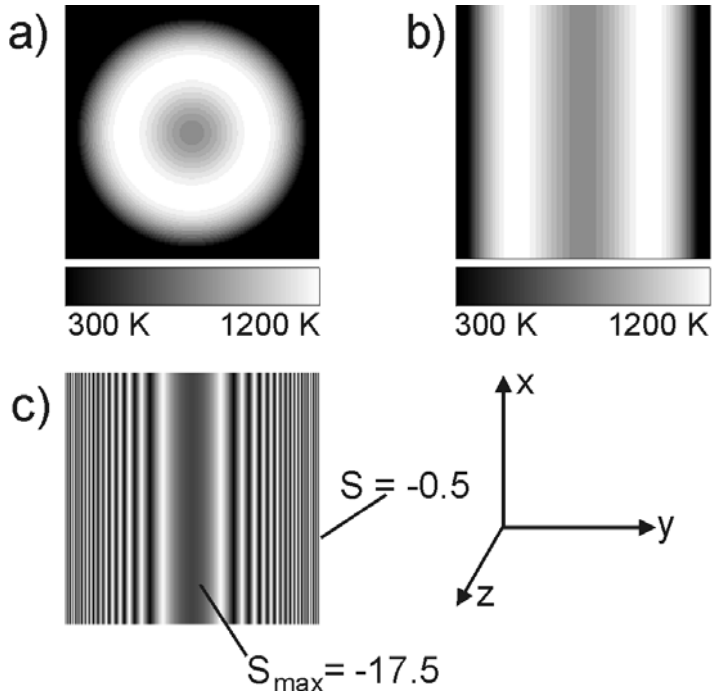



*Abb. 44: Simulation der Interferenzstreifenmuster bei einem generierten M-förmigen Temperaturprofil*

a) Schnitt durch das Temperaturfeld in der yz-Ebene ($x = x_{max}/2$): *T(y,z)*

b) Schnitt durch das Temperaturfeld in der xy-Ebene (z = 0): *T(y,z)*

c) Simuliertes Interferenzstreifenmuster, projiziert auf die xy-Ebene: S(x,y)

### *6.1.9. Zur Entstehung des Interferenzstreifenmusters in der Flammenfahne*

Die Interferenzstreifenmuster im Flammenhals von Tankflammen unterscheiden sich grundlegend von denen in der Flammenfahne (Abb. 45). Die Muster bestehen i.a. aus einer Vielzahl stark gekrümmter Linien mit teils sehr kleinen Krümmungsradien, in welche Ballenstrukturen eingebettet sind. Es wird im Folgenden untersucht, ob das Interferenzstreifenmuster, wie im Flammenhals, von der Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ oder von (vergleichsweise kleinräumigen) Änderungen der Temperaturverteilung aufgrund von Hot-Spots abhängt.

Um zu untersuchen, wodurch das Interferenzstreifenmuster in der Flammenfahne hervorgerufen wird, werden zwei verschiedene Modellansätze zur Entstehung der Interferenzstreifenmuster in der Flammenfahne überprüft.

In einem Modellansatz *a* wird angenommen, die Interferenzstreifenmuster entstünden durch asymmetrische Änderungen des maximalen Radius $r_{max}$ des Temperaturfelds (vergl. Abschnitt 6.1.9.1), wobei das radiale Temperaturprofil wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben (gaussförmiges Temperaturprofil 1) bestimmt wird. Da die Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge im Flammenhals von Bedeutung für die Entstehung der typischen Interferenzstreifenmuster ist, wird dieser Ansatz zunächst auch in der Flammenfahne erprobt..

In einem Modellansatz *b* wird das Interferenzstreifenmuster in der Flammenfahne durch ein Ensemble von Hot-Spots in einem Temperaturfeld (vergl. Abschnitt 6.1.9.2) generiert. Dies entspricht einem Modell, bei dem reaktive, heiße Volumenpakete in einem vergleichsweise kalten Gasstrom aufsteigen.

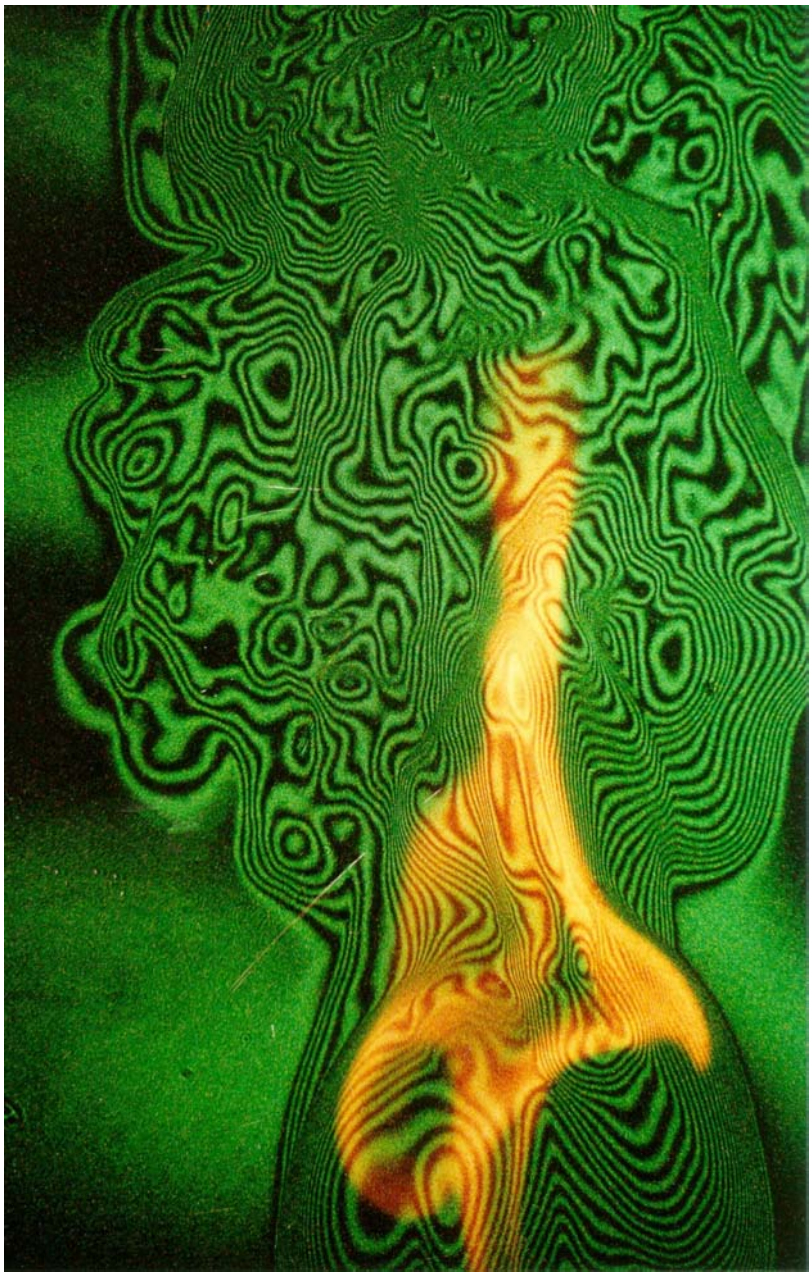


*Abb. 45: Gemessenes, transientes Interferenzstreifenmuster einer n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm) in der Flammenfahne*

#### 6.1.9.1. Asymmetrische Änderung des maximalen Radius des Temperaturfeldes

Zunächst wird simuliert, wie sich eine Änderung des maximalen Radius $r_{max}(x,\varphi)$ (Abb. 46) (Temperaturprofil 1 nach den Gln. (11), (13)) auswirkt. Das Vorgehen entspricht damit dem in Abschnitt 6.1.3 beschriebenen, allerdings werden dort rotationssymmetrische Temperaturfelder untersucht.

Im jetzt vorliegenden Fall wird der maximale Radius $r_{max}$ jedoch zusätzlich in Abhängigkeit des in der yz-Ebene liegenden Winkels $\varphi$ (Abb. 46) variiert, hierbei ist $\varphi = 0$ für $x = y = 0$; $z>0$.

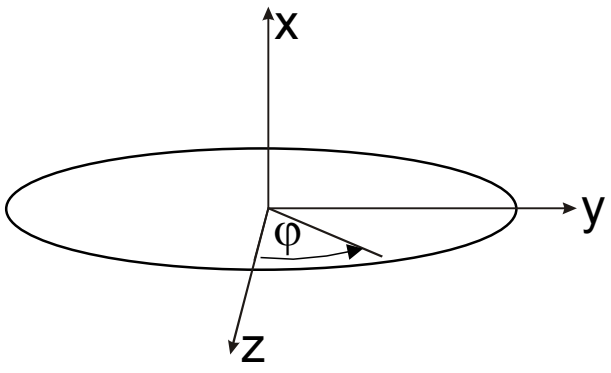



*Abb. 46: Koordinatensystem für die asymmetrische Änderung des maximalen Radius $r_{max}$*

Als Funktion der Änderung von $r_{max}$ wird ein Produkt aus Sinus- und Kosinus-Funktionen bestimmter Wellenlängen ($2\pi/a\ x_{max}$) (Gl. (36)) benutzt:

$$r_{max}(x,\varphi,t^*) = r_{max,0} + r_{per} \tag{36}$$

*mit:*

$$r_{per} = q\, r_{max,0} \bullet \sin\left(\frac{2\pi}{0.5\, x_{max}} x - \Delta\theta\right) \sin\left(\frac{2\pi}{0.3\, x_{max}} x - \Delta\theta\right) \sin\left(\frac{2\pi}{0.2\, x_{max}} x - \Delta\theta\right) \bullet u$$

$$\cos(\varphi - \Delta\theta)\ \cos(\varphi - \Delta\theta)\ \cos(\varphi - \Delta\theta)$$

*nd:*

$$\Delta\theta = 2\pi\, t^*\ ;\ \varphi = \tan^{-1}\left(\frac{y}{z}\right)$$

Der Graph der Änderung $r_{per}/r_{max,o}$ in Abhängigkeit von den Zylinderkoordinaten x und $\varphi$ ist in Abb. 47 dargestellt. Die Ordinate gibt die Abhängigkeit in axialer Richtung wieder, die Abszisse die Abhängigkeit vom Winkel $\varphi$ (vergl. Abb. 46), es ist nur ein Halbkreis dargestellt.

a)

$t^*$=0.00

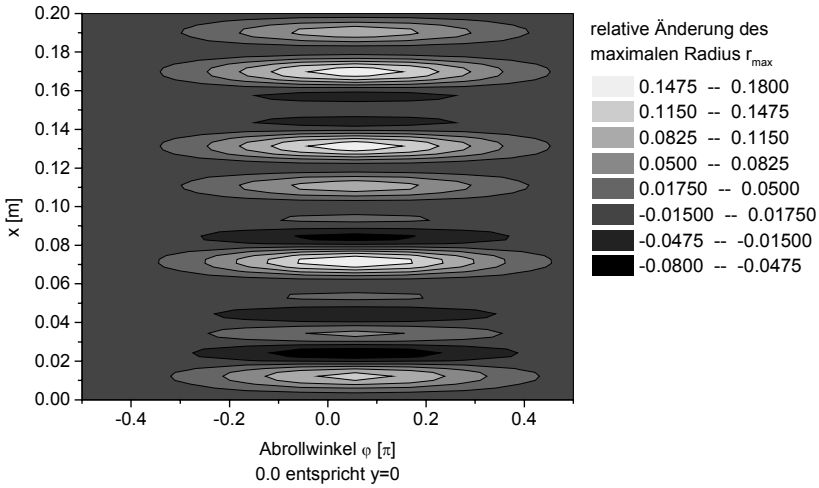



*Abb. 47: Graph der Änderung $r_{per}/r_{max,0}$ (Asymmetrische Änderung des maximalen Radius $r_{max}$) nach Gl.(36)*

a) Zur Zeit $t^*$ = 0.00

b)

$t^*$=0.05

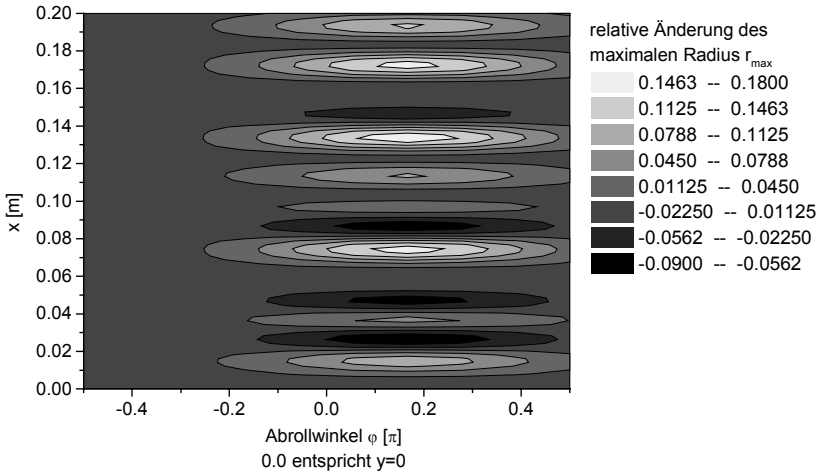



*Abb. 47: Graph der Änderung $r_{per}/r_{max,0}$ (Asymmetrische Änderung des maximalen Radius $r_{max}$) nach Gl.(36)*

b) Zur Zeit $t^*$ = 0.05, die Änderungen von $r_{max}$ (die Auslenkungen der thermischen Grenzschicht) sind gegenüber ($t^*$ = 0.00) in (+x) und (+φ)-Richtung verschoben.

Zusätzlich werden die Maxima und Minima von $r_{max}$ mit der dimensionslosen Zeit $t^*$ wie in Abb. 47b ersichtlich verschoben, um so die Änderung des Interferenzstreifenmusters bei Änderung von $r_{max}(x, \varphi)$

zu untersuchen. Diese Änderung entspräche z.B. den Fluktuationen der thermischen Grenzschicht. Beim Vergleich der beiden dargestellten Felder $\Delta r_{max}(x, \varphi)$ sind die Maxima und Minima des unteren Feldes ($t^* = 0.05$) gegenüber dem oberen ($t^* = 0.00$) nach rechts und oben verschoben.

Die aus den so vorgegebenen Modell-Temperaturfeldern simulierten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 48 dargestellt. Vergleicht man diese simulierten Interferogramme mit den gemessenen, so stellt man fest, dass keine Ähnlichkeit mit den tatsächlichen in der Flammenfahne (Abb. 45) beobachteten Interferenzstreifenmustern auftritt. Der größte Unterschied liegt darin, dass die kohärenten Strukturen bei den simulierten Interferogrammen immer auf der Flammenachse liegen, auch dann, wenn die Maxima von $\Delta r_{max}(x,\varphi)$ nicht bei $\varphi = 0$ liegen. Eine solche Änderung führt allein zu einer mit x periodischen, kleinräumigen Amplitudenvariation der Auslenkung der (thermischen) Grenzschicht, einem „Kräuseln“. In realen Interferenzstreifenmustern von (Tank-) Flammen (vergl. Abb. 45) ist das Interferenzstreifenmuster wesentlich kleinräumiger und unsymmetrischer strukturiert, es finden sich z.B. Ringsysteme auch in Regionen abseits der Tankachse ($y \neq 0$). Dies lässt darauf schließen, das die Änderung des maximalen Radius allein auch nicht näherungsweise zu den beobachteten Interferenzstreifenmustern führt und dieser Modellansatz *a* für die Simulation von Interferenzstreifenmustern in der Flammenfahne unbrauchbar ist. Offensichtlich sind die so modellierten Temperaturfelder eine sehr schlechte Beschreibung der (turbulenten) Flammenfahne.

a)

$t^* = 0.00$

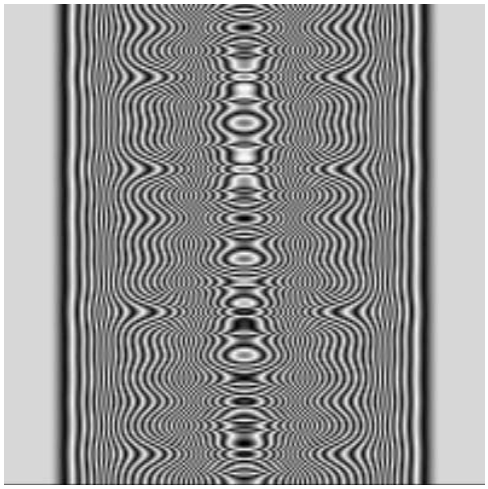


*Abb. 48: Simulierte Interferenzstreifenmuster bei asymmetrischer Variation des maximalen Radius $r_{max}(x,\varphi,t)$ nach Gl. (36)*

a) Zur Zeit $t^* = 0.00$

b)

$t^* = 0.05$

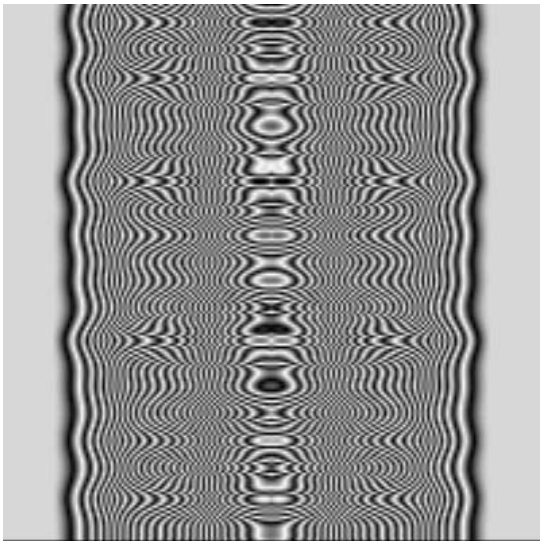


*Abb. 48: Simulierte Interferenzstreifenmuster bei asymmetrischer Variation des maximalen Radius $r_{max}(x,\varphi,t)$ nach Gl. (36)*

b) Zur Zeit $t^* = 0.05$. Die gegenüber ($t^* = 0.00$) in (+x) und (+$\varphi$)-Richtung verschobenen Extrema von $r_{max}$ (die Auslenkungen der thermischen Grenzschicht) ändern nicht die Lage der kohärenten Strukturen auf der Achse, sondern führen zu einem „Kräuseln“ der thermischen Grenzschicht.

#### 6.1.9.2. Ensemble von Hot-Spots

Aus den Ergebnissen des Abschnitts 6.1.9.1 lässt sich folgern, dass die Änderung des Interferenzstreifenmusters nicht durch die Änderung des maximalen Radius $r_{max}(x, \varphi)$ und damit der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$, erklärt werden kann. Es können auf diese Weise keine Muster generiert werden, die denen realer Tankflammen im Bereich der Flammenfahne ähnlich sind. Diese Muster bestehen aus oft stark gekrümmten, unregelmäßigen Linien, zwischen denen Ballenstrukturen eingebettet sind (Abb. 45).

Wodurch werden jedoch die Interferenzstreifenmuster in der Flammenfahne von Tankflammen bestimmt? In fotografischen Kurzzeit-Aufnahmen der Flammenfahne einer Tankflamme (Abb. 49) erkennt man deutlich die sehr starke Untergliederung der Flamme in reaktive (helle Bereiche) und nicht-reaktive (dunkle) Zonen. Die Flamme weist bei der Beobachtung mit kleiner zeitlicher Integrationszeit eine sehr inhomogene Struktur auf. Insbesondere ist eine isolierte Flammenfront erkennbar, welche in einem Volumen nicht-reaktiven und damit vergleichsweise kalten Gases eingebettet ist.

Die Untergliederung des Reaktionsraums „Tankflamme“ rührt in der turbulenten Flammenfahne vom konvektiven Entrainment her. Durch die Entrainment-Vorgänge kommt es zum Mitreißen kalter Umgebungsluft, die sich dann mit noch vorhandenen, brennstoffreichen Volumenpaketen mischt, woraufhin diese Reaktionsvolumina abreagieren und Reaktionsenthalpie frei wird.

*Abb. 49: Fotografische Kurzzeit-Aufnahme (Belichtungszeit 1/2000 s) einer Tankflamme im oberen Höhenbereich. Es ist deutlich die Untergliederung des Flammenkörpers in einzelne Flammenballen bzw. –flächen zu erkennen.*

Ein relativ einfacher Modellansatz *b* für die Temperaturverteilung in der Flammenfahne von Tankflammen kann mit diesen Erkenntnissen wie folgt formuliert werden. In einer relativ kalten Konvektionssäule aufsteigender Luftmassen sind eine Anzahl heißer Volumenelemente eingebettet. Messungen der Temperaturen in der Flammenfahne ergeben im Mittel ca. 800 - 1200 K [39]**.** Da diese gemittelte Temperatur in Anwesenheit von Hot-Spots gemessen wird, ist die Temperatur der Modell-Konvektionssäule jedoch weit unterhalb von 1200 K anzusetzen.

Ausgehend von dieser Modellvorstellung wird untersucht, ob ein Ensemble von Hot-Spots in einem Temperaturfeld verhältnismäßig geringer Temperatur zu einem realitätsnahen Interferenzstreifenmuster führt. Das Ensemble der Hot-Spots ist bezüglich ihrer Lage im Raum

und ihrer individuellen Verstärkungsfaktoren $f_{H,max}$ in geeigneten Grenzen zufällig.

Hierzu wird ein kastenförmiges Feld (vergl. Abschnitt 6.1.1.1) konstanter Temperatur z.B. T = 300 K erzeugt. In dieses Feld wird eine Anzahl von Hot-Spots (z.B. 150) (vergl. Abschnitt 6.1.6 und z.B. Abb. 50) eingefügt.

Für das Temperaturfeld T(x,y,z) in der Nähe eines Hot-Spots mit dem Kugelmittelpunkt ($x_0$, $y_0$, $z_0$), dem Radius $r_{H,max}$ und dem maximalen Verstärkungsfaktor $f_{H,max}$ gilt:

$$T(x,y,z) = \left(f_{H,max} - 1\right) e^{-5 r_{rel}^2}\ T(x,y,z) + T(x,y,z) \tag{37}$$

Mit dem relativen Radius $0 \le r_{rel} = \sqrt{\dfrac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{r_{H,max}}} \le 1$,

$T_u \le T(x,y,z) \le T_{max}$.

Die Lage der Hot-Spots im Raum sowie ihr Radius $r_{H,max}$ und individueller Verstärkungsfaktor $f_{H,max}$ sind in geeigneten Grenzen zufällig. Weiterhin wird die maximal erreichbare Temperatur $T_{max}$ bei gegenseitiger (teilweiser) Durchdringung mehrerer Hot-Spots, also mehrfacher „Verstärkung“ der Temperatur eines Raumbereichs auf z.B. $T_{max}$ = 1700 K begrenzt. Es ist zu beachten, dass die Hot-Spots in diesem Fall allein zur modellmäßigen Generierung einer inhomogenen Temperaturverteilung in das Temperaturfeld T(x,y,z) eingebracht werden. Deshalb stellt die gegenseitige Durchdringung von Hot-Spots und damit die mehrfache „Verstärkung“ der Temperatur keine, physikalisch unsinnige, Addition von Temperaturen innerhalb physikalisch relevanter Strukturen dar, sondern dient zur Generierung größerer zusammenhängender Strukturen, in denen sich die Temperatur nur noch relativ großräumig ändert.

Es wird so die Ausbildung eines in Bezug auf die Temperaturverteilung T(x,y,z) sehr stark inhomogenen Modellfeldes erreicht.

Die simulierten Interferenzstreifenmuster sind mit den Modell-Temperaturfeldern T(x,y,z) in Abb. 50-Abb. 52 dargestellt.

In den Teilabbildungen 1 sind jeweils die Temperaturfelder $T_z(x,y)$ als Schnitte parallel zur xy-Ebene für verschiedene z dargestellt. Schwarze Flächen zeigen dabei die Umgebungstemperatur $T_u$ = 300 K, hellweiße Flächen die vorgegebene Maximaltemperatur $T_{max}$ = 1700 K an. In allen Teilabbildungen wird die Inhomogenität der Temperaturverteilung T(x,y,z) deutlich, erkennbar an den isolierten, unterschiedlichen hellen (heißen) „Flecken“, eingebettet in dunkle (kalte) Bereiche. Mit zunehmender Anzahl von Hot-Spots werden die Volumina zusammenhängender, heißer Bereiche größer (vergl. Abb. 50 (150 Hot-Spots) im Vergleich zu Abb. 51 (250 Hot-Spots)). Sind die Hot-Spots sehr klein (Abb. 52), so kommt es nicht oder nur selten zur gegenseitigen Durchdringung einzelner Hot-Spots und damit auch nicht zur Bildung größerer, zusammenhängender Volumenbereiche relativ hoher Temperatur.

In den Teilabbildungen 2 und 3 (Abb. 50-Abb. 52) sind zur Veranschaulichung des speziellen Ensembles von Hot-Spots eines modellierten Temperaturfelds die Häufigkeitsverteilungen der Radien $r_{H,max}$ der Hot-Spots sowie der maximalen Verstärkungsfaktoren $f_{H,max}$ dargestellt.

In den Teilabbildungen 4 sind jeweils das aus dem Modell-Temperaturfeld T(x,y,z) berechnete, d.h. simulierte, Interferenzstreifenmuster dargestellt.

In Abb. 50 (150 Hot-Spots) bzw. Abb. 51 (250 Hot-Spots) sind die simulierten Interferenzstreifenmuster für eine Variation von $r_{H,max}$ zwischen $0.02\ r_{max} \leq r_{H,max} \leq 0.40\ r_{max}$ mit $r_{max}$ = 0.1 m zusammengefasst. In Abb. 52 sind die simulierten Interferenzstreifenmuster für eine Anzahl von 150, 250 sowie 750 Hot-Spots bei einem Hot-Spot-

Radius ($0.01\ r_{max} \leq r_{H,max} \leq 0.19\ r_{max}$; $r_{max} = 0.1$ m) und in Abb. 53 bei Variation der vorgegebenen Minimaltemperatur $T_{min}$ des Temperaturfeldes und der Maximaltemperatur $T_{max}$ ($0.02\ r_{max} \leq r_{H,max} \leq 0.40\ r_{max}$; 150 Hot-Spots; $r_{max} = 0.1$ m) dargestellt.

Vergleicht man die generierten Interferenzstreifenmuster aus Abb. 50 (150 Hot-Spots) bzw. Abb. 51 (250 Hot-Spots) mit Interferenzstreifenmustern realer Tankflammen in der Flammenfahne (Abb. 45), so fällt die prinzipielle Ähnlichkeit mit den simulierten Interferenzstreifenmustern auf. Wie bei den Interferenzstreifenmustern der Flammenfahne realer Flammen sind auch hier einzelne Ballenstrukturen zu erkennen, welche in Bereiche mit stark gekrümmten, zum Teil zufällig verlaufenden Linien eingebettet sind.

Im Vergleich zu den realen Interferenzstreifenmustern sind die simulierten Interferogramme oben und unten jeweils durch annähernd waagerechte Linien begrenzt. Diese Begrenzung hat ihre Ursache im Algorithmus der Simulation, da die eingebrachten Hot-Spots aufgrund des Eigendurchmessers nicht kontinuierlich bis an die Ränder des Feldes verteilt sind und ist deshalb ohne physikalische Bedeutung.

In den Teilen 1 der Abb. 50 bzw. Abb. 51 sind für verschiedene Werte von z die zugehörigen Temperaturfelder $T_z(x,y)$ dargestellt. Die Helligkeitscodierung liefert die größte Helligkeit für $T = T_{max} = 1700$ K und die kleinste Helligkeit für $T = T_{min} = T_u$. In den Teilabbildungen 2 finden sich die Darstellungen der Häufigkeitsverteilungen des Radius der Hot-Spots $r_{H,max}$, bezogen auf den maximalen Radius $r_{max}$ sowie der maximalen Verstärkungsfaktoren $f_{H,max}$. Sowohl für eine Anzahl von 150 (Abb. 50) als auch 250 Hot-Spots (Abb. 51) werden für jedes realisierte Ensemble (Teilabbildungen a-c) realitätsähnliche Interferenzstreifenmuster erhalten. Offensichtlich führt jedes Ensemble sta-

tistisch verteilter Hot-Spots, welches zu einem unregelmäßigen Temperaturfeld führt, zu einem „realen“ Interferenzstreifenmuster.

Vergleicht man Abb. 50 und Abb. 51 miteinander, so gibt es keinen grundlegenden Unterschied zwischen den mit 150 Hot-Spots (Abb. 50) bzw. 250 Hot-Spots (Abb. 51) simulierten Interferenzstreifenmustern. Die Temperaturfelder $T_z(x,y)$ für 250 Hot-Spots (Abb. 51) zeigen im Mittel eine größere Ausdehnung heißer Bereiche als bei den Feldern mit 150 Hot-Spots, die Interferenzstreifenmuster sind von der Streifendichte her vergleichbar, erscheinen jedoch im Vergleich zu den Simulationen mit 150 Hot-Spots etwas kleinräumiger strukturiert, d.h. es existieren etwas mehr kleinere Ballenstrukturen.

Vergleicht man die Interferenzstreifenmuster in Abb. 50 bzw. Abb. 51 mit den jeweils zugehörigen Temperaturfeldern $T_z(x,y)$, so lässt sich keine Korrelation von einzelnen Ballenstrukturen mit einzelnen Hot-Spots oder lokalisierten Ensembles von Hot-Spots feststellen, d.h. aus dem Interferenzstreifenmuster lässt sich nicht direkt auf die Existenz einer bestimmten Hot-Spot-Konfiguration schließen.

Die in Abb. 52a (150 Hot-Spots) bzw. Abb. 52b (250 Hot-Spots) dargestellten Simulationen eines im Vergleich zu den zuvor beschriebenen Fällen auf die Hälfte reduzierten maximalen Hot-Spot-Radius $r_{H,max}$ ($0.01\ r_{max} \leq r_{H,max} \leq 0.19\ r_{max}$) zeigen vollkommen andere Interferenzstreifenmuster als die simulierten Interferenzstreifenmuster aus Abb. 50 und Abb. 51. Die Interferenzstreifenmuster sind nicht zusammenhängend, sondern bestehen aus isolierten bzw. nur über schmale „Brücken“ verknüpften Teilen verschiedener Größe. Das Interferenzstreifenmuster innerhalb der größeren Teile ähnelt denen in Abb. 50 bzw. Abb. 51. Daneben existieren kleinere Bereiche, deren Interferenzstreifen teils ringartig geschlossen sind. Diese kleineren Bereiche werden von einzelnen Hot-Spots bzw. kleineren, kom-

pakten Ensembles von Hot-Spots gebildet. Die den Interferenzstreifenmustern zugrundeliegenden Temperaturfelder $T_z(x,y)$ zeigen keinen größeren, heißen Bereich wie in Abb. 50 und Abb. 51, sondern zumeist isolierte Hot-Spots. Das Gesamtvolumen der statistisch verteilten Hot-Spots reicht nicht aus, um ein vollständig geschlossenes Interferenzstreifenmuster zu erzeugen. Bei der Integration „sieht“ der Lichtstrahl in einigen Regionen nur vereinzelte oder gar keine Hot-Spots. Es existiert offensichtlich ein unterer Schwellwert für das Gesamtvolumen der heißen Bereiche, unterhalb dem sich kein zusammenhängendes Muster ausbildet.

Die simulierten Interferenzstreifenmuster (Abb. 52a,b) ändern sich bei Einbringung einer sehr großen Anzahl an Hot-Spots (Abb. 52c, hier 750 Hot-Spots). Das Interferenzstreifenmuster ähnelt stark den der Abb. 50 bzw. Abb. 51, die Strukturierung ist allerdings im direkten Vergleich deutlich feiner und die Streifendichte ist im Mittel größer als z.B. bei der Simulation aus Abb. 51. Der zuvor erwähnte Schwellwert ist hier durch die sehr große Anzahl von Hot-Spots überschritten und es bildet sich ein zusammenhängendes Interferenzstreifenmuster aus. Der Blick auf die Temperaturfelder $T_z(x,y)$ zeigt, dass auch hier zumeist isolierte Hot-Spots vorliegen, diese allerdings aufgrund der großen Anzahl an Hot-Spots relativ dicht beieinander liegen. Die feinere Strukturierung des Interferenzstreifenmusters in Abb. 52c ergibt sich auch durch die im Vergleich zu größeren Hot-Spot-Radien (z.B. Abb. 51) isolierte Lage der einzelnen Hot-Spots, was zu sehr kleinräumigen Temperaturänderungen, d.h. zu großen Temperaturgradienten, führt. Größere Volumenelemente mit einer sich relativ großräumig ändernden Temperaturverteilung im Inneren führen im Durchschnitt zu kleineren Temperaturgradienten und damit zu größeren Streifenabständen.

Bei Variation der Minimal- bzw. Maximaltemperatur $T_{min}$ bzw. $T_{max}$ (Abb. 53) ändert sich die grundlegende Gestalt der simulierten Interferenzstreifenmuster nicht. Bei zunehmender Minimaltemperatur $T_{min}$ (von $T_{min}$ = 300 K auf $T_{min}$ = 900 K) nimmt der mittlere Streifenabstand deutlich zu. Dies ist mit den abnehmenden Temperaturunterschieden zwischen kleinster Temperatur $T_{min}$ und Maximaltemperatur $T_{max}$ und den damit kleineren Unterschieden in der Brechzahl zu erklären. Gleichermaßen erhöht sich die maximale Streifenordnung von $S_{max}$ = -50 auf $S_{max}$ = -79 ($T_{max}$ = 1700 K), wobei diese Änderung allein auf die erhöhte Temperatur $T_{min}$ zurückgeführt werden kann. Zwischen den Interferenzstreifenmuster für $T_{max}$ = 1700 K und $T_{max}$ = 2200 K lassen sich bei konstant gehaltener Minimaltemperatur $T_{min}$ = 300 K bzw. $T_{min}$ = 600 K keine grundlegenden Unterschiede in den Abständen der Interferenzstreifen erkennen, für $T_{min}$ = 900 K erscheinen die Interferenzstreifen für $T_{max}$ = 2200 etwas dichter. Dies ist damit erklärbar, dass bei geringerer Minimaltemperatur $T_{min}$ und bei mehrfacher Überlagerung von Hot-Spots, und damit mehrfacher „Verstärkung“ der Temperatur in einem Raumbereich, die Maximaltemperatur $T_{max}$ nicht oder zumindest nur selten erreicht wird, wohingegen bei $T_{min}$ = 900 K die Temperaturmaxima vorwiegend durch $T_{max}$ bestimmt sind. Wie oben erläutert stellt die mehrfache „Verstärkung“ der Temperatur keine, physikalisch unzulässige, Addition von physikalisch relevanten, heißen Volumenelementen dar, sondern ist allein eine Methode zur Modellierung zusammenhängender, relativ heißer Volumenelemente.

Insgesamt betrachtet sind alle in Abb. 53 dargestellten, simulierten Interferenzstreifenmuster realitätsähnlich. Es lässt sich also eine gewisse Unempfindlichkeit der simulierten Interferenzstreifenmuster bezüglich der Minimaltemperatur $T_{min}$ und der Maximaltemperatur $T_{max}$ feststellen. D.h., für eine qualitative Analyse der Interferenzstrei-

fenmuster ist die genaue Kenntnis der (schwierig zu bestimmenden) Minimal- und Maximaltemperatur $T_{min}$ bzw. $T_{max}$ von untergeordneter Bedeutung.

Zusammengefasst konnte gezeigt werden, dass die Interferenzstreifenmuster der Flammenfahne von Tankflammen mit diesem Modellansatz *b* in guter qualitativer Übereinstimmung mit den gemessenen Interferenzstreifenmustern simuliert werden können.

Im Gegensatz trifft die Simulation der Interferenzstreifenmuster durch asymmetrische Auslenkungen der thermischen Grenzschicht (Modellansatz *a*) nicht zu.

Es kann gefolgert werden, dass die Interferenzstreifenmuster in der turbulenten Flammenfahne durch die statistische Verteilung von Hot-Spots, d.h. reaktiven Zonen, in einer vergleichsweise kalten Konvektionssäule hervorgerufen werden. Die qualitative Übereinstimmung der simulierten und gemessenen Interferenzstreifenmuster ist unabhängig von der Lage der Hot-Spots, solange das Temperaturfeld T(x,y,z) inhomogen ist.

Die Interferenzstreifenmuster der Flammenfahne geben also die Konfiguration aller reaktiven Zonen, integriert über die durchstrahlte Weglänge, wieder.

Durch die Simulationen konnte erstmals gezeigt werden, dass das komplexe Interferenzstreifenmuster der Flammenfahne durch den Modellansatz *b: Ensemble von Hot-Spots* erfolgreich simuliert werden kann. Allerdings lassen sich aus den Interferenzstreifenmustern aufgrund der Integration keine Aussage über die Lage einzelner Hot-Spots gewinnen.

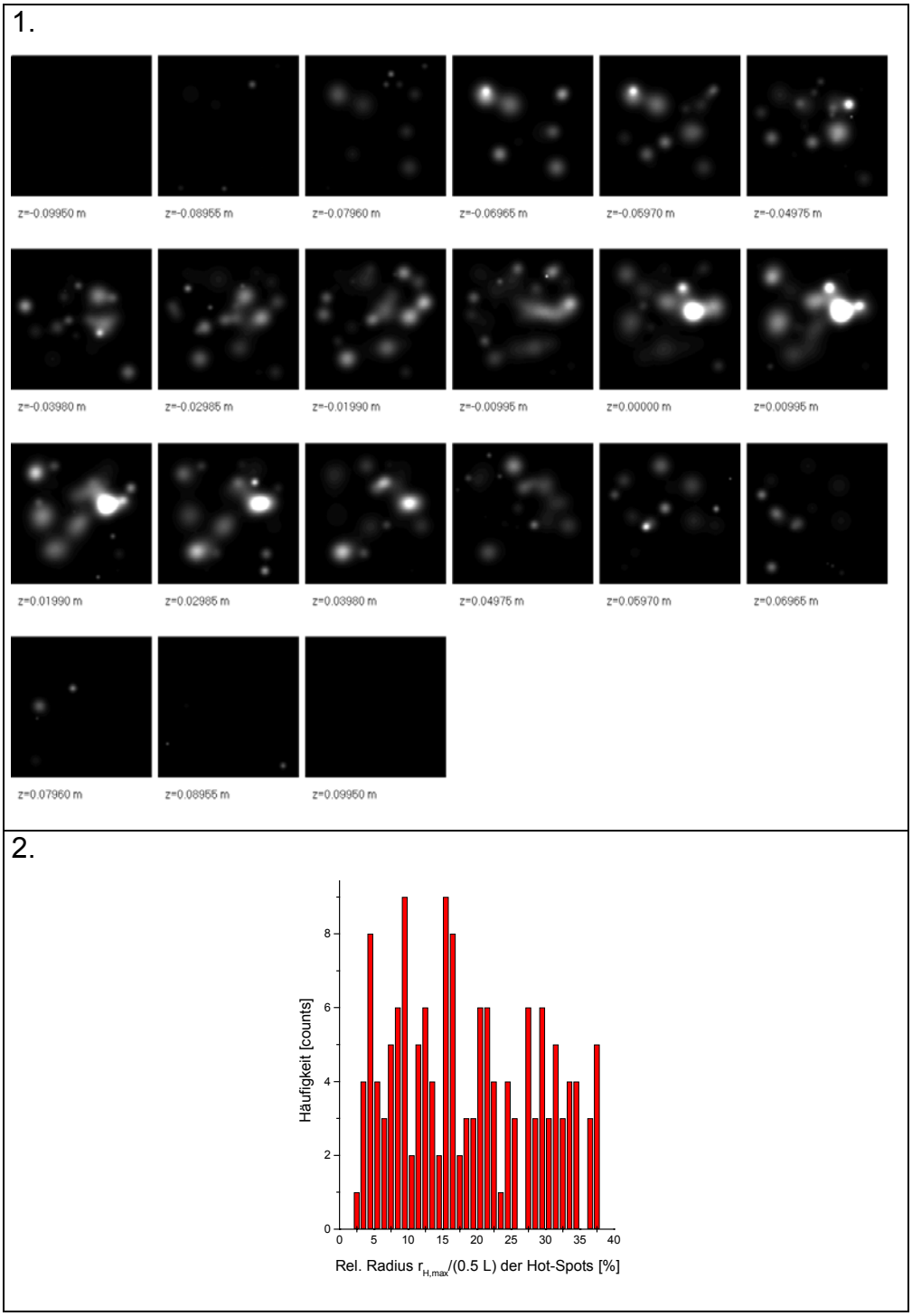
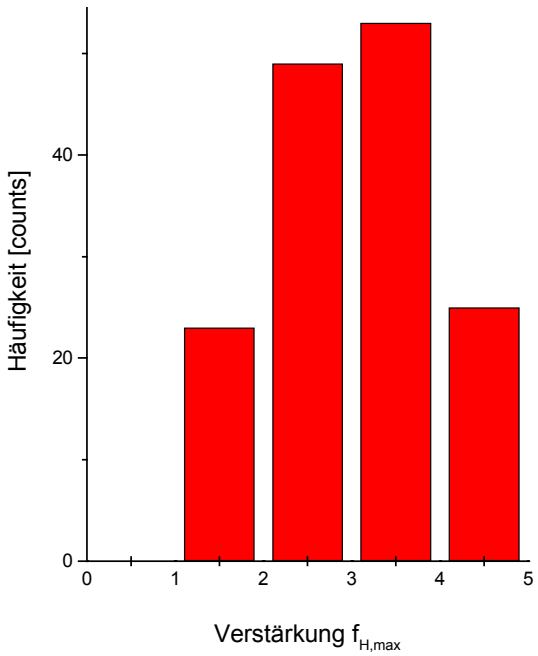


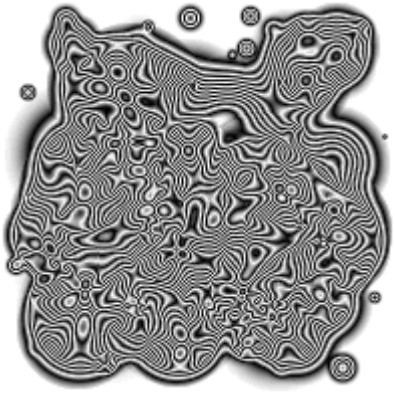

*Abb. 50a: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3.




4.

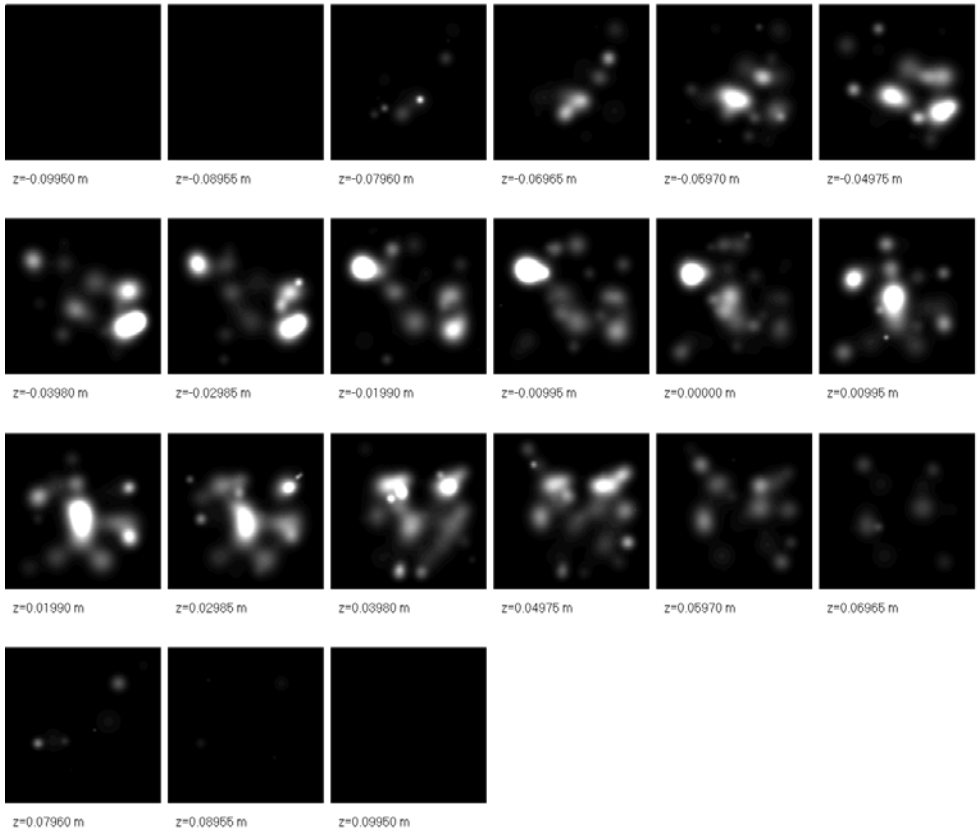


$S_{max}$ = -44

*Abb. 50a: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$




2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

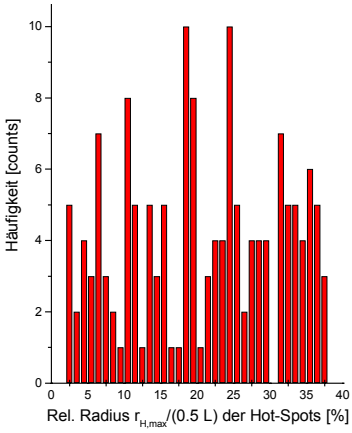
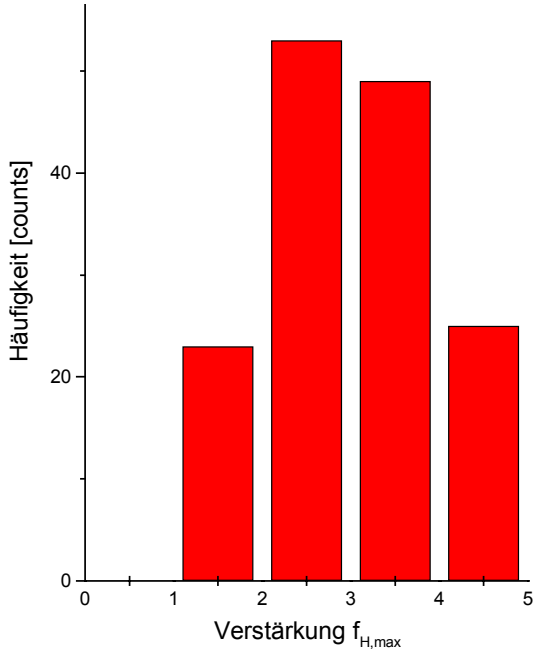



*Abb. 50b: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$




4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

$S_{max}$ = -49

*Abb. 50b: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

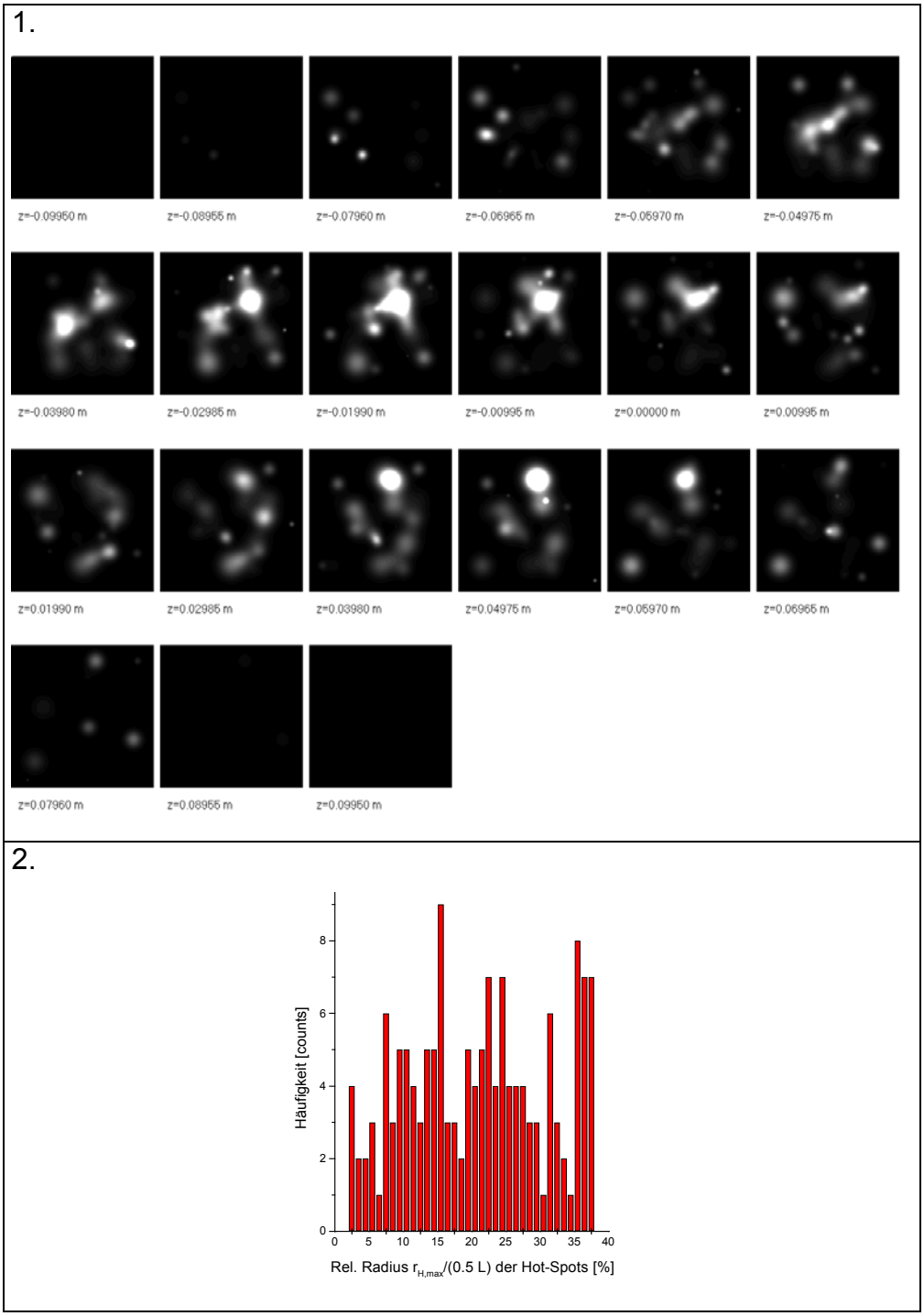
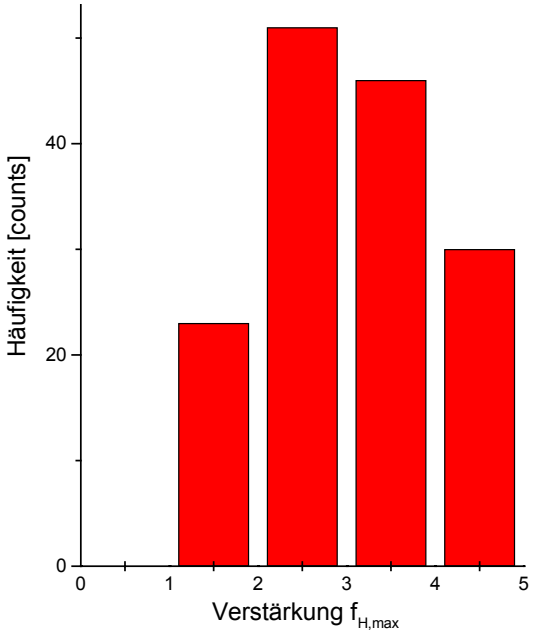


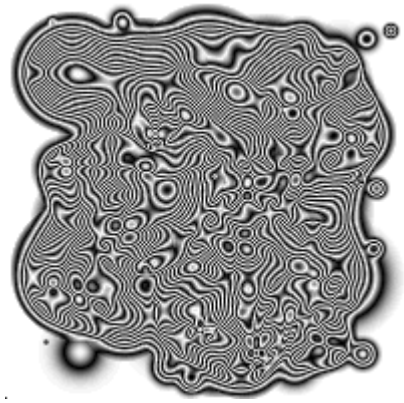

*Abb. 50c: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$




4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster



$S_{max}$ = -50

*Abb. 50c: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

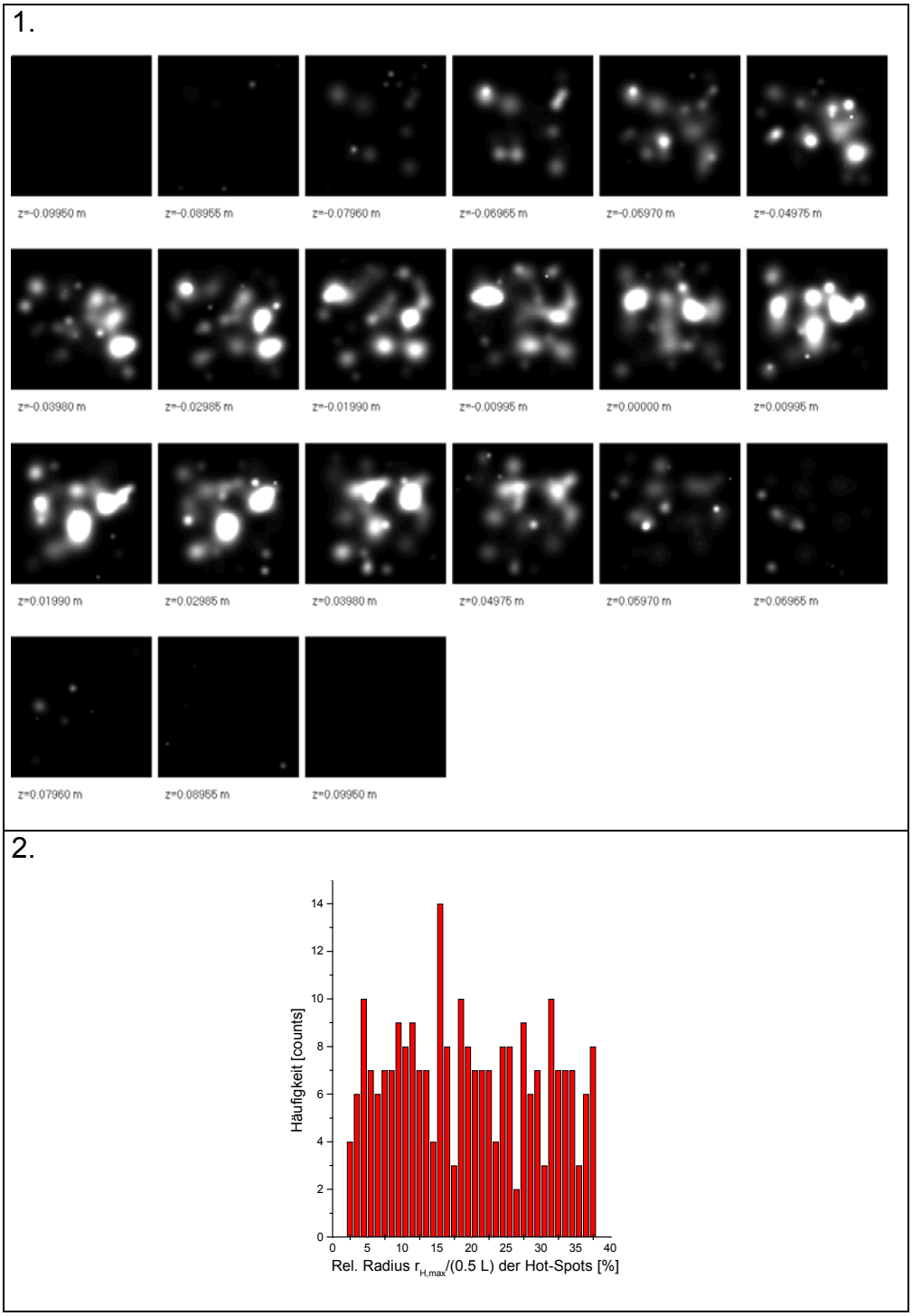
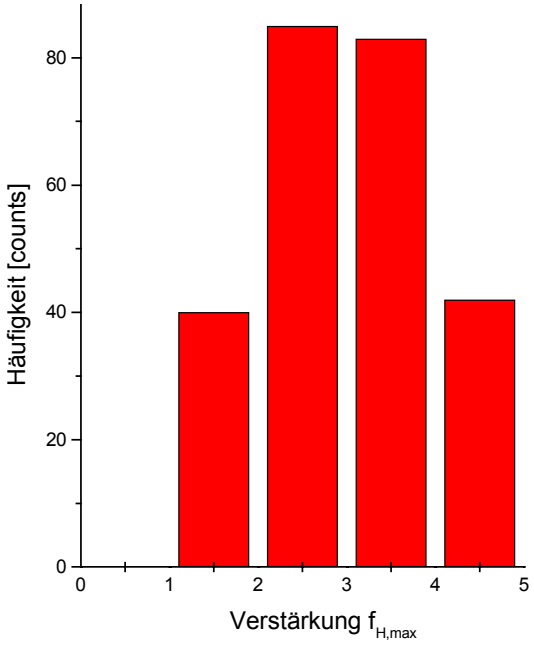



*Abb. 51a: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$




4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

$S_{max}$ = -50

*Abb. 51a: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

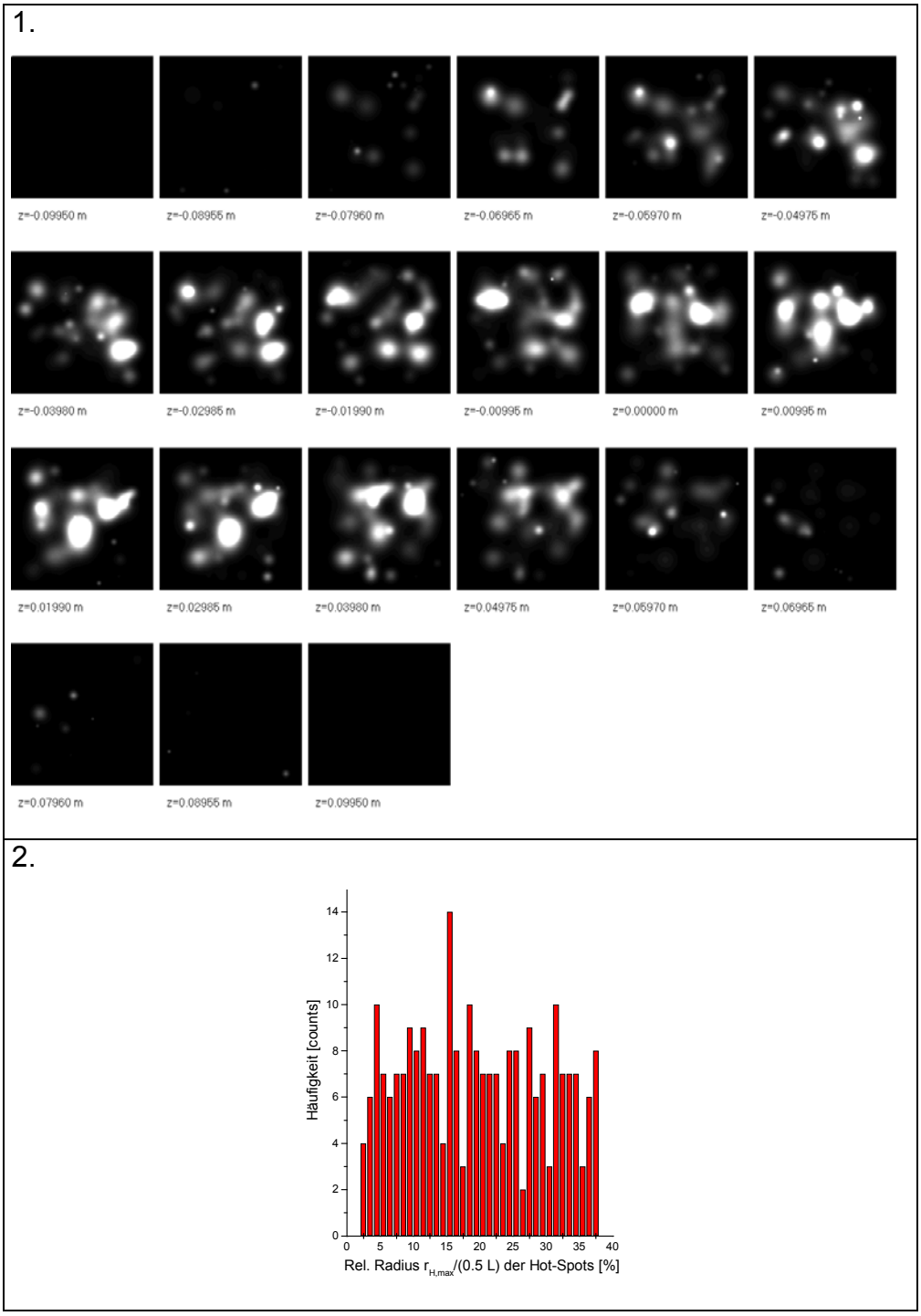
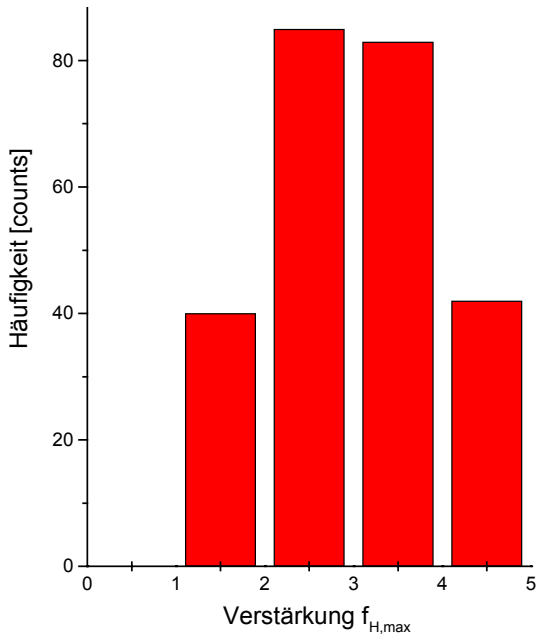



*Abb. 51b: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3.




4.

$S_{max}$ = -50

*Abb. 51b: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

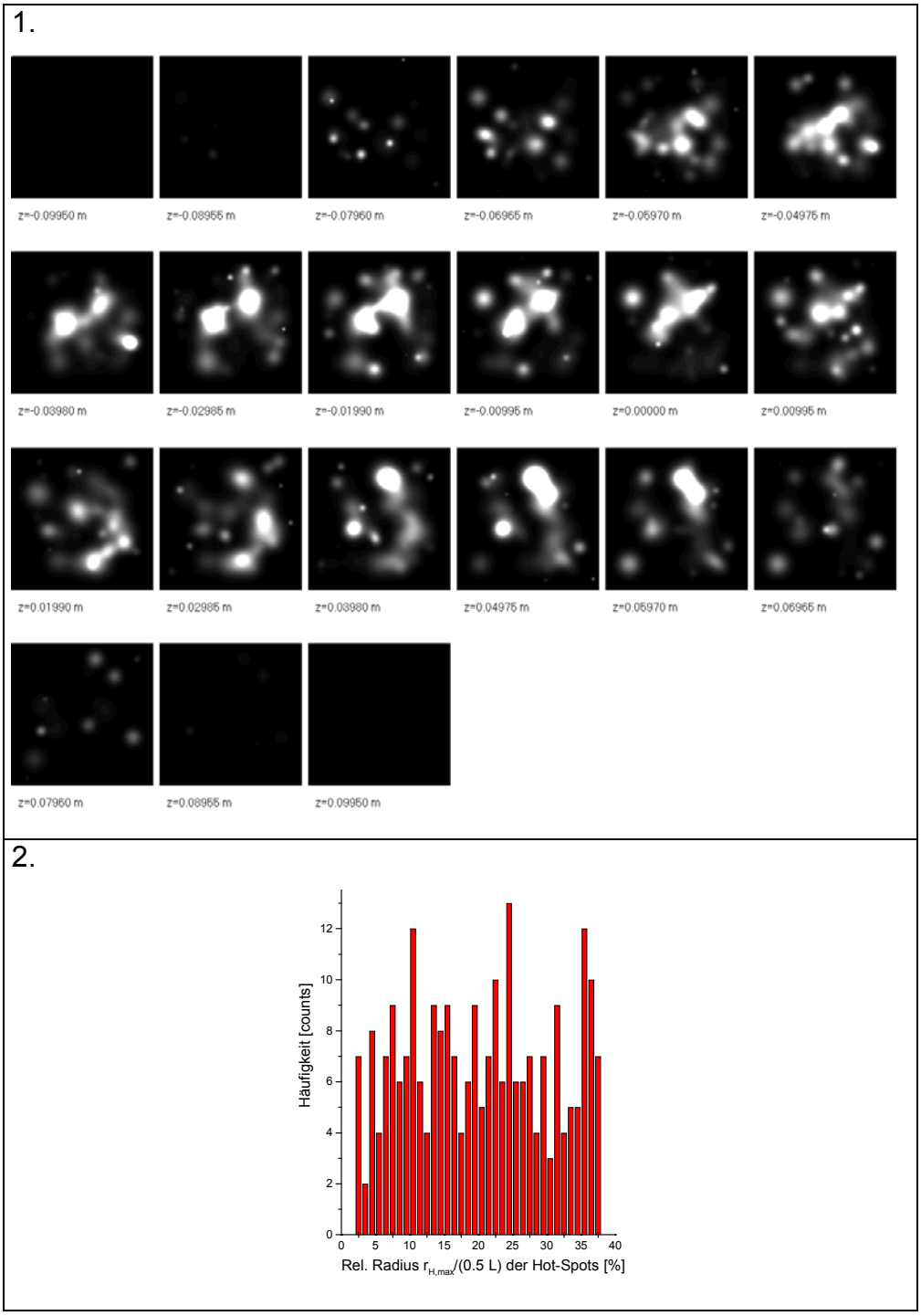
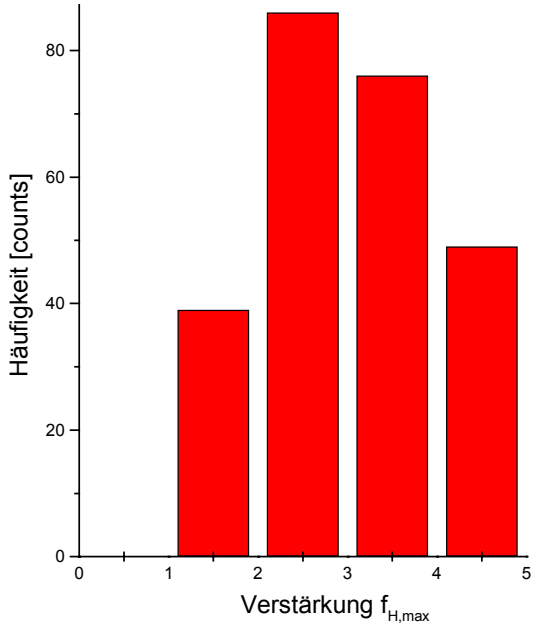



*Abb. 51**c**: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3.




4.

$S_{max}$ = -60

*Abb. 51c: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

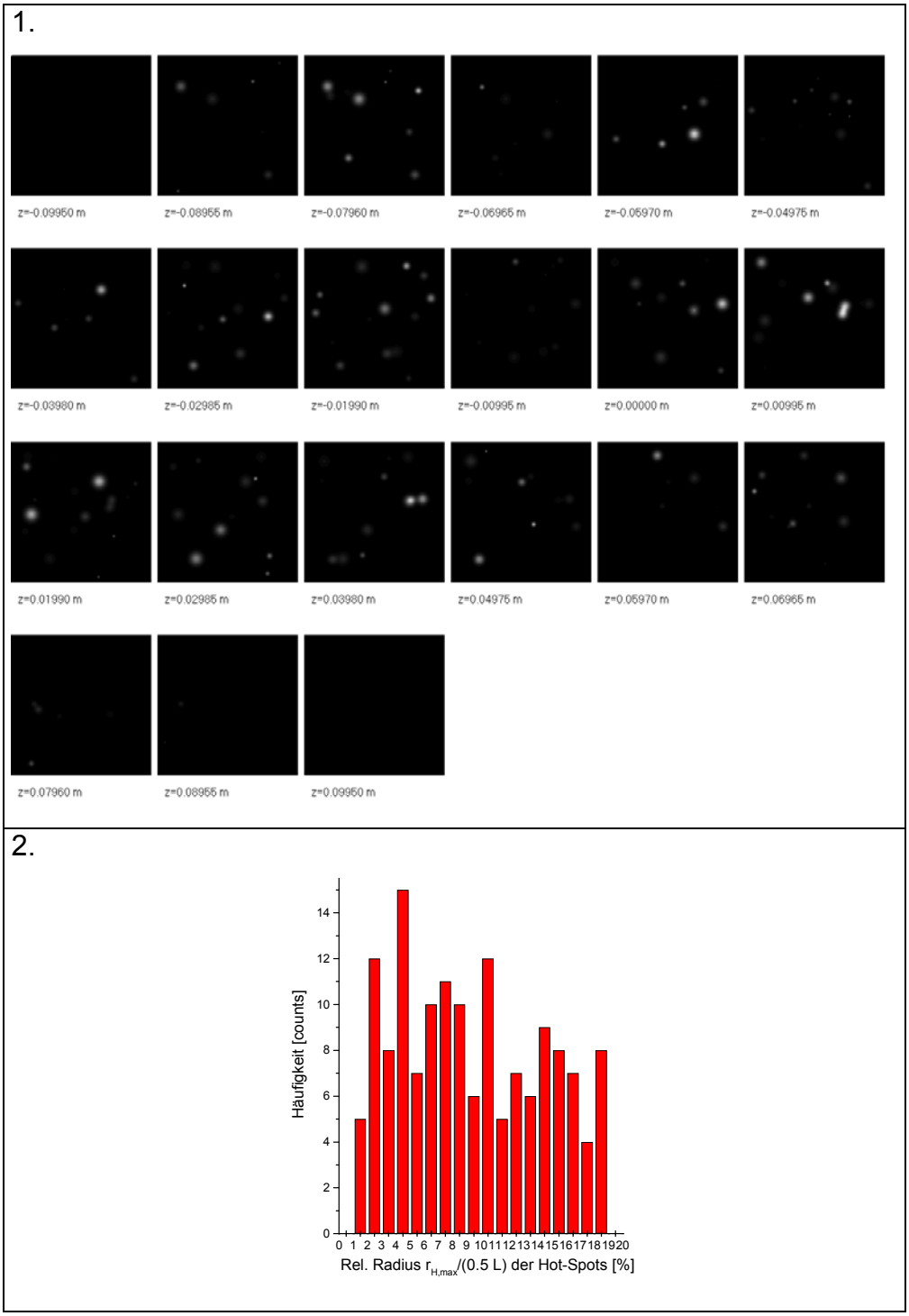
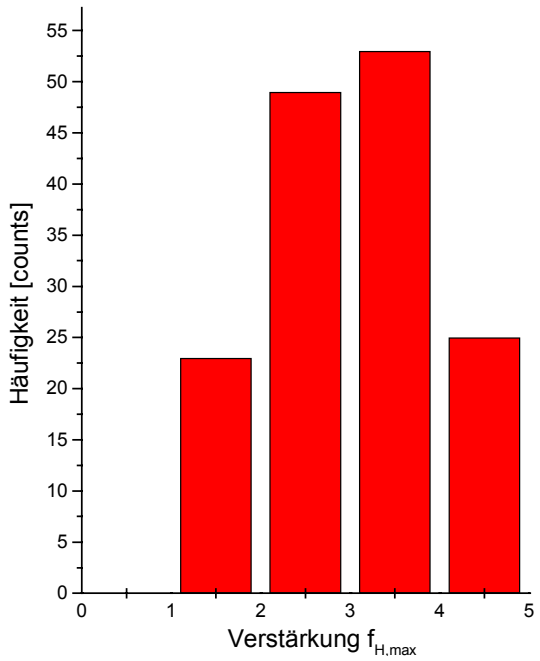



*Abb. 52a: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 1-19% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3.




4.

$S_{max}$ = -15

*Abb. 52a: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (150 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 1-19% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

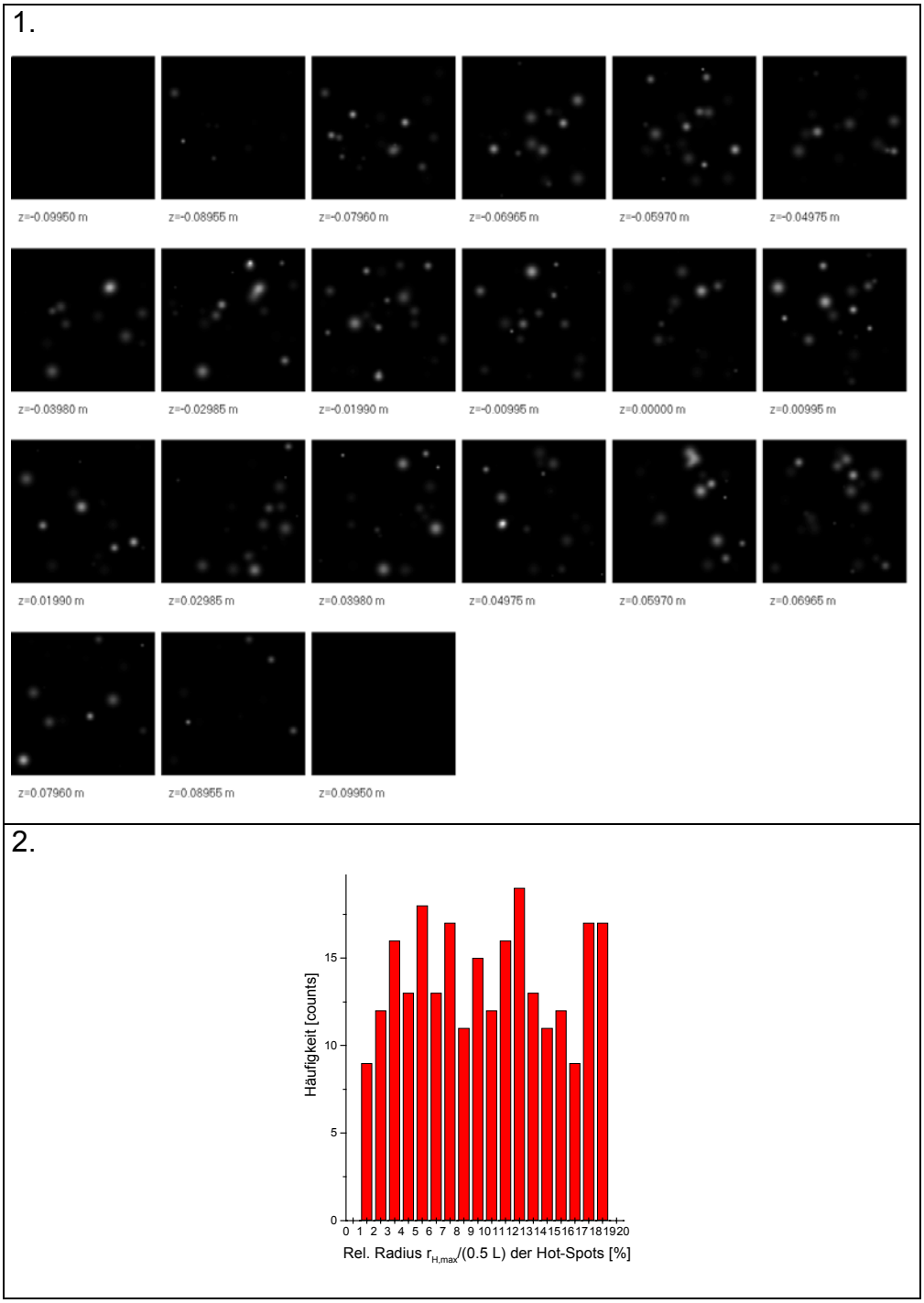
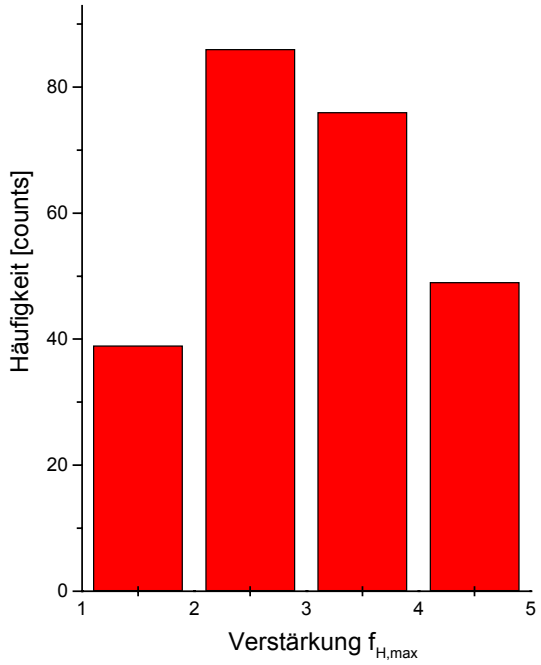


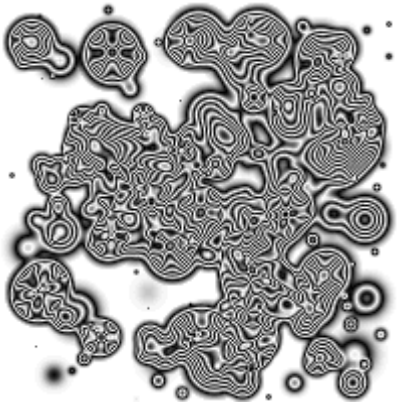

*Abb. 52b: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 1-19% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3.




4.



$S_{max}$ = -20

*Abb. 52b: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 1-19% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

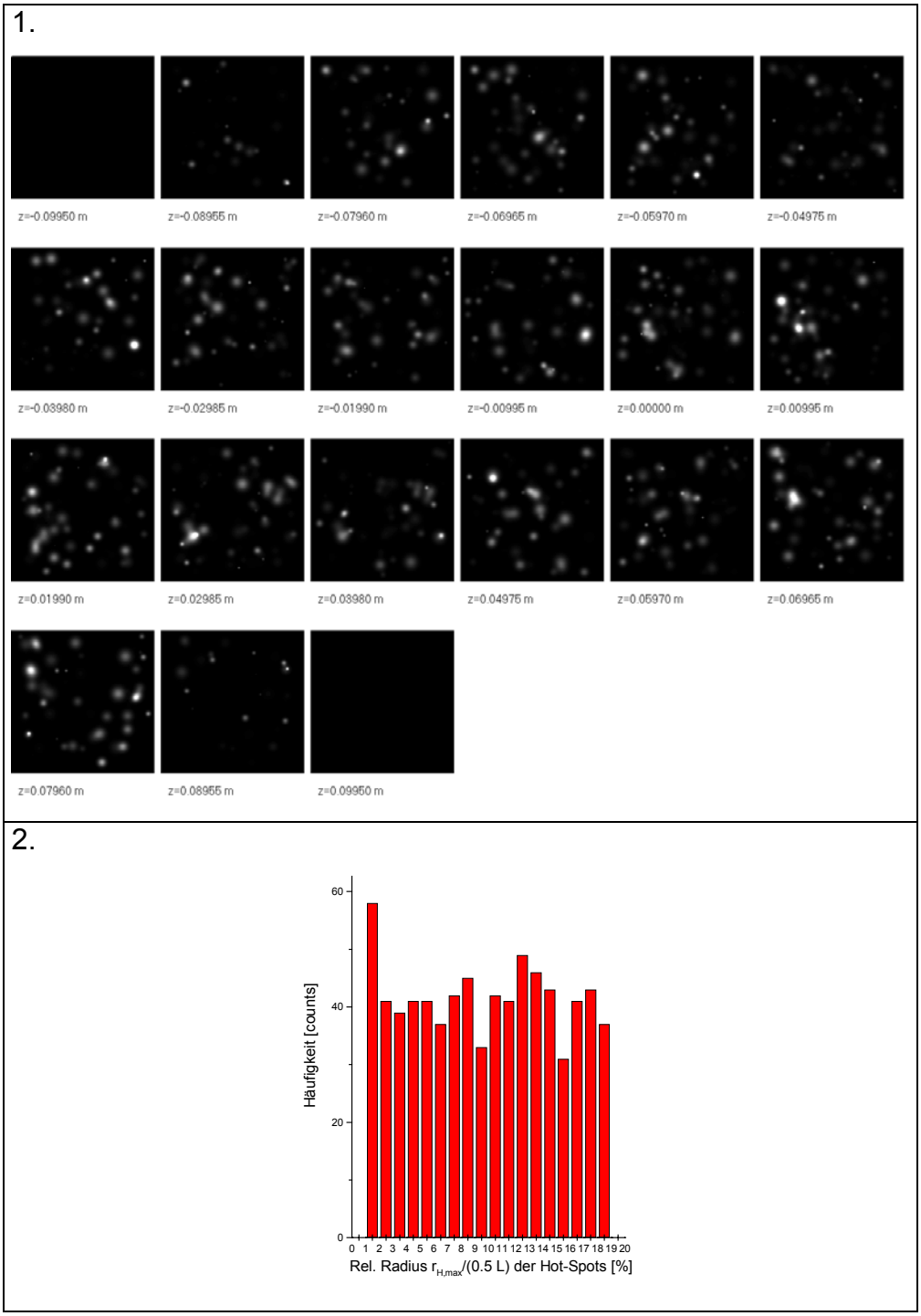
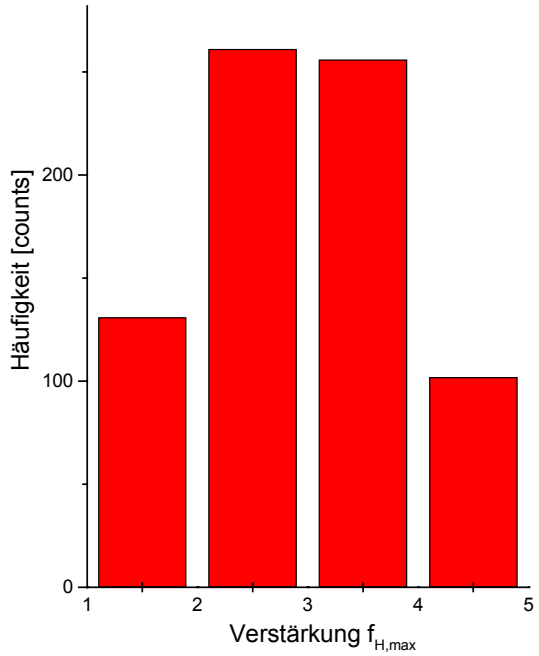


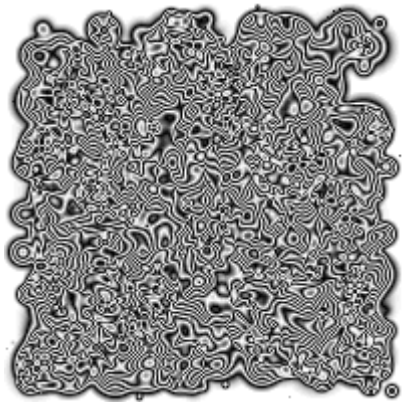

*Abb. 52c: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (250 Hot-Spots; $r_{H,max}$ = 1-19% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K*

1. Temperaturfelder $T_z(x,y)$
2. Häufigkeitsverteilung der Hot-Spot-Radien $r_{H,max}$

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$




4. Simuliertes Interferenzstreifenmmuster



$S_{max}$ = -32

*Abb. 52c: Auswirkung statistisch verteilter Hot-Spots (750 Hot-Spots; $r_{H,max}$ 1-19% von $r_{max}$), eingebracht in ein Temperaturfeld T(x,y,z) = 300 K.*

3. Häufigkeitsverteilung des maximalen Verstärkungsfaktors der Hot-Spots $f_{H,max}$
4. Simuliertes Interferenzstreifenmuster

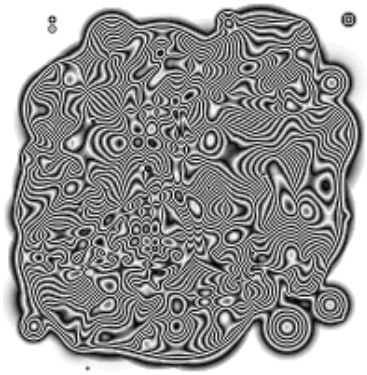
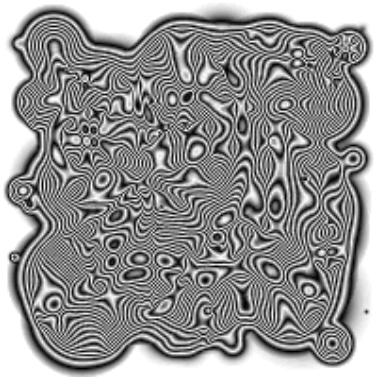
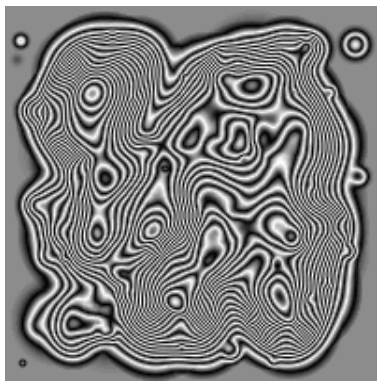
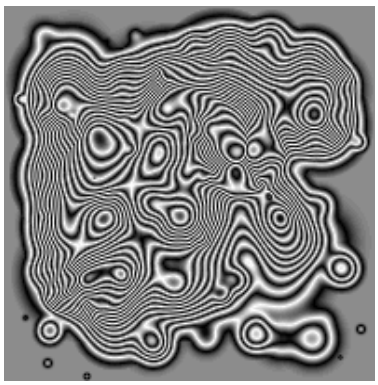
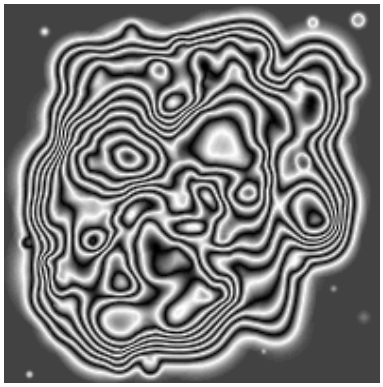
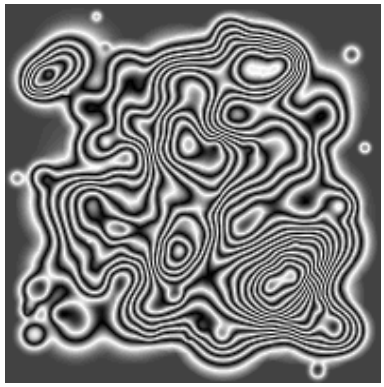
| | $T_{max}$ = 1700 K | $T_{max}$ = 2200 K |
|---|---|---|
| $T_{min}$ = 300 K |  $S_{max}$ = -45 |  $S_{max}$ = -50 |
| $T_{min}$ = 600 K |  $S_{max}$ = -72 |  $S_{max}$ = -77 |
| $T_{min}$ = 900 K |  $S_{max}$ = -79 |  $S_{max}$ = -81 |

*Abb. 53: Simulierte Interferenzstreifenmuster bei Änderung der minimalen Temperatur $T_{min}$ und der Maximaltemperatur $T_{max}$ (150 Hot-Spots, $r_{H,max}$ = 2-38% von $r_{max}$). Der Fall ($T_{min}$ = 300 K; $T_{max}$ = 1700 K) entspricht der in Abb. 50 gezeigten Simulation, die weiteren Simulationen unterscheiden sich von dieser nur durch die Wahl von $T_{min}$ und $T_{max}$.*

## 6.2. Translationsbewegung von simulierten Interferenzstreifenmustern

Bei der Beobachtung der transienten Interferenzstreifenmuster stellt man eine, sich auf das gesamte Muster erstreckende Bewegung der Interferenzstreifen zwischen aufeinanderfolgenden Bildern fest. Mit Hilfe der FPC-Methode (vergl. Abschnitt 5.5) wird es nun erstmals möglich, die transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten der Interferenzstreifenmusters $\vec{u}_I(x,y,t) = \vec{s}(x,y,t)/\Delta t$ ($\vec{s}$: Verschiebungsvektor) zwischen den Zeitpunkten $t_1$ und $t_2 = t_1 + \Delta t$ eines Interferenzstreifenmusters zu messen.

Es wird im Folgenden die physikalische Bedeutung dieser Musterbewegung untersucht. Insbesondere wird geprüft, ob ein quantifizierbarer Zusammenhang zwischen der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I$ des Interferenzstreifenmusters und der Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}_S$ des Flammengasgemisches besteht. Dieser Zusammenhang ist kompliziert, da beispielsweise die Integration über die durchstrahlte Weglänge sowie der Einfluss der Verbrennungsreaktionen und der Diffusion zu berücksichtigen sind.

Es soll die Bewegung innerhalb des Interferenzstreifenmusters gemessen werden. Die einzelnen Streifen zeigen diese Bewegung an, dienen also gewissermaßen als Tracer. Wie in Abschnitt 5.4.2 dargestellt, müssen die Streifen eine Mindestkrümmung in Verschiebungsrichtung aufweisen, damit diese Verschiebung gemessen werden kann (Aperturproblem).

Die Streifen werden nicht einzeln detektiert, sondern es werden durch den Bildausschnitt (Fenster) mehrere Streifenabschnitte als Gruppe zusammengefasst. Im Rahmen der Berechnung werden dann die Bewegungen der Streifenabschnitte innerhalb dieses Fensters zu einem Verschiebungsvektor $\vec{s}(x,y,t)$ gemittelt. Dies führt zu einer Filterung des erhaltenen Geschwindigkeitsfeldes mit einer endlichen räumlichen Auflösung.

Entsprechend des Korrespondenzproblems (vergl. Abschnitt 5.4.2). dürfen sich die Streifen nicht zu schnell verformen, so dass eine genügend gute Korrelation der Muster in den Fenstern zur Zeit t und $t+\Delta t$ gewährleistet, d.h. das Wiedererkennen des Musters im Bildausschnitt $g^{(t)}$ zur Zeit t im Bildausschnitt $g^{(t+\Delta t)}$ zur Zeit $t+\Delta t$ möglich ist. Dies limitiert den zeitlichen Abstand zwischen den Bildern einer Sequenz, ist aber für den hier vorgegebenen Zeitabstand $\Delta t$ = 1 ms im allgemeinen kein Problem, wenn der Bildausschnitt $g^{()}$ groß genug gewählt wird.

Unter diesen (einschränkenden) Annahmen ist eine Messung der (transienten) Verschiebungsgeschwindigkeiten $\vec{u}_I(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters gewährleistet.

Es wird nun der Zusammenhang zwischen der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I$ des Interferenzstreifenmusters und der Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}_S$ diskutiert.

Wie in Abschnitt 6.1.1.2 dargelegt, hängt die Interferenzstreifenordnung S(x,y,t) von der über die effektiv durchstrahlte Weglänge $L_{eff}$ integrierten Brechzahlverteilung $n_m(x,y,z,t)$ ab. Mit der Gladstone-Dale-Gleichung (für ideale Gase) folgt für S(x,y,t):

$$S(x,y,t) = \frac{1}{\lambda}\int_0^L \left( \frac{\frac{3}{2}\,p\,M}{R}\frac{N_m(x,y,z,t)}{T(x,y,z,t)} + 1 - n_u \right) dz \qquad (38)$$

Bis auf die spezifische Refraktion $N_m(x,y,z,t)$ und das Temperaturfeld $T(x,y,z,t)$ handelt es sich bei den Ausdrücken in Gl. (38) um konstante Größen und Konstanten. Das heißt, die Streifenordnung S wird letztlich allein vom Temperaturfeld T(x,y,z,t) innerhalb der Beobachtungsstrecke L bestimmt, wenn die Zusammensetzung der Flammengase, insbesondere der Brennstoffanteil, keine Auswirkung auf die Änderung des Interferenzstreifenmusters hat ($N_m$ = const.). In geringen Höhen x über dem Tankrand kann sich die spezifische Refraktion $N_m(x,y,z,t)$ aufgrund des relativ hohen Brennstoffanteils allerdings stark ändern (vergl. Abschnitt 6.1.2).

Aus der Integration in Lichtstrahlrichtung folgt dass die z-Komponente des Strömungsgeschwindigkeitsvektors aus den transienten Feldern der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_l(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters prinzipiell nicht ermittelt werden kann.

Die Bewegung eines Interferenzstreifens ist zunächst eine lokale zeitliche Änderung der Interferenzstreifenordnung S(x,y,t). Die Interferenzstreifenordnung wird (ohne Berücksichtigung der Flammengaszusammensetzung) beeinflusst durch die effektiv durchstrahlte Weglänge (Abschnitt 6.1.5.2) oder die Temperaturverteilung in z-Richtung, z.B. durch die Konvektion von Hot-Spots im Abgasstrom.

Die durch das Entrainment kalter Umgebungsluft oder durch die freigesetzte Reaktionsenthalpie hervorgerufenen Temperaturgradienten führen zu Merkmalen (Interferenzstreifen), die mit einer bestimmten Translationsgeschwindigkeit aufsteigen.

Eine Änderung der Temperaturverteilung, welche nicht durch Konvektion hervorgerufen wird, ist durch Wärmetransport infolge Strahlung oder Diffusion möglich und könnte zu einer Bewegung der Interferenzstreifen ohne Bewegung der dreidimensionalen Strukturelemente (Hot-Spots) des Temperaturfelds führen (Quellen-/ Senken-

strukturen). Eine Abschätzung der Zeitskalen für den konvektiven und den diffusiven Transport unter den typischerweise in Flammen gefundenen Randbedingungen ergibt, dass die Diffusionszeiten im Vergleich zu den Konvektionszeiten ca. 100 mal größer sind. Bewegungen der Interferenzstreifen aufgrund von Diffusionsvorgängen sind also i.a. gegenüber der Konvektionsgeschwindigkeit zu vernachlässigen und die Bewegung des Interferenzstreifenmusters hängt damit allein von der Konvektion der dreidimensionalen Strukturelemente in der Flamme ab.

Im Flammenhals wird das Interferenzstreifenmuster (bei nicht zu großen Tankdurchmessern $d < 7.5$ cm) vorwiegend durch die Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ aufgrund der freigesetzten Reaktionsenthalpie bestimmt. In der Flammenfahne können die Interferenzstreifenmuster, wie in Abschnitt 6.1.9 gezeigt werden konnte, durch Ensembles statistisch verteilter Hot-Spots simuliert werden. Die Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters wird hier demnach bestimmt durch die aufsteigenden Hot-Spots, allerdings wird das konvektierende, dreidimensionale Temperaturfeld bedingt durch die Integration in Lichtstrahlrichtung auf die zweidimensionale Bewegung der Interferenzstreifen projiziert. Die Auswirkung der Integration in Lichtstrahlrichtung ist also stark vom Höhenbereich abhängig und wird im Folgenden getrennt für den Flammenhals und die Flammenfahne diskutiert. Zusätzlich werden für den Flammenhals und die Flammenfahne die spezifischen Einschränkungen bei der Messung der Verschiebungsgeschwindigkeiten $\vec{u}_I$ des Interferenzstreifenmusters im jeweiligen Höhenbereich (bedingt durch das Apertur- und Korrespondenzproblem, vergl. Abschnitt 5.4.2) untersucht.

### *6.2.1. Translationsbewegung von Interferenzstreifen im Flammenhals*

Der Flammenhals zeichnet sich durch nur relativ geringe Abweichungen von der Rotationssymmetrie aus. Typisch für den Flammenhals sind die in Abschnitt 4.1 erwähnten Strukturelemente

- Tankrand-Dichteballen.
- Axialer Dichteballen.
- Thermische Grenzschicht.

Insbesondere im Flammenhals und dort vor allem bei Tankdurchmessern d < 7.5 cm sind die Interferenzstreifen meist langgestreckt und eine Detektion von Bewegung tangential zu den Streifen ist nicht oder nur eingeschränkt möglich. Eine Detektion von Bewegung ist i.a. nur dann möglich, wenn es (in der Umgebung von Strukturelementen wie z.B. axialen Dichteballen) zu einer bestimmten Mindestkrümmung der Interferenzstreifen kommt.

Da die Tankrand-Dichteballen selbst ortsfest sind, tragen sie nicht zur Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I$ bei.

Für die Ermittlung der Geschwindigkeit $\vec{u}_I$ spielt der axiale Ballen die Hauptrolle, da die Interferenzstreifen in dessen Umgebung eine Krümmung aufweisen. Im Fall der axialen Dichteballen kann gezeigt werden, dass diese das Resultat der, durch die freigesetzte Reaktionsenthalpie bedingten Ausdehnung der Flammengase und der hierdurch hervorgerufenen Auswölbung der thermischen Grenzschicht mit der damit verbundenen Vergrößerung der effektiv durchstrahlten Weglänge sind.

Die Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern bei Vorliegen eines aufsteigenden axialen Dichteballen ist jedoch prinzipiell möglich.

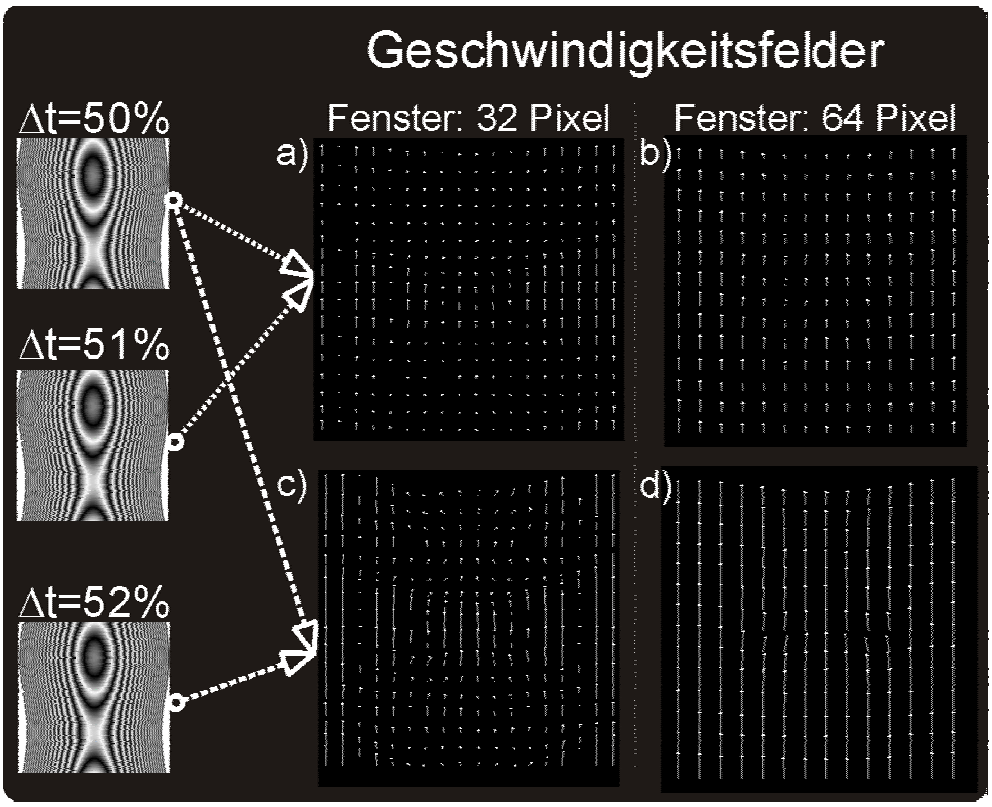



*Abb. 54: Mit der FPC-Methode aus den simulierten Interferenzstreifenmustern einer aufsteigenden Auswölbung der Temperaturzone (eines axialen Dichteballens) ermittelte Felder der Verschiebungsvektoren $\vec{s}(x,y,t)$*

Um die Anwendbarkeit der FPC-Methode im Flammenhals zu testen, werden die Felder der Verschiebungen $\vec{s}(x,y,t)$ für simulierte Interferenzstreifenmuster eines aufsteigenden axialen Dichteballens berechnet (Abschnitt 6.1.4).

Für die dimensionslosen Zeiten $t^* = 0.50$, 0.51, 0.52 werden, wie in Abschnitt 6.1.4 beschrieben, Interferenzstreifenmuster aufsteigender Auswölbungen der Temperaturzone und damit eines axialen Dichteballens generiert und anschließend mit der FPC-Methode (vgl. Abschnitt 5.5) die transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmuster berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 54 dargestellt.

In Abb. 54 sind im linken Teil der Grafik die simulierten Interferenzstreifenmuster einer in +x-Richtung translatierenden Auswölbung der thermischen Grenzschicht mit dem hieraus resultierenden axialen Dichteballen zu den Zeitpunkten $t^* = 0.50, 0.51, 0.52$ (vergl. Abschnitt 6.1.4) dargestellt. In den Teilabbildungen Abb. 54a-d sind die aus den transienten Interferenzstreifenmustern ermittelten Verschiebungsvektoren dargestellt. Die Teilabbildungen a,b geben die berechneten Verschiebungsvektoren des Interferenzstreifenmusters zwischen $t^* = 0.50$ und $t^* = 0.51$ und die Teilabbildungen c,d zwischen $t^* = 0.50$ und $t^* = 0.52$ wieder. Die Verschiebungsvektoren von a,b wurden mit einem 32 Gitterpunkte (Pixel) großen Fenster, von c,d mit einem 64 Gitterpunkte großen Bildausschnitt (Fenster) berechnet (Abmessungen des Interferenzstreifenmusters 200 Gitterpunkte).

In den Teilabbildungen Abb. 54c,d (zeitlicher Abstand 2%) sind die gemessenen Verschiebungsvektoren wie erwartet doppelt so lang wie in Abb. 54a,b (zeitlicher Abstand 1%). Bei einer Fenstergröße von 32 Pixeln wird nicht allein die Aufwärtsbewegung des Interferenzstreifenmusters erfasst, sondern auch Bewegungen, die durch Deformationen des Interferenzstreifenmuster infolge des durchlaufenden „Ballens“ hervorgerufen werden. Die Fenstergröße von 32 Pixeln Kantenlänge ist für die gewählten Randbedingungen zu klein. Es zeigt sich, dass mit einer Mindestkantenlänge des Fensters von 64 Pixeln die Ermittlung der Vektoren (Abb. 54b,d) problemlos möglich ist.

Die Simulationen der Interferenzstreifenmuster im Flammenhals haben gezeigt, dass diese vorwiegend durch die Ausdehnung der Flammengase aufgrund der freigesetzten Reaktionsenthalpie und die hiermit verbundene Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge, also insbesondere durch die Auswölbung der thermischen Grenz-

schicht, bestimmt werden. Diese Gradienten werden vom Gasstrom in Strömungsrichtung weiter transportiert, deshalb wird die Strömungsgeschwindigkeit $u_x$ der aufsteigenden Gase gemessen. Da die Auswölbung der thermischen Grenzschicht jedoch vorwiegend die äußeren Bereiche der Flamme (mit relativ großem radialen Abstand) betrifft, ist dies eine Strömungsgeschwindigkeit $u_x$ der äußeren Mantelzone der Tankflamme.

Die ebenfalls erkennbare Bewegungskomponente der simulierten Interferenzstreifen in horizontaler Richtung y repräsentiert außer im Bereich der thermischen Grenzschicht, keine Bewegung im Sinne einer Strömungsgeschwindigkeit. Beispielsweise führt eine mit der Zeit t zunehmende Auswölbung der thermischen Grenzschicht zu einer Dichtequelle mit nach außen laufenden Interferenzstreifen (Abschnitt 6.1.5.2). Die Bewegung der Interferenzstreifen ist aber (in diesem Fall) allein auf die Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge zurückzuführen und ist nicht notwendig mit einer entsprechenden Bewegung dreidimensionaler Strukturelemente in diesem Bereich gekoppelt. Analoges gilt für Quellen und Senken, welche durch zeitliche Änderungen der lokalen Temperatur entstehen.

Bei realen, nicht ideal rotationssymmetrischen Flammen ist eine alleinige Abhängigkeit der Strukturelemente von der effektiv durchstrahlten Weglänge nicht vorauszusetzen. Deshalb können hier Bewegungskomponenten in y-Richtung durchaus real existente Bewegungen repräsentieren. Es ist allerdings anhand der Interferenzstreifenmuster i.a. nicht erkennbar, ob eine Musterbewegung durch die Bewegung eines dreidimensionalen Strukturelements hervorgerufen wird.

Das Strukturelement Thermische Grenzschicht repräsentiert die Übergangszone zwischen der Umgebungstemperatur $T_u$ und der sehr viel höheren Temperatur T im Bereich um die Flammenachse. Ent-

lang eines Interferenzstreifens in diesem Bereich, insbesondere entlang des äußersten Streifens mit S = -0.5, ändert sich die effektiv durchstrahlte Weglänge $L_{eff}$ nur sehr wenig. Deshalb können die Interferenzstreifen im Bereich der thermischen Grenzschicht näherungsweise als Isothermen betrachtet werden. Aus diesem Grund repräsentieren die hier vorgefundenen Bewegungen des Interferenzstreifenmusters sowohl in x- als auch in y-Richtung reale Bewegungen des Temperaturgradienten und damit des Flammenfeldes. Etwaige Bewegungen in Lichtstrahlrichtung können aufgrund der Integration in Lichtstrahlrichtung allerdings nicht beobachtet werden. Die Bewegungen der thermischen Grenzschicht in y-Richtung lassen sich in Abhängigkeit der Zeit erfassen und es lassen sich aus diesen Zeitreihen beispielsweise turbulente Zeitskalen berechnen [40].

### *6.2.2. Translationsbewegung von Interferenzstreifen in der Flammenfahne*

Die Interferenzstreifenmuster der Flammenfahne bestehen i.a. aus Ensembles stark gekrümmter Linien mit teils sehr kleinen Krümmungsradien, in welche sog. Dichteballen eingebettet sind (Abb. 45). Das Interferenzstreifenmuster wird oft von vertikal verlaufenden „Bruchlinien“ (vergl. Abschnitt 6.1.7) durchzogen, welche abrupte Ausbauchungen der thermischen Grenzschicht entlang dieser Linien anzeigen. Innerhalb des Zeitschritts von z.B. $\Delta t$ = 1 ms bewegen sich die Interferenzstreifen hauptsächlich nach oben und ebenfalls in –y- und +y-Richtung, die vertikal verlaufenden „Bruchlinien“ bewegen sich meist ebenfalls in –y- und +y-Richtung sowie mit größerer Geschwindigkeit in Strömungsrichtung.

Die Deformation der Streifen ist im Zeitschritt $\Delta t$ sehr viel stärker als im Flammenhals und würde bei der Betrachtung nur einzelner Inter-

ferenzstreifenmuster zu einem Problem bei der Zuordnung korrespondierender Streifen führen (Korrespondenzproblem, vergl. Abschnitt 5.4.2). Da bei der FPC-Methode aber nicht ein einzelner Streifen, sondern das gesamte Muster in einem Bildausschnitt (Fenster) betrachtet wird, lässt sich die Verschiebung des Musters i.a. dennoch bestimmen. Der Bildausschnitt muss hierzu aber vergleichsweise groß gewählt werden, was zu einer Unterdrückung kleinräumiger Geschwindigkeitsänderungen, d.h. einer Glättung der gemessenen Geschwindigkeitsvektoren führt. Die „Bruchlinien“ verursachen starke Unstetigkeiten im Interferenzstreifenmuster und stören auch durch ihre große Translationsgeschwindigkeit die Erkennung der Muster und damit die Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren $\vec{u}_l$.

In der turbulenten Flammenfahne bedeutet das Aperturproblem eine vergleichsweise kleine Einschränkung, da hier die Interferenzstreifen wesentlich kleinere Krümmungsradien besitzen, d.h. es finden sich innerhalb des betrachteten Bildausschnitts immer Streifenabschnitte, welche eine Lage senkrecht zur x- und y-Richtung besitzen (vergl. Abschnitt 5.4.2).

Für die Flammenfahne ($x > 1.5d$) haben die Simulationen der Interferenzstreifenmuster gezeigt, dass das Interferenzstreifenmuster nicht durch Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ hervorgerufen wird (vergl. Abschnitt 6.1.9.1). Die Simulation der Interferenzstreifenmuster als Ensemble von Hot-Spots (vergl. Abschnitt 6.1.9.2) liefert hier sehr realitätsnahe Ergebnisse. Dies entspricht einem Bild der Flammenfahne, in dem in einem vergleichsweise kalten Abgasstrom heiße Volumenelemente, Flammenballen bzw. Wirbel, aufsteigen, in denen entweder noch Reaktionen stattfinden (d.h. $T \approx T_{ad}$) oder stattgefunden haben (vergl. Abb. 49). Es kann für die weitere Betrachtung gezeigt werden, dass die Bewegung der Interfe-

renzstreifen, d.h. die Verschiebungsgeschwindigkeit der Interferenzstreifen $\vec{u}_I$, durch die aufsteigenden Hot-Spots bestimmt ist. Weiter kann abgeschätzt werden, dass Bewegungen der Interferenzstreifen aufgrund von z.B. Diffusion gegenüber der Translation der dreidimensionalen Strukturelemente in der Flamme vernachlässigt werden können. Dann geben die (transienten) Felder der Verschiebungsgeschwindigkeiten $\vec{u}_I(x,y,t)$ die Geschwindigkeiten aufsteigender Hot-Spots und teils auch der „Bruchlinien“ (abrupte Auswölbungen), integriert über die durchstrahlte Weglänge L, wieder. Da bei der Integration die Bewegungsinformation in Lichtstrahlrichtung verloren geht, können prinzipiell keine Aussagen über die Bewegung der dreidimensionalen Strukturelemente der Flamme in z-Richtung gemacht werden.

Die Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters wird also von sehr vielen dreidimensionalen Strukturelementen bestimmt, welche in Lichtstrahlrichtung teilweise oder ganz hintereinander liegen und jeweils einen eigenen Translationsvektor besitzen.

Mit Hilfe von Simulationen von zeitabhängigen Interferenzstreifenmustern der Flammenfahne nach Modellansatz *b* (Ensemble von Hot-Spots, vergl. Abschnitt 6.1.9.2) wird in Abschnitt 6.2.3 untersucht, welcher Zusammenhang zwischen der messbaren Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters und der Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}_S(x,y,t)$ der Flammengase besteht.

### *6.2.3. Einfluss der modellierten Bewegungen von Hot-Spots auf simulierte Interferenzstreifenmuster*

Um den Einfluss der Bewegung von Hot-Spots auf das Interferenzstreifenmuster näher zu untersuchen, werden wie in 6.1.9.2 beschrieben, Hot-Spots in Temperaturfeldern T(x,y,z) generiert.
Zur Modellierung des Temperaturfeldes T(x,y,z) werden in Analogie zu der Simulation des Interferenzstreifenmusters in der Flammenfahne (Abschnitt 6.1.9.2) 150 Hot-Spots benutzt. Die maximale Temperatur wird mit $T_{max} = 1700$ K, das Temperaturminimum mit $T_{min} = 300$ K vorgegeben. Der Hot-Spot-Radius $r_{H,max}$ wird zwischen $0.02\, r_{max} \leq r_{H,max} \leq 0.38\, r_{max}$ gewählt. Die Simulationen entsprechen damit den in Abb. 50 dargestellten.
Den einzelnen Hot-Spots i wird nun zusätzlich ein Verschiebungsvektor $\vec{s}_i = (\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$ zugeordnet, für die Berechnung des Temperaturfeldes zum Zeitpunkt $t_2 = t_1 + \Delta t$ wird jeder Hot-Spot i um $\vec{s}_i$ verschoben und das resultierende Temperaturfeld sowie das Interferenzstreifenmuster neu berechnet. Aus den Interferenzstreifenmustern zu den zwei gegebenen Zeitpunkten $t_1$, $t_2$ wird anschließend mit Hilfe der FPC-Methode die Musterschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I(x,y,t)$ gemessen und mit den vorgegebenen Hot-Spot-Verschiebungsgeschwindigkeiten verglichen.

#### 6.2.3.1. Gleiche Verschiebung aller Hot-Spots

Die gleiche Verschiebung aller Hot-Spots ist der einfachste Fall. Wenn die Verschiebungsvektoren $\vec{s}_i = (\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$ aller Hot-Spots i gleich sind, so ändert sich das Muster nicht, sondern wird allein um $(\Delta x_i, \Delta y_i)$ verschoben.

#### 6.2.3.2. Aufstieg mit zusätzlicher, zufällig gewählter Verschiebung

In einer ersten Simulation werden die Verschiebungen ($\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i$) der Hot-Spots so gewählt, dass die Verschiebungsvektoren $\Delta x_i$ in vertikaler Richtung im Bereich $5.0 < \Delta x_i < 7.5$ und $\Delta y_i$ und $\Delta z_i$ im Bereich $-2.5 < (\Delta y_i$ bzw. $\Delta z_i) < 2.5$ variiert werden. D.h., alle Hot-Spots i bewegen sich mit dergleichen Grundverschiebung $\Delta x_i = 5.0$ in +x-Richtung (steigen auf) und erhalten darüber hinaus noch jeweils zufällige Verschiebungsanteile in +x sowie in y- und z-Richtung zwischen 0 und 2.5.

Der Verschiebungsvektor $\vec{s}_i = (\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$ ist zunächst dimensionslos, weil die Verschiebung der Hot-Spots auf die Gitterpunkte (Pixel) des vorgegebenen Temperaturfeldes T(x,y,z,t) bezogen ist. Da die Länge L des quaderförmigen Temperaturfelds (durchstrahlte Weglänge) vorgegeben ist (L = 0.2 m, vergl. Abschnitt 6.1.9.2), werden auch die Breite (in y-Richtung) sowie die Höhe $x_{max}$ des Feldes auf 0.2 m gesetzt, d.h. ein würfelförmiges Temperaturfeld (Abb. 20) angenommen.

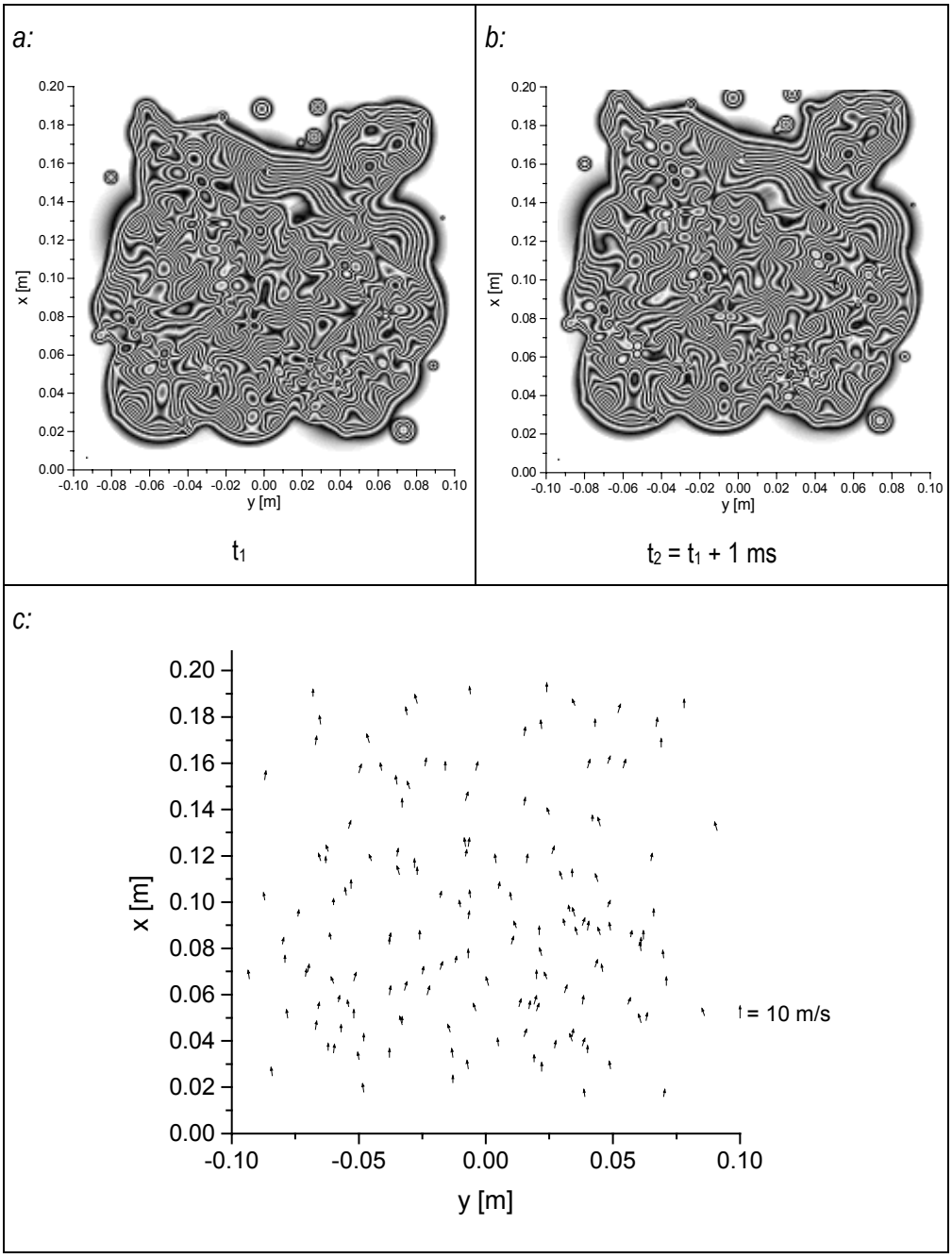



*Abb. 55: Simulierte, transiente Interferenzstreifenmuster mit den hieraus berechneten transienten Feldern der Musterverschiebungsgeschwindigkeit $u_x(x,y,t)$ bzw. $u_y(x,y,t)$ (Aufstieg mit zusätzlicher, zufällig gewählter Verschiebung)*

a,b: Simulierte, transiente Interferenzstreifenmuster zu den Zeitpunkten $t_1$ und $t_2$

c: Vektoren der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_H(x,y,t)$ der Hot-Spots, projiziert in eine xy-Ebene

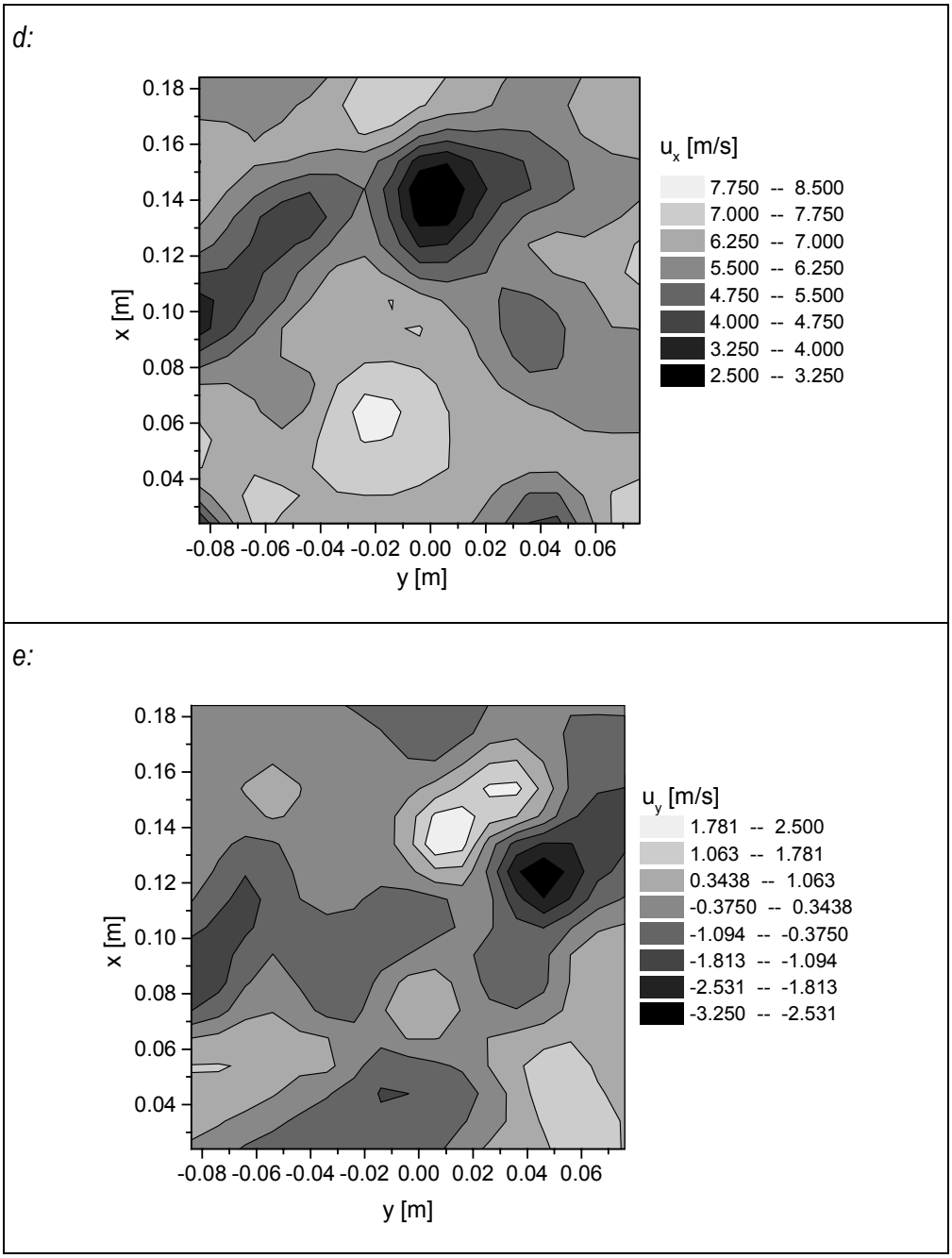



*Abb. 55: Simulierte, transiente Interferenzstreifenmuster mit den hieraus berechneten transienten Feldern der Musterverschiebungsgeschwindigkeit $u_x(x,y,t)$ bzw. $u_y(x,y,t)$ (Aufstieg mit zusätzlicher, zufällig gewählter Verschiebung)*

d: transientes Feld $u_x(x,y,t)$ der Musterverschiebungen in vertikaler Richtung

e: transientes Feld $u_y(x,y,t)$ der Musterverschiebungen in horizontaler Richtung

Mit der Vorgabe eines Zeitschritts von $\Delta t$ = 1 ms sind die Zahlenwerte des Geschwindigkeitsvektors $\vec{u}_H$ der Hot-Spot-Verschiebungen [m/s] dann gleich groß wie die entsprechenden Verschiebungsvektoren $\vec{s}_i = (\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$ .

Ein typisches Beispiel für die aus den so generierten Temperaturfeldern berechneten Interferenzstreifenmuster ist in Abb. 55a,b dargestellt.

Im oberen Teil Abb. 55a,b sind die beiden simulierten Interferenzstreifenmuster dargestellt. Das Interferenzstreifenmuster wird im Zeitschritt $\Delta t$ in +x-Richtung verschoben und deformiert sich gleichzeitig in beliebiger Richtung. Das Interferenzstreifenmusters zeigt jedoch hauptsächlich eine Aufwärtsbewegung, die Deformation des Interferenzstreifenmusters aufgrund der Änderung der Lage von Hot-Spots zueinander ist dagegen relativ klein. Insgesamt ähnelt die Änderung zwischen den transienten Interferenzstreifenmustern denen bei realen Tankflammen, in denen die Deformationen des Interferenzstreifenmusters im Vergleich zur Translation meist ebenfalls recht gering sind. In Abb. 55c sind die Verschiebungsvektoren $(\Delta x_i, \Delta y_i)$ der Hot-Spots dargestellt. Die Verschiebungen $\Delta z_i$ werden nicht dargestellt, weil sie aufgrund der Integration in Lichtstrahlrichtung z keinen Einfluss auf das Interferenzstreifenmuster haben. In der verwendeten Darstellungsweise werden die Verschiebungsvektoren aller Hot-Spots in eine xy-Ebene projiziert. In den Teilabbildungen Abb. 55d,e sind die mit Hilfe der FPC-Methode (vergl. Abschnitt 5.5) aus den transienten Interferenzstreifenmuster berechneten, transienten Felder der Musterverschiebungen $\vec{u}_I(x,y,t)$, getrennt in die Komponente $u_x$ in vertikaler und $u_y$ in horizontaler Richtung dargestellt.

In dem transienten Feld der Verschiebungsgeschwindigkeit $u_x(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters in vertikaler Richtung werden Geschwindigkeiten zwischen 2.5 und 8.5 m/s gefunden. Dies ist erstaunlich, weil den Hot-Spots eine minimale Verschiebungsgeschwindigkeit von 5.0 m/s vorgegeben wurde. Genauso wird die vorgegebene maximale Verschiebungsgeschwindigkeit von 7.5 m/s deutlich überschritten. Dies zeigt, dass die gemessene Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters nicht von der Translationsgeschwindigkeit der Hot-Spots (der dreidimensionalen Strukturelemente) selbst abhängt, sondern von den durch sie verursachten Gradienten, integriert über die durchstrahlte Weglänge.

Eine Region mit sehr geringen Geschwindigkeiten $u_x$ (Abb. 55d), erstreckt sich insbesondere von (x = 0.1 m/y = -0.08 m) diagonal in +x/+y-Richtung und korreliert mit einer Zone geringer Dichte der Hot-Spots (Abb. 55c).

Das Feld der Geschwindigkeiten $u_y(x,y,t)$ in horizontaler Richtung ist sehr stark inhomogen und gibt das Vorzeichen der Verschiebung der Hot-Spots einer Region in horizontaler (y-) Richtung näherungsweise wieder. D.h., $u_y$ hat z.B. ein negatives Vorzeichen, wenn die Mehrzahl der Verschiebungen $\Delta y_i$ in der jeweiligen Region ebenfalls ein negatives Vorzeichen hat.

Aus den transienten Geschwindigkeitsfeldern der Musterverschiebung $\vec{u}_l(x,y,t)$ werden mittlere Geschwindigkeitsfelder $\overline{\vec{u}}(x,y,t)$ berechnet. Die aus 250 transienten Feldern $\vec{u}_l(x,y,t)$ berechneten mittleren Geschwindigkeitsfelder sind, getrennt in die Komponente $\overline{u}_x(x,y)$ in vertikaler Richtung und die Komponente $\overline{u}_y(x,y)$ in horizontaler Richtung sind in Abb. 56a,b dargestellt.

Die mittleren Geschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ in vertikaler Richtung (Abb. 56a) liegen zwischen ca. 5.8 und 6.2 m/s bei einer vorgegebenen

Aufstiegsgeschwindigkeit der Hot-Spots zwischen 5 und 7.5 m/s. Die immer noch gering inhomogene Verteilung der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ zeigt, dass die Anzahl der zur Mittelung herangezogenen Stichproben (Geschwindigkeitsfelder) offensichtlich immer noch etwas zu gering ist.

Die berechneten Geschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ streuen etwa um mittlere Aufstiegsgeschwindigkeit der Hot-Spots von 6.25 m/s. Die gemittelten Geschwindigkeiten der Musterverschiebung in vertikaler Richtung lassen sich also als eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit interpretieren.

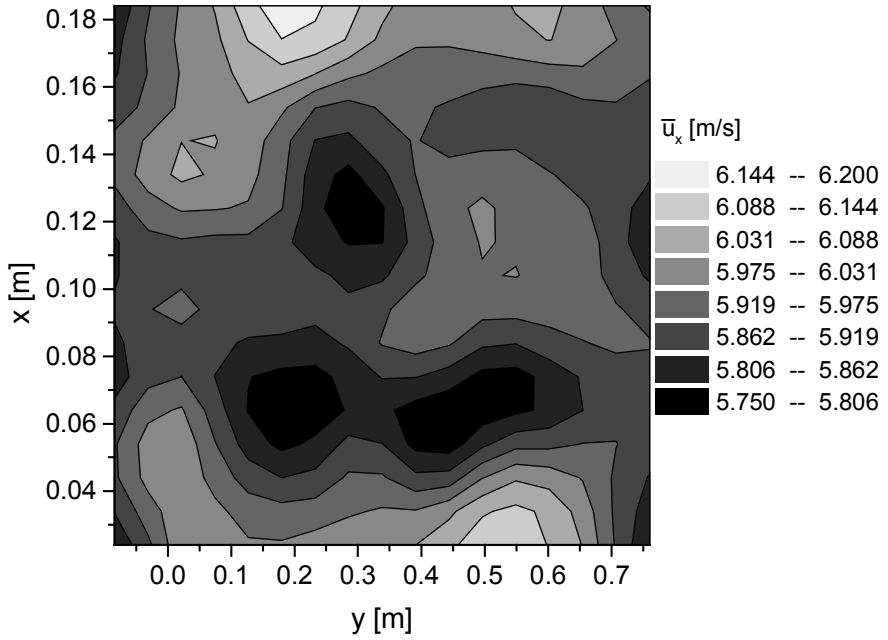



*Abb. 56a: Aus den simulierten Interferenzstreifenmuster berechnetes, gemitteltes Geschwindigkeitsprofil $\overline{u}_x(x,y)$ (Aufstieg mit zusätzlicher, zufällig gewählter Verschiebung)*

Die mittleren Geschwindigkeiten $\overline{u}_y(x,y)$ in horizontaler Richtung (Abb. 56b) sind sehr viel geringer (etwa um den Faktor 10) als die in x-Richtung (Abb. 56a). Dies ist zu erwarten, da der Mittelwert der vorgegebenen Hot-Spot-Verschiebungen in y-Richtung Null beträgt. Insofern sind die gemessenen Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters auf die relativ geringe Anzahl an Stichproben zurückzuführen.

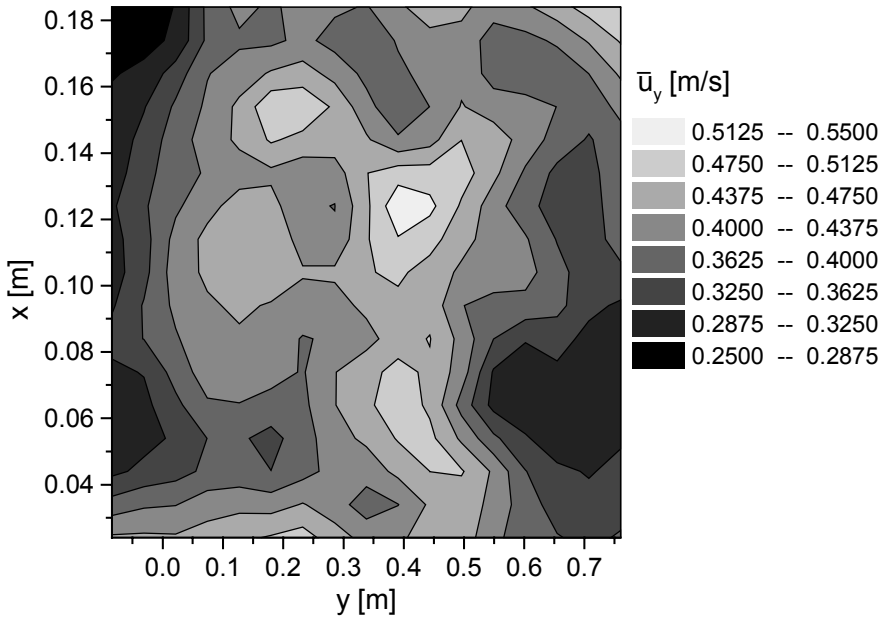



*Abb. 56b: Aus den simulierten Interferenzstreifenmuster berechnetes, gemitteltes Geschwindigkeitsprofil $\overline{u}_y(x,y)$ (Aufstieg mit zusätzlicher, zufällig gewählter Verschiebung)*

### 6.2.3.3. Aufstieg mit radialem Geschwindigkeitsprofil

In einer weiteren Simulation werden die Verschiebungen $\Delta x_i(r_{rel})$ der Hot-Spots in x-Richtung abhängig vom relativen Radi-

us $r_{rel} = \sqrt{y^2 + z^2} / r_{max}$ ($r_{max}$ = 0.5 L = 0.1 m; $0 \leq r_{rel} \leq 1$) zwischen 2.5 und 7.5 variiert, d.h. mit: $\Delta x_i$ = 7.5 für $r_{rel}$ = 1 (y = z = 0) und $\Delta x_i$ = 2.5 für $r_{rel}$ = 0. Für Werte $r_{rel}$ > 1 wird $\Delta x_i$ = 2.5 gesetzt. Die Verschiebungen in y- und z-Richtung ($\Delta y_i, \Delta z_i$) werden auf Null gesetzt. Es gilt:

$$\Delta x_i = 5\, r_{rel} + 2.5 \qquad (39)$$
$$\Delta y_i = 0\,;\, \Delta z_i = 0$$

D.h., alle Hot-Spots i bewegen sich (steigen auf) mit einer Grundverschiebung $\Delta x_i$ = 2.5 in +x-Richtung und einer zusätzlichen, zufällig gewählten Verschiebung zwischen $\Delta x_i$ = 0.0 und $\Delta x_i$ = 5.0. Dies soll ein Geschwindigkeitsprofil in der Flamme modellieren, in der die Strömungsgeschwindigkeiten im Inneren wesentlich höher sind als am äußeren Rand der Flamme, wo die aufsteigenden Gase an der ruhend angenommenen Umgebungsatmosphäre abgebremst werden. Wie in Abschnitt 6.2.3.2 beschrieben, ist der Verschiebungsvektor $\vec{s}_i = (\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$ dimensionslos, weil die Verschiebung auf die Gitterpunkte (Pixel) des Interferenzstreifenmusters bezogen ist. Da die Abmessungen L = $x_{max}$ = 0.2 m des würfelförmigen Temperaturfeldes und ein Zeitschritt von $\Delta t$ = 1 ms vorgegeben sind, sind die Zahlenwerte der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_H$ der Hot-Spots [m/s] gleich groß wie die Verschiebungsvektoren $\vec{s}_i$.

Die aus den so generierten Temperaturfeldern berechneten, transienten Interferenzstreifenmuster sind für zwei Zeitpunkte $t_1$, $t_2 = t_1 + \Delta t$ in Abb. 57 dargestellt.

Im oberen Teil der Grafik (Abb. 57a,b) sind die beiden simulierten Interferenzstreifenmuster dargestellt. Das Interferenzstreifenmuster wird im Zeitschritt $\Delta t$ in +x-Richtung verschoben und deformiert sich gleichzeitig. Das Interferenzstreifenmusters zeigt hauptsächlich eine Aufwärtsbewegung, die Deformation des Interferenzstreifenmusters

aufgrund der Änderung der Lage von Hot-Spots zueinander ist größer als in den simulierten Interferenzstreifenmuster aus Abb. 55 und tritt vorwiegend im Bereich um y = 0 auf, da hier die Hot-Spots, aufgrund der Integration über z, sowohl die größten Verschiebungsvektoren besitzen als auch die Unterschiede in den Verschiebungsgeschwindigkeiten hier am größten sind. Im Vergleich zur Translation ist die Deformation des Interferenzstreifenmusters aber auch hier gering. In Abb. 57c sind die Verschiebungen ($\Delta x_i, \Delta y_i$) der Hot-Spots dargestellt. Die größten Verschiebungsgeschwindigkeiten finden sich wie vorgegeben im Bereich um x = 0 und nehmen zu größeren |y| hin ab. In den Teilabbildungen Abb. 57d,e sind die mit Hilfe der FPC-Methode (vergl. Abschnitt 5.5) aus den transienten Interferenzstreifenmuster berechneten, transienten Felder der Musterverschiebung $\vec{u}_I(x,y,t)$, getrennt in die Komponente $u_x$ in vertikaler und $u_y$ in horizontaler Richtung dargestellt. Die maximalen Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters in vertikaler Richtung werden im Bereich y = 0 gemessen und nehmen zu größeren |y| hin ab. Damit entspricht das Geschwindigkeitsprofil in horizontaler Richtung dieses transienten Geschwindigkeitsfeldes der Musterverschiebung dem vorgegebenem Profil der Hot-Spot-Verschiebungen $\Delta x_i(r_{rel})$. Quantitativ werden die Verschiebungsgeschwindigkeiten der Hot-Spots ebenfalls relativ gut wiedergegeben. Im Bereich um y = 0 werden Geschwindigkeiten $u_x(x,y)$ zwischen 5.5 und 6.5 m/s gemessen, vorgegeben wurde eine Geschwindigkeit der Hot-Spots von 7.5 m/s ($r_{rel}$ = 1; y = z = 0). An den Rändern werden für |y| = 0.07 m zwischen $3.0 < u_x < 4.5$ m/s gemessen. Vorgegeben ist in diesem Bereich ($r_{rel}$ = 0.7; z = 0) eine Hot-Spot-Geschwindigkeit von 4.0 m/s. Die Ähnlichkeit zwischen dem vorgegebenen Geschwindigkeitsprofil der Hot-Spots und der gemessenen Verschiebungsgeschwindigkeit

des Interferenzstreifenmusters in vertikaler Richtung ist also relativ gut. Die Ähnlichkeit zwischen den Hot-Spot-Verschiebungsgeschwindigkeiten und der Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters $u_x$ in vertikaler Richtung hier deutlich größer als in der anderen Simulation (Abschnitt 6.2.3.2). Die gemessenen Verschiebungsgeschwindigkeiten $u_y(x,y)$ des Interferenzstreifenmusters in horizontaler Richtung liegen zwischen $-1.75 < u_y < 2.5$ m/s und sind etwa so groß wie die bei der ersten Simulation (Abschnitt 6.2.3.2) gemessenen Geschwindigkeiten $u_y$. Die maximale Geschwindigkeit $u_y$ in horizontaler Richtung beträgt also etwa ein Drittel der maximalen Geschwindigkeit $u_x$ in vertikaler Richtung. Da den Hot-Spots allein eine Verschiebung in vertikaler Richtung zugeordnet wurde, lässt sich folgern, dass die gemessene, transiente Geschwindigkeit $u_y$ nicht mit einer realen physikalischen Bewegung verknüpft ist.

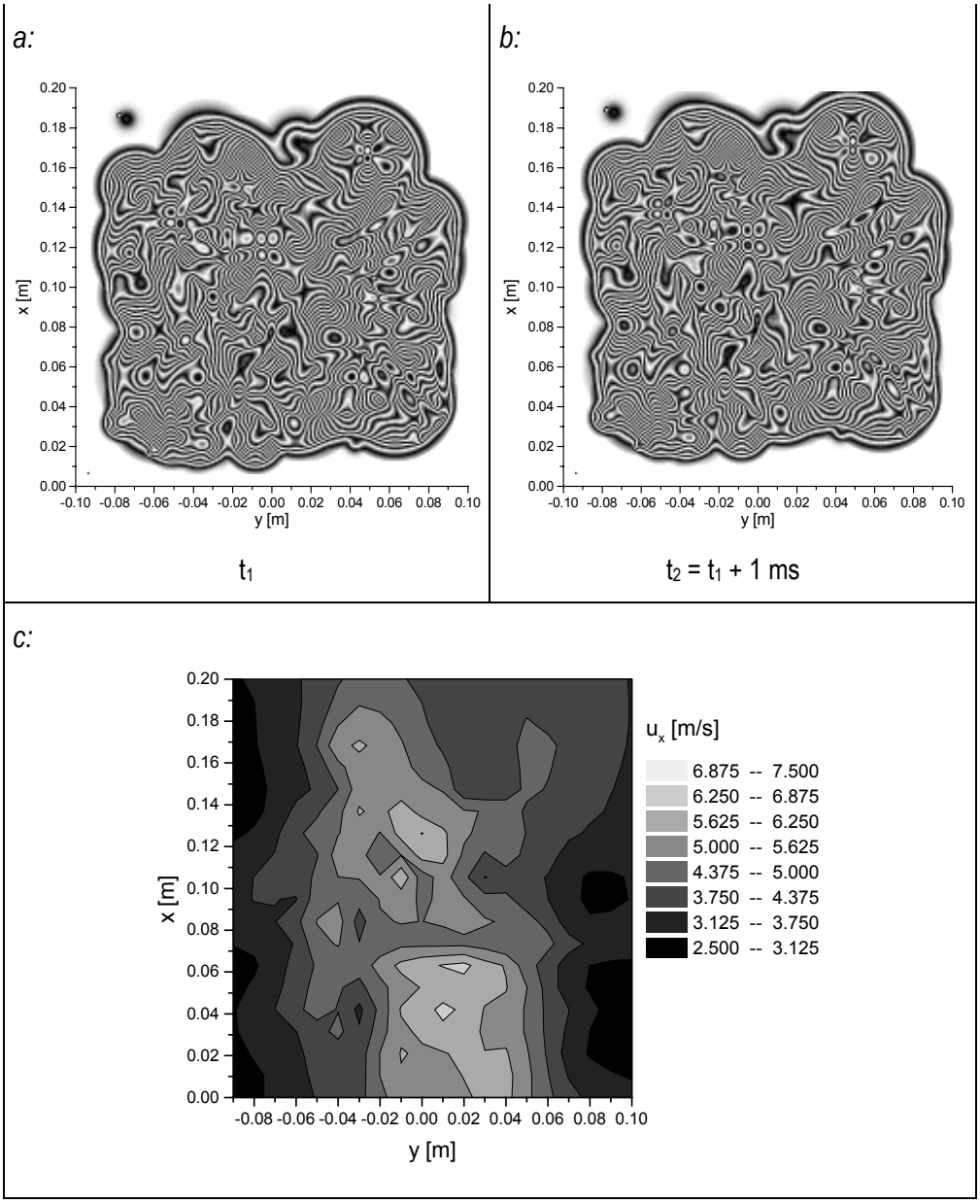



*Abb. 57 Simulierte, transiente Interferenzstreifenmuster mit den hieraus berechneten transienten Feldern der Musterverschiebungsgeschwindigkeit $u_x(x,y,t)$ bzw. $u_y(x,y,t)$ (lineares Geschwindigkeitsprofil nach Gl. (39))*

a,b: Simulierte, transiente Interferenzstreifenmuster zu den Zeitpunkten $t_1$ und $t_2$

c: Komponente $u_x$ der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_H(x,y,t)$ der Hot-Spots in vertikaler Richtung, projiziert in eine xy-Ebene und geglättet. Die Abweichung vom vorgegebenem Radialprofil wird hervorgerufen von der (zufälligen) unregelmäßigen Verteilung der Hot-Spots im Temperaturfeld

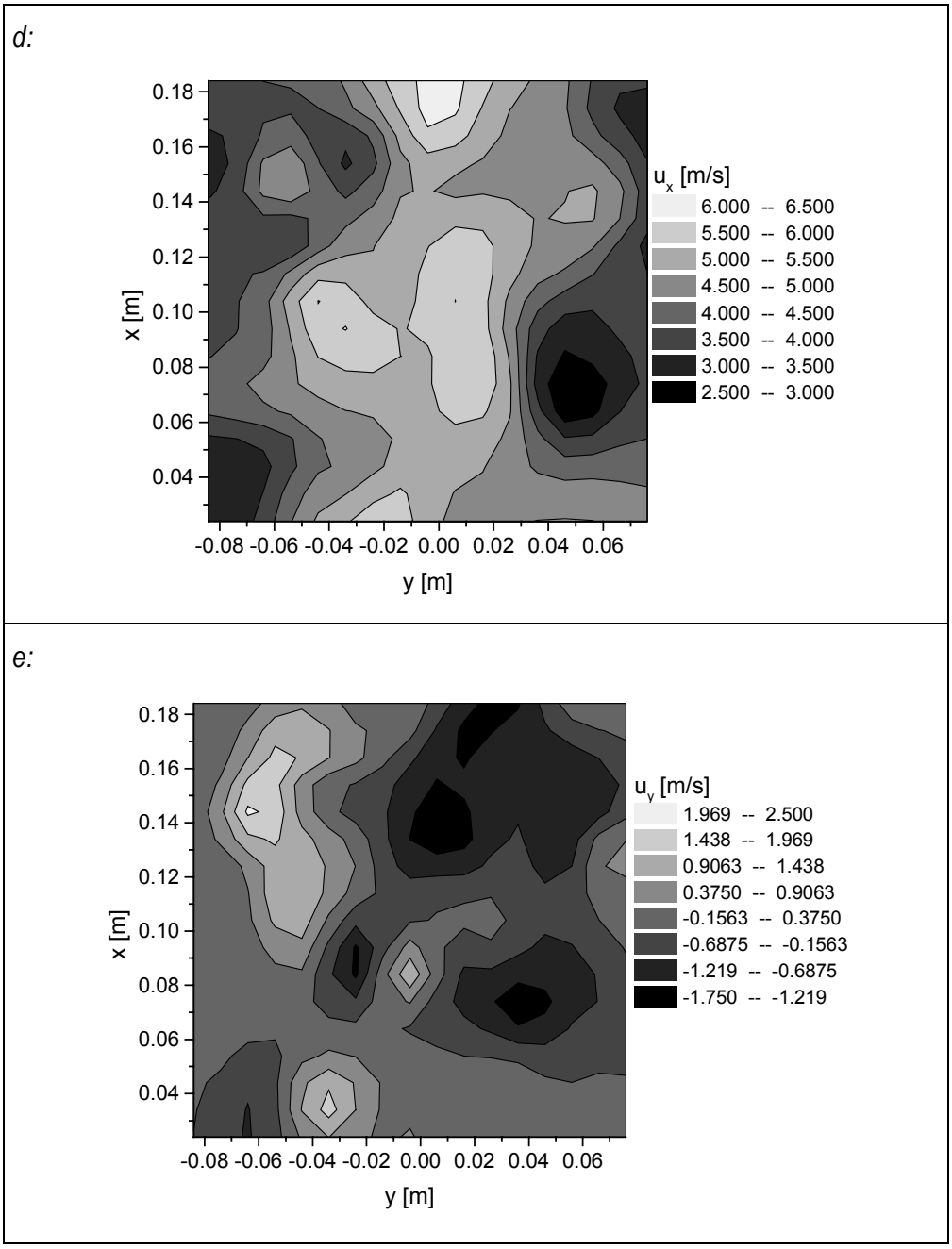



*Abb. 57: Simulierte, transiente Interferenzstreifenmuster mit den hieraus berechneten transienten Feldern der Musterverschiebungsgeschwindigkeit $u_x(x,y,t)$ bzw. $u_y(x,y,t)$ (lineares Geschwindigkeitsprofil nach Gl. (39))*

d: transientes Feld $u_x(x,y,t)$ der Musterverschiebungen in vertikaler Richtung

e: transientes Feld $u_y(x,y,t)$ der Musterverschiebungen in horizontaler Richtung

In Abb. 58a,b sind die, aus den transienten Feldern der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters berechneten, *mittleren* Geschwindigkeitsfelder $\overline{u}_x(x,y)$ (Komponente in vertikaler Richtung) und $\overline{u}_y(x,y)$ (Komponente in horizontaler Richtung) dargestellt. Wie bei den mittleren Geschwindigkeitsfeldern der anderen Simulation (Abschnitt 6.2.3.2) wird über 250 transiente Geschwindigkeitsfelder (unabhängige Stichproben) gemittelt. Es zeigt sich, dass das für diese zweite Simulation erhaltene, mittlere Geschwindigkeitsfeld $\overline{u}_x(x,y)$ in vertikaler Richtung im Vergleich zu dem der ersten Simulation sehr viel homogener ist und das vorgegebene Profil der Hot-Spot-Verschiebungen qualitativ sehr gut wiedergibt. Die berechneten Geschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ liegen zwischen 3.2 m/s (|y| >0.7 m) und 5.4 m/s (y = 0). Die kleinste Geschwindigkeit ($\overline{u}_x = 3.2 m/s$) entspricht in guter Näherung der für dieses y (bzw. $r_{rel}$) vorgegebenen Hot-Spot-Verschiebungsgeschwindigkeit von 4.0 m/s ($r_{rel}$ = 0.7; z = 0). Die maximale Geschwindigkeit im Bereich y = 0 von $\overline{u}_x$ = 5.4 m/s stellt etwa das Mittel zwischen der kleinsten ($\overline{u}_x$ = 2.5 m/s) und größten ($\overline{u}_x$ = 7.5 m/s) Hot-Spot-Verschiebungsgeschwindigkeit dar. Es zeigt sich wie bei der anderen Simulation (Abschnitt 6.2.3.2), dass die zeitlich gemittelten Felder der Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters in vertikaler Richtung $\overline{u}_x(x,y)$ als ein Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten der Hot-Spots (dreidimensionaler Strukturelemente) interpretiert werden kann.

Die mittleren Geschwindigkeiten $\overline{u}_y(x,y)$ liegen zwischen $0 < \overline{u}_y(x,y) < 0.35$ m/s und sind damit ziemlich klein. Da den Hot-Spots allein eine Verschiebung in vertikaler Richtung vorgegeben

wurde, stellen die Verschiebungen des Interferenzstreifenmusters in y-Richtung hier also keine reale Geschwindigkeit dar.

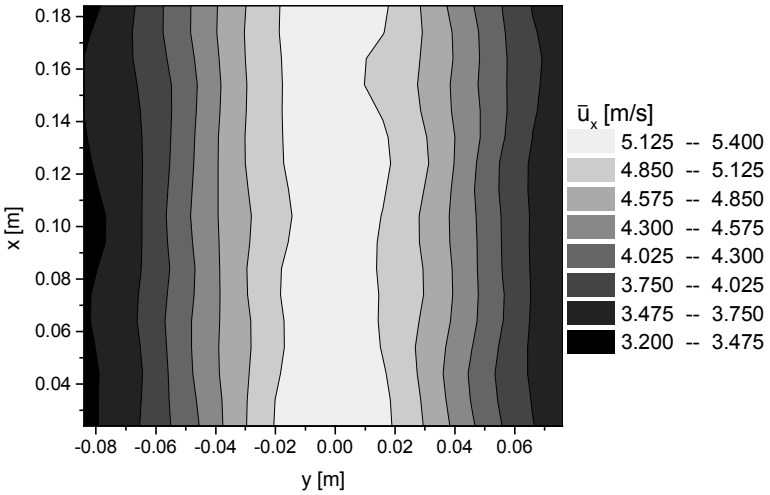



*Abb. 58a: Aus den simulierten Interferenzstreifenmuster berechnetes, gemitteltes Geschwindigkeitsprofil $\overline{u}_x(x,y)$ (lineares Geschwindigkeitsprofil nach Gl. (39)*

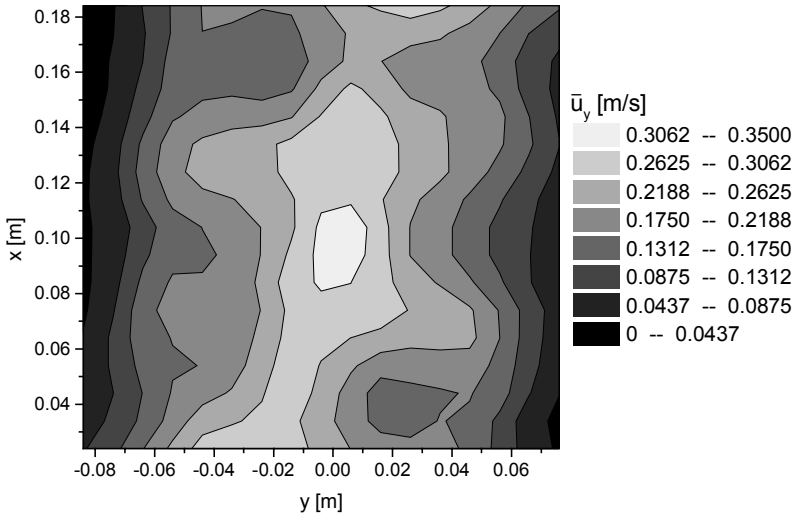



*Abb. 58b: Aus den simulierten Interferenzstreifenmuster berechnetes, gemitteltes Geschwindigkeitsprofil $\overline{u}_y(x,y)$ (lineares Geschwindigkeitsprofil nach Gl. (39)*

## 6.3. Geschwindigkeiten aus gemessenen transienten Interferenzstreifenmustern

Mit Hilfe der FPC-Methode ist es möglich, die transienten Felder der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I(x, y, t)$ des Interferenzstreifenmusters zu messen (Abschnitt 5.5). Die physikalische Interpretation dieser Verschiebung wurde in Abschnitt 6.2 behandelt.
Es werden aus Bildfolgen transienter Interferenzstreifenmuster von Methanol- und n-Hexan-Tankflammen zunächst Zeitreihen transienter Felder der Verschiebungsgeschwindigkeiten $\vec{u}_I(x, y, t)$ des Interferenzstreifenmusters gemessen (Abschnitt 6.3.1). Aus diesen Zeitreihen werden die mittleren Geschwindigkeitsfelder (Aufstiegsgeschwindigkeiten) berechnet.

### *6.3.1. Transiente Felder der Musterverschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters realer Tankflammen*

Es werden die transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten der Interferenzstreifenmuster von Methanol-Tankflammen (d = 10 cm) in den Höhenbereichen $0 < x < 0.17$ m bzw. $0.08 < x < 0.29$ m sowie für n-Hexan-Tankflammen (d = 10 cm bzw. d = 5 cm in den Höhenbereichen $0 < x < 0.17$ m bzw. $0 < x < 0.19$ m) berechnet. Typische Beispiele für diese Geschwindigkeitsfelder sind in Abb. 59-Abb. 62 dargestellt.

#### 6.3.1.1. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)

Im Fall der Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) (Abb. 59) handelt es sich um eine schon recht turbulente Flamme (Abb. 59a). Die durch die das Interferenzstreifenmuster verlaufenden Unstetigkeiten („optische Bruchlinien“, vergl. Abschnitt 6.1.7), z.B. bei (x = 0.03-0.07 m; y = 0.02 m), zeigen eine Vielzahl von abrupten Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ an (vergl. Abschnitt 6.1.7). Es finden sich keine Strukturelemente wie z.B. Tankrand-Dichteballen mehr, wie sie bei Tankflammen kleineren Durchmessers (z.B. d < 7.5 cm) im Flammenhals gefunden werden. Es kann davon ausgegangen werden, dass das Interferenzstreifenmuster in diesem Fall sowohl von den Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ (bedingt durch die noch vorhandene Rotationssymmetrie) als auch von der vermutlich schon recht unregelmäßigen Verteilung der Hot-Spots im Flammeninneren bestimmt wird.

Ein Merkmal hierfür und für die Abweichung von der Rotationssymmetrie sind insbesondere die großflächigen Ballenstrukturen, welche abseits der Tankachse anzutreffen sind, z.B. bei (x = 0.09 m; y = -0.01 m).

Die berechneten transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters in vertikaler Richtung (Abb. 59b) liegen (bei diesem Beispiel) bei maximal 2.0 m/s. Das Geschwindigkeitsprofil von $u_x$ in vertikaler Richtung zeigt teilweise die zu erwartende Geschwindigkeitszunahme mit zunehmendem x. Die gemessenen Geschwindigkeiten in Aufstiegsrichtung liegen im für Tankflammen dieses Tankdurchmessers üblichem Bereich. Die Geschwindigkeit kann in größeren Bereichen des Interferenzstreifenmusters aufgrund einer zu geringen Merkmalsdichte nicht berechnet werden, was an den gegen Null gehenden Geschwindigkeiten inner-

halb des Flammenumrisses zu erkennen ist. Die Verschiebungsgeschwindigkeiten $u_y(x,y)$ des Interferenzstreifenmusters in horizontaler Richtung sind in Abb. 59c dargestellt und liegen zwischen –1.2 m/s und +0.4 m/s. Im Vergleich zu den Geschwindigkeiten $u_x$ sind sie gering.

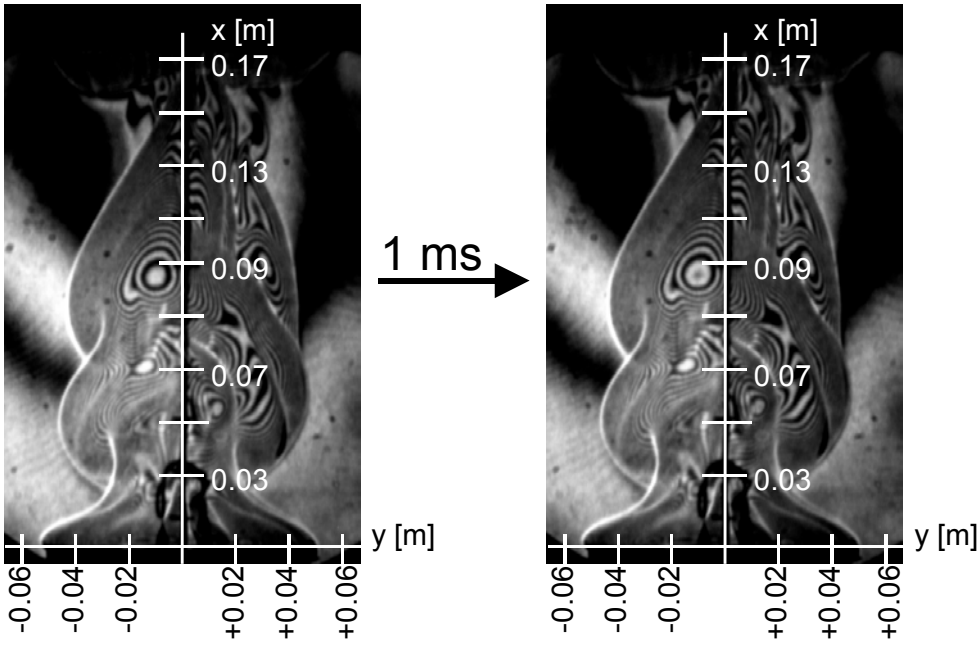



*Abb. 59: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Interferenzmuster-Verschiebung (Methanol-Tankflamme, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

a: Transiente Interferenzstreifenmuster

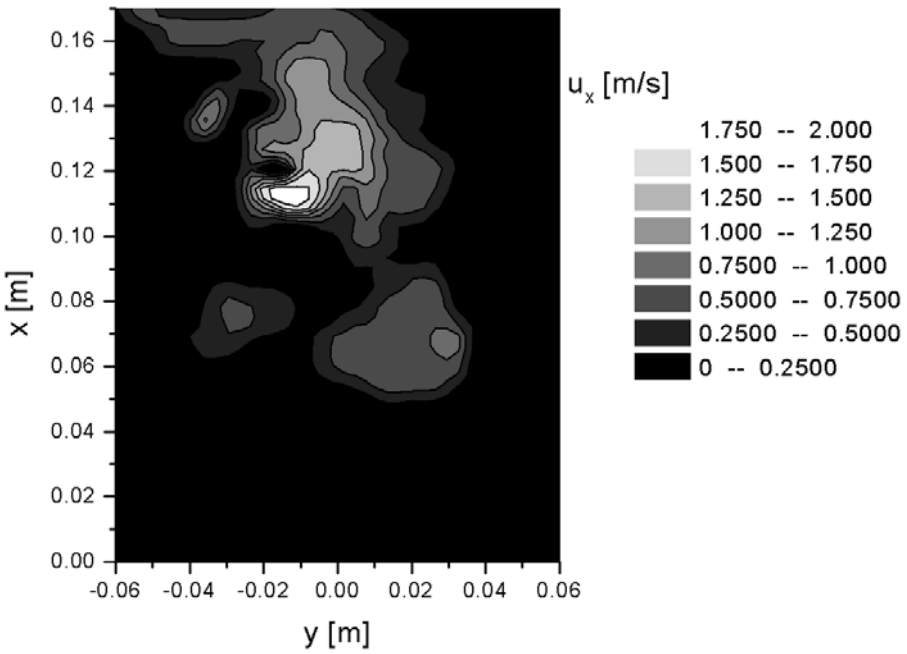



*Abb. 59: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Interferenzmuster-Verschiebung (Methanol-Tankflamme, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

b: Geschwindigkeit in vertikaler Richtung $u_x(x,y,t)$

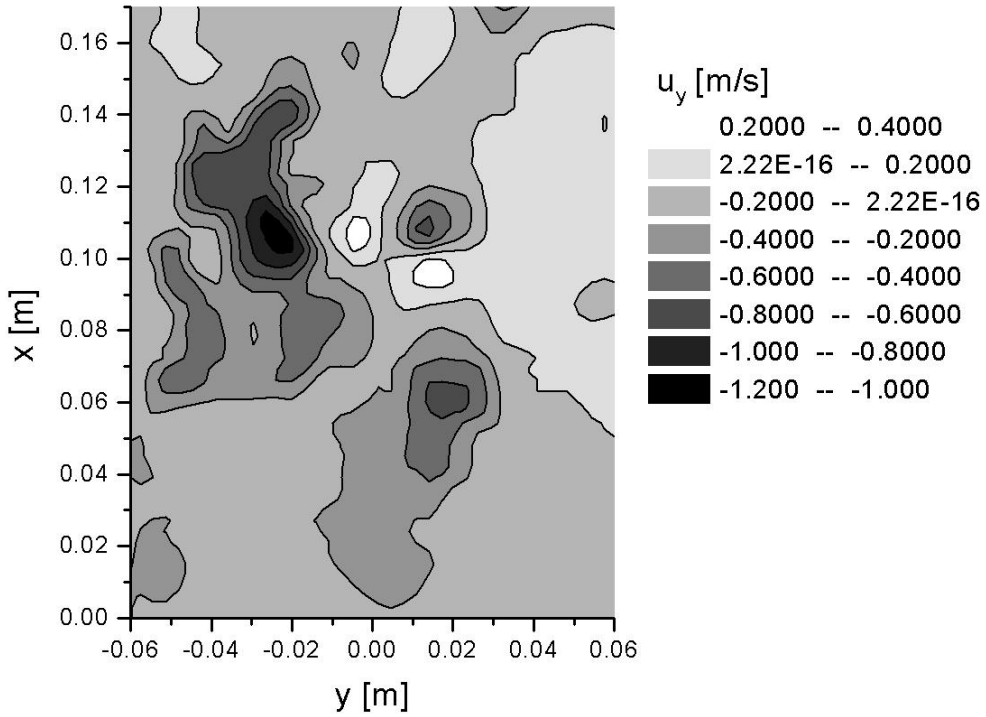



*Abb. 59: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Interferenzmuster-Verschiebung (Methanol-Tankflamme, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

c: Geschwindigkeit in horizontaler Richtung $u_y(x,y,t)$. Ein negativer Wert von $u_y$ bedeutet eine Bewegung nach links und umgekehrt.

Die Bereiche mit relativ großer Aufstiegsgeschwindigkeit können mit aufsteigenden Dichteballen in Verbindung gebracht werden, welche z.B. durch Maxima der effektiv durchstrahlten Weglänge (lokale Auswölbungen der thermischen Grenzschicht in Lichtstrahlrichtung), ggf. verbunden mit einem Hot-Spot, hervorgerufen werden. In dem hier vorliegenden Fall ist es allerdings nicht so, dass die Ballenstrukturen wesentlich schneller aufsteigen als die Interferenzstreifen des übrigen Musters. Vielmehr ist die Streifendichte in der Nähe dieser Ballenstrukturen deutlich geringer, was zur Ausbildung eines besser detektierbaren Musters führt.

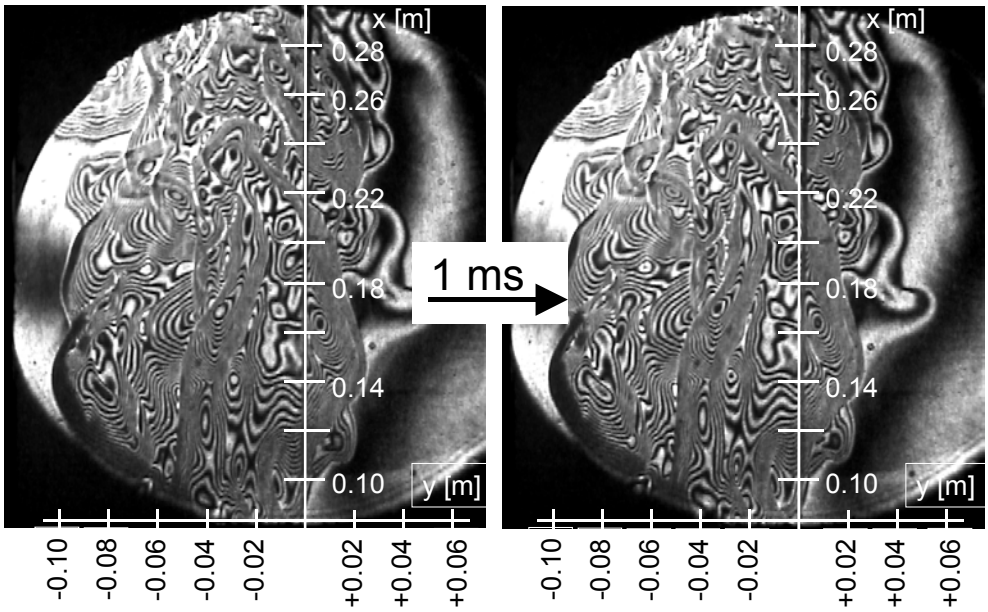



*Abb. 60 Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (Methanol-Tankflamme, d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m)*

a: Transiente Interferenzstreifenmuster

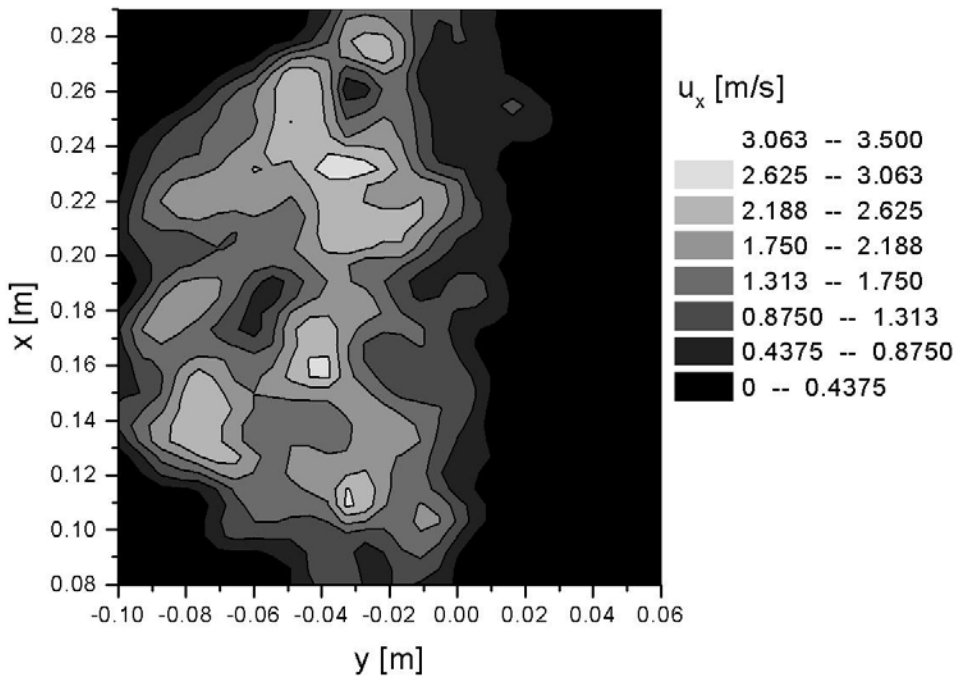



*Abb. 60 Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (Methanol-Tankflamme, d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m)*

b: Geschwindigkeit in vertikaler Richtung $u_x(x,y,t)$

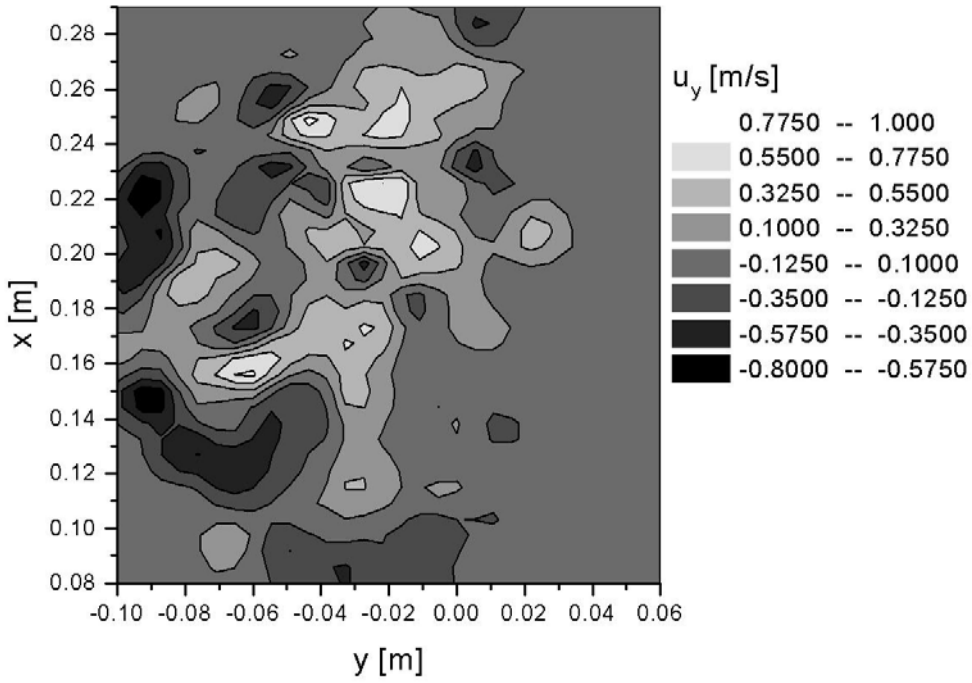



*Abb. 60: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (Methanol-Tankflamme, d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m)*

c: Geschwindigkeit in horizontaler Richtung $u_y(x,y,t)$). Ein negativer Wert von $u_y$ bedeutet eine Bewegung nach links und umgekehrt

Die Lage der beiden Bereiche erhöhter Geschwindigkeiten $u_y$ bei (x = 0.11 m; y = -0.03 m) und (x = 0.02 m; y = 0.02 m) stimmt ebenfalls mit der Position der beiden großen Ballenstrukturen im Interferenzstreifenmuster überein.

Es wird an diesem Beispiel insbesondere deutlich, dass die transienten Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters nur bedingt mit der Strömungsgeschwindigkeit korrelieren. Andererseits zeigen die plausiblen Messwerte für die Verschiebungsgeschwindigkeiten in x-Richtung, dass die Bewegung der Interferenzstreifen offenbar *auch* durch das Strömungsmuster bestimmt werden.

### 6.3.1.2. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m)

Bei der Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m) (Abb. 60) handelt es sich um ein für die Flammenfahne typisches Interferenzstreifenmuster (Abb. 60a). D.h., die Verschiebung des Interferenzstreifenmuster wird, wie in Abschnitt 6.2.3 gezeigt, durch die Bewegung der Hot-Spots bestimmt.

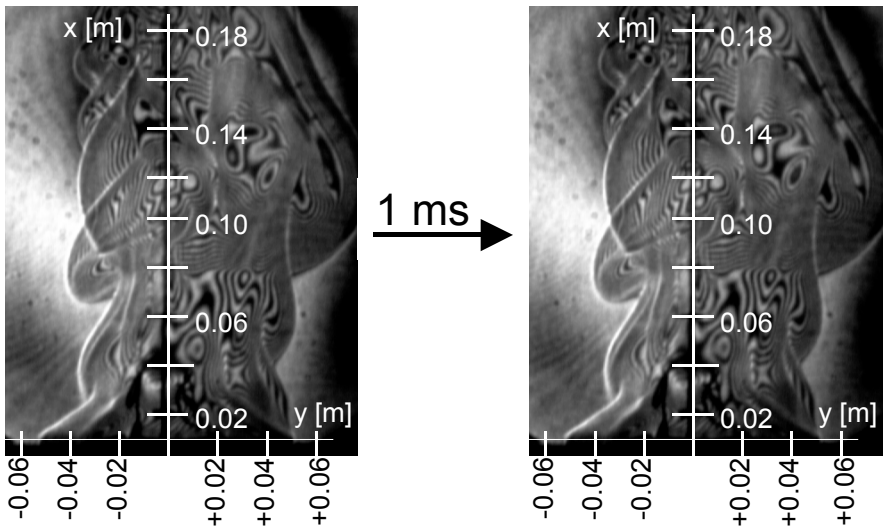



*Abb. 61: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (n-Hexan-Tankflamme, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

a: Transiente Interferenzstreifenmuster

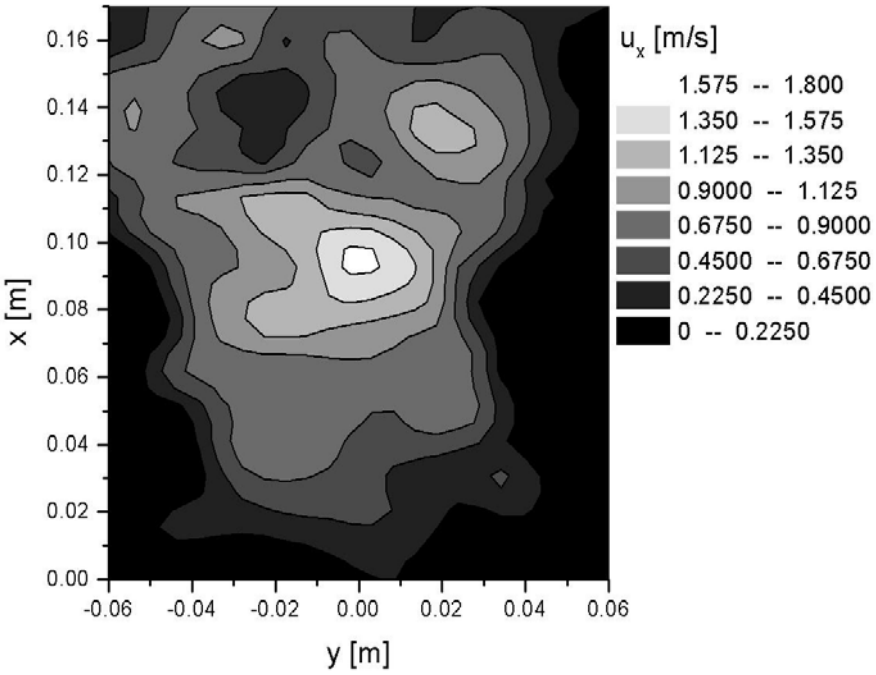



*Abb. 61: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (n-Hexan-Tankflamme, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

b: Geschwindigkeit in vertikaler Richtung $u_x(x,y,t)$

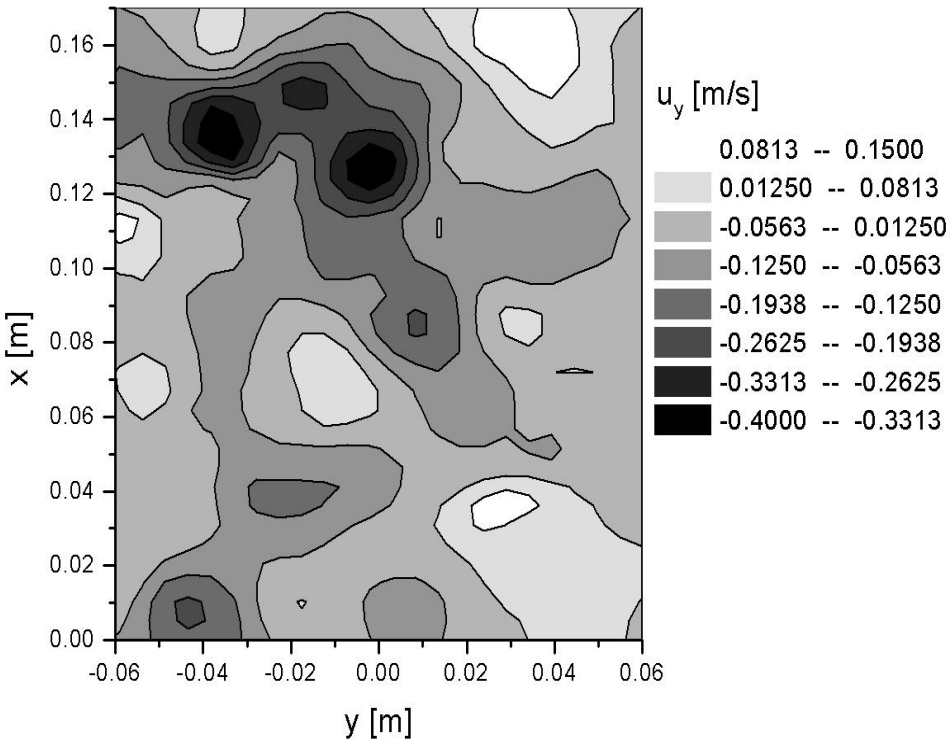



*Abb. 61: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (n-Hexan-Tankflamme, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

c: Geschwindigkeit in horizontaler Richtung $u_y(x,y,t)$

Die Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ in vertikaler Richtung (Abb. 60b) liegen zwischen 0.0 und 3.5 m/s und die Geschwindigkeiten $u_y(x,y,t)$ in horizontaler Richtung zwischen –0.8 und +1.0 m/s (Abb. 60c). Im Vergleich zur Methanol-Tankflamme im Höhenbereich 0 < x < 0.17 m (Abb. 59) ist eine wesentlich bessere Bestimmung der Geschwindigkeiten möglich, es werden wesentlich weniger Nullvektoren innerhalb des Flammenumrisses gefunden. Dies kann auf die größere Merkmalsdichte innerhalb des Interferenzstreifenmusters zurückgeführt werden.

Bereiche großer Geschwindigkeiten $u_x$ erstrecken sich vorwiegend im Bereich (x = 0.08 – 0.28 m; y ≈ -0.03 m). Dies entspricht in y-

Richtung der Position der Flammenachse. Das Interferenzstreifenmuster zeigt an dieser Stelle ein Ensemble vertikal verlaufender Unstetigkeiten des Interferenzstreifenmusters („optische Bruchlinien“). Es konnte in Abschnitt 6.1.7 gezeigt werden, dass horizontal verlaufende „Bruchlinien“ durch abrupte Auswölbungen der thermischen Grenzschicht hervorgerufen werden. Folgert man hierzu analog, so zeigen die vertikal verlaufenden Unstetigkeiten abrupte Auswölbungen der Flamme in vertikaler Richtung an. Diese Auswölbungen können hervorgerufen sein durch eine, von aufsteigenden Hot-Spots verursachte, Volumenausdehnung. Da die Hot-Spots vergleichsweise schnell aufsteigen, erklärt dies die wesentlich größeren Geschwindigkeiten $u_x$ in diesem Bereich.

Wie im Fall der Methanol-Tankflamme ($0 < x < 0.17$ m) stimmt die Lage der Bereiche großer $u_y$ mit der Position großer Ballenstrukturen im Interferenzstreifenmuster überein.

Die transienten Felder der Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters ergeben ein physikalisch plausibleres Bild als bei der Methanol-Tankflamme ($0 < x < 0.17$ m). Dies zeigt sich insbesondere an den Verschiebungsgeschwindigkeiten $u_x$ in Aufstiegsrichtung, welche über das gesamte Flammenfeld bestimmt werden können und plausible Profile in x- und y-Richtung zeigen.

#### 6.3.1.3. n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)

Das Interferenzstreifenmuster der n-Hexan-Flamme mit d = 10 cm (Höhenbereich $0 < x < 0.17$ m) (Abb. 61a) ähnelt dem der Methanol-Tankflamme im Höhenbereich $0 < x < 0.17$ m (Abb. 59). Auch hier liegt ein Zustand zwischen einer rein laminar strömenden, rotationssymmetrischen und einer turbulenten Flamme vor. Dementsprechend wird die Bewegung des Interferenzstreifenmusters sowohl von der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ als auch von den Bewegun-

gen der Hot-Spots innerhalb der Flamme bestimmt (vergl. Abschnitt 6.2). D.h. die Geschwindigkeit $\vec{u}_I(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters wird bestimmt sowohl durch die Aufstiegsgeschwindigkeiten im Bereich der thermischen Grenzschicht der Flamme als auch durch die Geschwindigkeit der Hot-Spots im Flammeninneren.

Die Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ in vertikaler Richtung (Abb. 61b) liegen zwischen 0 und 1.8 m/s und die Geschwindigkeiten $u_y(x,y,t)$ in horizontaler Richtung (Abb. 61c) zwischen -0.4 m/s und +0.15 m/s. Im Vergleich zur Methanol-Tankflamme ($0 < x < 0.17$ m) (Abb. 59) konnte das Geschwindigkeitsfeld $u_x(x,y,t)$ der n-Hexan-Flamme besser berechnet werden, zu erkennen an dem Fehlen von Bereichen innerhalb der Flamme, in denen die Geschwindigkeit $u_x$ Null ist. Wie bei der Methanol-Tankflamme ($0.08 < x < 0.29$ m/s) (Abb. 60) ist dies mit der größeren Merkmalsdichte aufgrund der etwas feineren Untergliederung des Interferenzstreifenmusters zu begründen.

An diesem Beispiel wird insbesondere deutlich, dass nicht jede Ballenstruktur zu größeren Werten von $u_x$ führt. Die beiden Bereiche bei ($x = 0.10$ m; $y = 0.01$ m) und insbesondere bei ($x = 0.14$ m; $y = 0.03$ m) können mit Ballenstrukturen im Interferenzstreifenmuster in Verbindung gebracht werden. Es existieren aber auch eine Anzahl von Ballenstrukturen im Interferenzstreifenmuster, bei denen keine Auswirkung auf das Geschwindigkeitsfeld $u_x(x,y,t)$ festgestellt werden kann.

Die Lage der Bereiche größerer Geschwindigkeiten $u_y$, insbesondere bei ($x = 0.14$; $y = -0.06 – (+0.02)$) deckt sich mit der Lage von Ballenstrukturen.

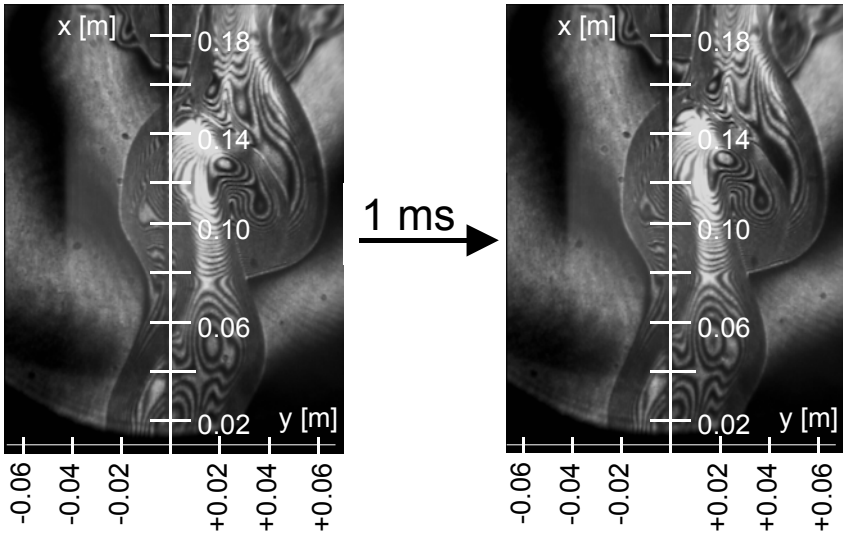



*Abb. 62: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (n-Hexan-Tankflamme, d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m)*

a: Transiente Interferenzstreifenmuster

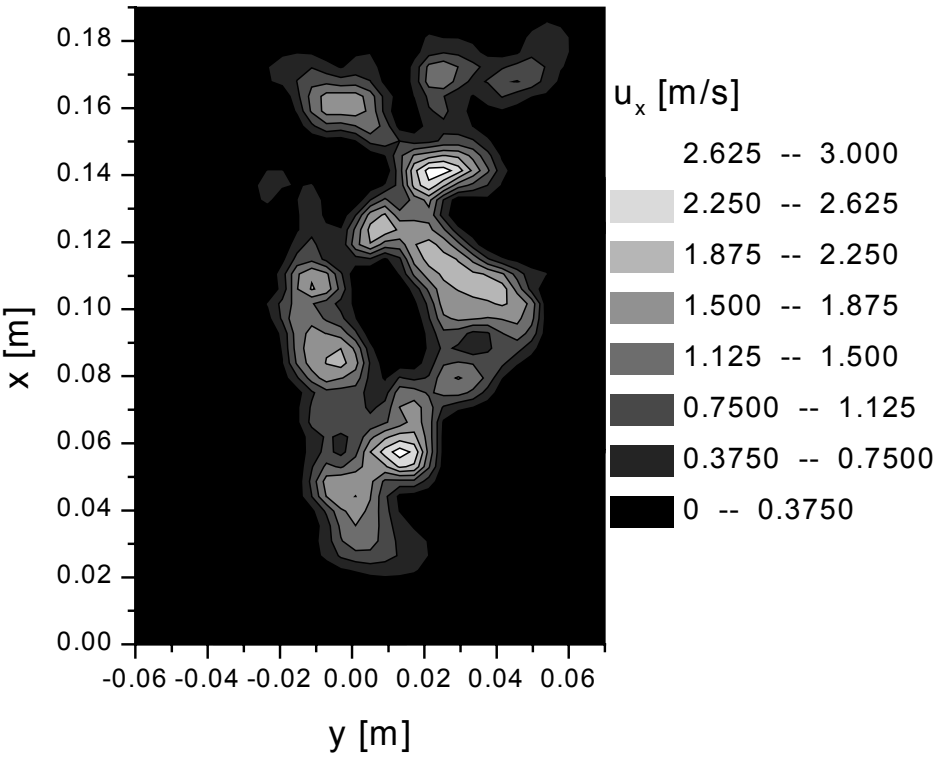



*Abb. 62: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (n-Hexan-Tankflamme, d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m)*

b: Geschwindigkeit in vertikaler Richtung $u_x(x,y,t)$

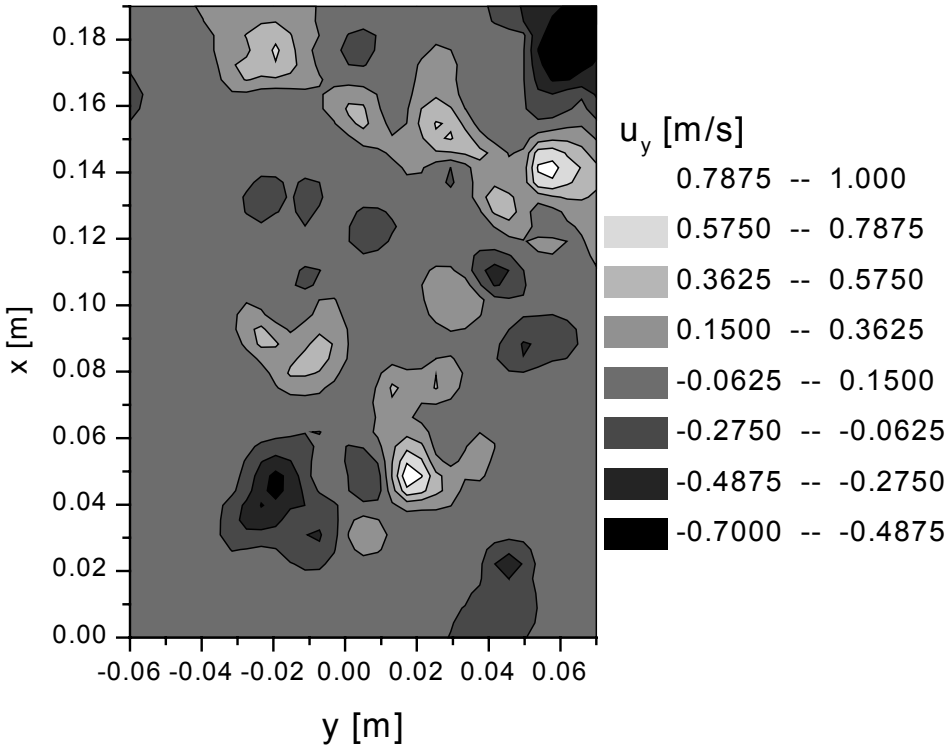



*Abb. 62: Transiente Geschwindigkeitsfelder der Musterverschiebung (n-Hexan-Tankflamme, d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m)*

c: Geschwindigkeit in horizontaler Richtung $u_y(x,y,t)$

### 6.3.1.4. n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m)

Die n-Hexan-Tankflamme mit d = 5 cm (0 < x < 0.19 m) (Abb. 62) zeigt im unteren Teil ein laminares Strömungsverhalten mit, abgesehen von einer Abweichung der gesamten Flammenachse von der Tankachse, ausgeprägter Rotationssymmetrie. Bei x = 0.08 m bildet sich eine Pilzstruktur aus, welche den Übergang zu einem eher turbulenten Strömungsregime markiert. In diesem Fall entspricht die Verschiebungsgeschwindigkeit $u_x$ des Interferenzstreifenmusters der Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der thermischen Grenzschicht der Flamme, da das Interferenzstreifenmuster vorwiegend durch die

Änderung der effektiv durchstrahlten Weglänge bestimmt wird (vergl Abschnitt 6.2).

Die Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ in vertikaler Richtung (Abb. 62b) liegen zwischen 0 und 3.0 m/s und die Geschwindigkeiten $u_y(x,y,t)$ zwischen –0.7 m/s und 1.0 m/s (Abb. 62c). Das Geschwindigkeitsfeld $u_y(x,y,t)$ in horizontaler Richtung ist sehr stark inhomogen und lässt insgesamt keine Beziehung zum Strömungszustand erkennen.

Wie im Fall der Methanol-Tankflamme ($0 < x < 0.19$ m) (Abb. 59) ist die Berechnung der Verschiebungsgeschwindigkeiten $\vec{u}_I(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters auch hier in Teilen des Interferenzstreifenmusters nicht möglich, zu erkennen anhand der Bereiche innerhalb der Flammenumrisse, in denen die Geschwindigkeit $u_x$ Null ist.

Die Lage der Bereiche größerer Werte von $u_x$ deckt sich bei dieser Flamme mit dem Bereich, in dem die leuchtende Flamme sichtbar ist. Bei den erhöhten Werten von $u_y$ ist keine Kopplung zwischen diesen Bereichen und Strukturelementen des Interferenzstreifenmusters feststellbar.

Die berechneten transienten Geschwindigkeitsfelder lassen keine oder nur eine geringe Kopplung zum Strömungsmuster in der Flamme erkennen. Offenbar ist eine Bestimmung transienter Verschiebungsgeschwindigkeiten des Interferenzstreifenmusters bei relativ rotationssymmetrischen Flammen wie der hier vorliegenden nicht sinnvoll.

### 6.3.2. *Profile mittlerer Aufstiegsgeschwindigkeiten der Flammengase*

Mit Hilfe der FPC-Methode (vergl. Abschnitt 5.5) zur Berechnung von Geschwindigkeitsfeldern werden transiente Geschwindigkeitsfelder $\vec{u}_I(x,y,t)$ der Interferenzstreifenmusterverschiebung von Tankflammen (vergl. Abschnitt 6.3.1) berechnet. Aus den Zeitreihen $\vec{u}_I(x,y,t)$ lassen sich die Felder mittlerer Verschiebungsgeschwindigkeiten $\overline{\vec{u}}_I(x,y)$ berechnen. In Abschnitt 6.2 wird nachgewiesen, dass die zeitlich gemittelten Verschiebungsgeschwindigkeiten der transienten Interferenzstreifenmuster in Strömungsrichtung im Flammenhals als eine (mittlere) Strömungsgeschwindigkeit (Aufstiegsgeschwindigkeit) im Bereich der thermischen Grenzschicht und in der Flammenfahne als eine über die durchstrahlte Weglänge gemittelte Aufstiegsgeschwindigkeit der Flammengase identifiziert werden können.

Im Folgenden werden die zeitlich gemittelten Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ für eine Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, in den Höhenbereichen $0 < x < 0.17$ m bzw. $0.08 < x < 0.29$ m) und n-Hexan-Tankflammen (d = 5 cm, $0 < x < 0.19$ m bzw. d = 10 cm, $0 < x < 0.17$ m) diskutiert. Beispiele der zur Berechnung benutzten, transienten Interferenzstreifenmuster sind in Abb. 59 - Abb. 62 dargestellt. Für die Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, $0.08 < x < 0.29$ m) kann mit einem, mit Hilfe sichtbarer Tracerpartikel erhaltenem, Geschwindigkeitsprofil verglichen werden.

In Abschnitt 6.2 wurde gezeigt, das die zeitlich gemittelten Felder $\overline{u}_y(x,y)$ der Geschwindigkeiten $u_y$ in horizontaler Richtung keine physikalisch relevante Bedeutung besitzen. Auf eine Betrachtung dieser Felder wird daher im Folgenden verzichtet.

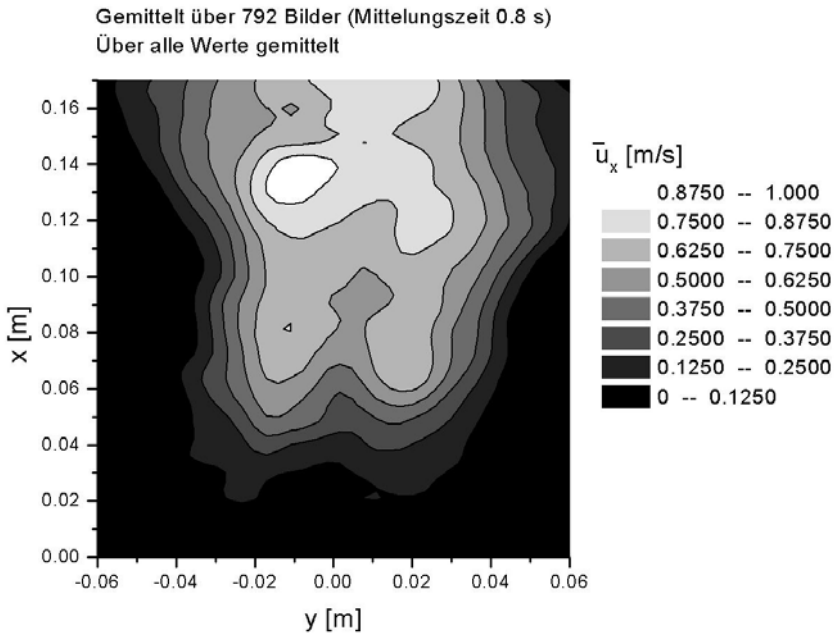



*Abb. 63: Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\bar{u}_x(x,y)$ der Flammengase (Methanol, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m). Es werden die 80% größten Werte der Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ zur Mittelung herangezogen.*

Bei der Mittelung über alle Geschwindigkeiten $\vec{u}(x,y,t)$ können, wie in Abschnitt 6.3.1 diskutiert, bei der Berechnung der Geschwindigkeitsfelder mit der FPC-Methode einzelne Vektoren nicht immer bestimmt werden. Solche fehlbestimmten Vektoren können i.a. mit Hilfe der Nachbarvektoren korrigiert werden. Fehlen allerdings in einem größeren Bereich Vektoren, so können die Vektoren im Inneren solcher Bereiche zu kleine Werte annehmen und den Mittelwert der Geschwindigkeiten verringern. Aus diesem Grund werden Profile der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten berechnet, bei denen der Mittelwert über die größten 80% der Werte $u_x(x,y,t)$ bestimmt wird und somit evtl. fehlbestimmte Vektoren unberücksichtigt bleiben. D.h. aus z.B. 100 Werten $u_x(x,y,t)$ werden die 80 größten Werte herausgegriffen und anschließend gemittelt.

#### 6.3.2.1. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)

In Abb. 63 ist die mittlere Aufstiegsgeschwindigkeit $\overline{u}_x(x,y)$ dargestellt. Ein Beispiel für die zur Berechnung benutzten, transienten Interferenzstreifenmuster findet sich in Abb. 59a.

Im Fall der Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) handelt es sich um eine Flamme, welche als schon teilweise turbulent einzustufen ist. Wie in Abschnitt 6.3.1 diskutiert, werden die Interferenzstreifenmuster deshalb sowohl von der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ als auch von der Verteilung der Hot-Spots im Flammeninneren bestimmt. Also geben die Geschwindigkeiten $u_x$ einen Mittelwert zwischen der Aufstiegsgeschwindigkeit im Bereich der thermischen Grenzschicht und dem Flammeninneren wieder.

Berechnet man den Mittelwert über die transienten Felder der Verschiebungsgeschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ in vertikaler Richtung (Abb. 63), so erhält man Maximalwerte $\overline{u}_{x,max} \approx 1$ m/s in einem kleinen Bereich bei (x = 0.14 m; y = -0.01 m) und Werte $\overline{u}_x(x,y) \approx 0.8$ m/s in einem größeren Bereich um die Flammenachse bei 0.12 < x < 0.17 m.

Es wird in dem Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ (Abb. 63) das erwartete Radialprofil $\overline{u}_x(x,y)$ mit einem Geschwindigkeitsmaximum in der Nähe der Flammenachse gefunden. Die nicht korrekt-symmetrische Verteilung der Geschwindigkeit $\overline{u}_x(x,y)$ lässt darauf schließen, dass die zur Berechnung verwendete Bildanzahl von 792 Bildern (entsprechend einem Beobachtungszeitraum von 0.8 s) für eine vollständige Mittelwertbildung nicht optimal ist. Im Fall der Mittelwertbildung aus simulierten Interferenzstreifenmustern (vergl. Abschnitt 6.2.3) werden 250 statistisch unabhängige Stichproben verwandt und es wird kein störungsfreies Feld erhalten. Da die zeitlich zusammenliegenden transiente Geschwin-

digkeitsfelder realer Interferenzstreifenmuster statisch nicht voneinander unabhängig sind, müsste die Anzahl der Stichproben vermutlich größer gewählt werden, um eine ideale Mittelwertbildung zu erreichen. Dies ist aufgrund der begrenzten Filmlänge nicht immer möglich.

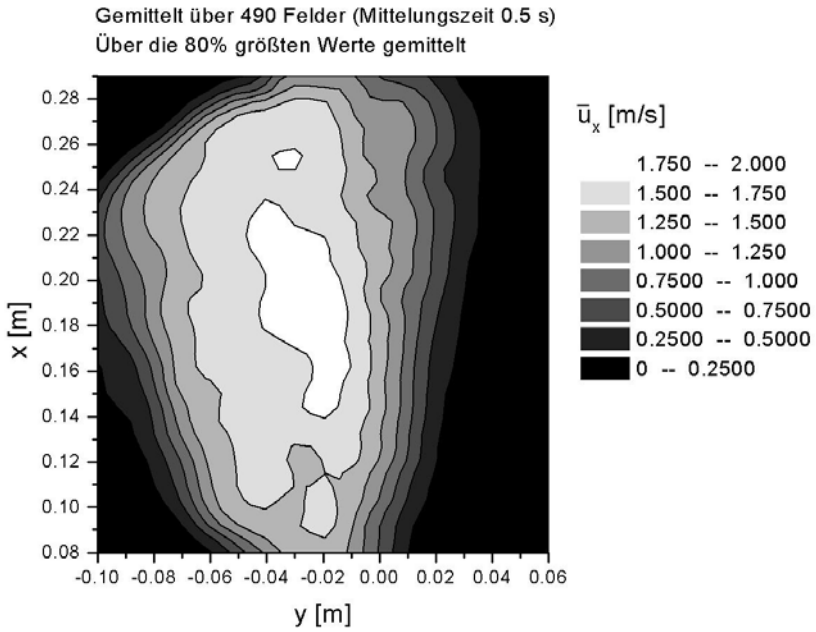



*Abb. 64: Felder der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\bar{u}_x(x,y)$ der Flammengase (Methanol, d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m). Es werden die 80% größten Werte der Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ zur Mittelung herangezogen.*

Es muss allerdings nicht erwartet werden, dass sich größere Änderungen der Werte $\bar{u}_x(x,y)$ ergeben, sondern es wird sich allein die Verteilung der Werte $\bar{u}_x(x,y)$ glätten.

#### 6.3.2.2. Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m)

Bei der Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m) handelt es sich um ein für die Flammenfahne typisches Interferenzstreifenmuster (Abb. 60a). D.h., die Geschwindigkeiten $\bar{u}_x(x,y)$ entsprechen

den über z gemittelten Aufstiegsgeschwindigkeiten der Hot-Spots im Flammeninneren.

In Abb. 64 ist das Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ dargestellt.

Das Geschwindigkeitsfeld (Abb. 64) zeigt eine vergleichsweise symmetrische Verteilung der Geschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ mit einem Maximum auf der Tankachse. Die maximale Aufstiegsgeschwindigkeit beträgt $\overline{u}_{x,max} = 2\,m/s$ .

Diese Maximalgeschwindigkeit $\overline{u}_{x,max}$ liegt sehr deutlich über denen, die für die Methanol-Tankflamme (0 < x < 0.17m) (vergl. Abb. 63) für dieselbe Höhe x erhalten werden. Vergleicht man die in Abb. 59 bzw. Abb. 60 dargestellten Interferenzstreifenmuster der beiden Methanol-Tankflammen, so erkennt man, dass die Methanol-Tankflamme mit 0.08 < x < 0.29 m deutlich turbulenter ist. Dies äußert sich z.B. in der insgesamt weniger symmetrischen Struktur des Interferenzstreifenmusters, insbesondere auch im Bereich der thermischen Grenzschicht. Die Struktur der Flamme mit 0 < x < 0.17 m (Abb. 59) ist noch relativ symmetrisch und es lassen sich beispielsweise über die gesamte Flammenhöhe die durch die thermische Grenzschicht hervorgerufenen Auswölbungen verfolgen.

Offensichtlich sind sich die beiden Flammen, obwohl derselbe Tankdurchmesser und derselbe Brennstoff vorliegt, zu den jeweiligen Beobachtungszeitpunkten und im gleichen Höhenbereich nicht besonders ähnlich. Dies zeigt, dass das Verhalten von Tankflammen nicht, wie oft vereinfacht angenommen, bei gleichem Brennstoff allein vom Parameter Tankdurchmesser, sondern offensichtlich auch von weiteren Einflussgrößen abhängt.

Die für die Methanol-Tankflamme (0.08 < x < 0.29) berechneten mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}(x,y)$ (Abb. 64) können mit aus

der Literatur entnommenen Daten für eine Methanol-Tankflamme mit d = 30 cm (Abb. 65b) [30] verglichen werden. Um einen Vergleich zu ermöglichen, ist das Feld aus Abb. 64 in relativen Koordinaten in Abb. 65a dargestellt.

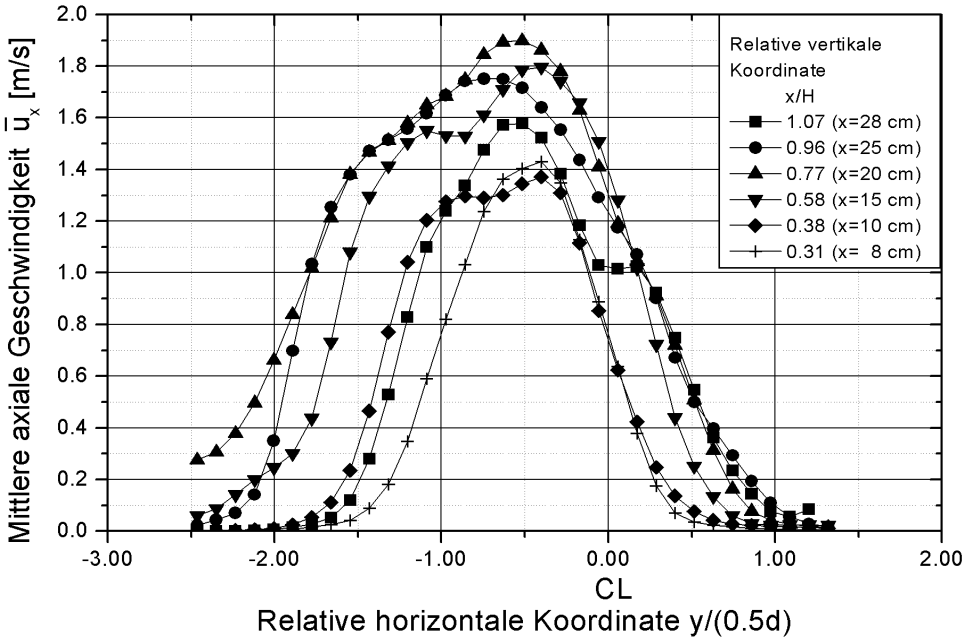



*Abb. 65a: Profile der mittleren axialen Geschwindigkeit für eine Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0.08 < x < 0.29 m, Mittlere Flammenlänge H = 26.1 cm). Es wurden die 80% größten Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ zur Mittelung herangezogen, vergl. Abb. 64*

Bei Berücksichtigung des wesentlich größeren Tankdurchmessers der Methanol-Tankflamme in Abb. 65b besteht eine relativ gute Übereinstimmung sowohl zwischen den Maximalwerten der mittleren axialen Geschwindigkeiten $\bar{u}_{x,max}(x)$ als auch im qualitativen Verlauf der Geschwindigkeitsprofile der Methanol-Tankflammen mit d = 10 cm (Abb. 65a) bzw. d = 30 cm (Abb. 65b). Es sind folgende Unterschiede zu erkennen. Weckman et al. [30] finden (Methanol-

Tankflamme, d = 30 cm, 0 < x < 0.3 m), dass die Maxima $\overline{u}_{x,max}(x)$ mit der Höhe x über dem Tankrand zunehmen. Bei der Flamme mit d = 10 cm wird ein absolutes Maximum $\overline{u}_{x,max}(20\,cm)$ und abnehmende Maxima $\overline{u}_{x,max}(x)$ für x = 25 cm und x = 28 cm gefunden.

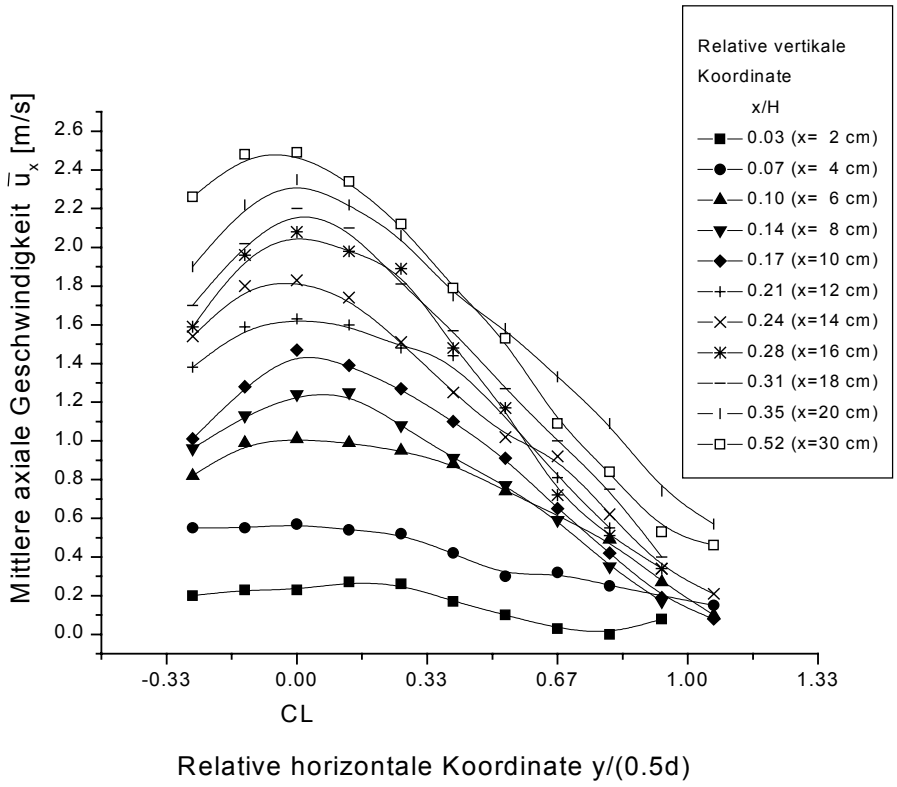



*Abb. 65b: Profile der mittleren axialen Geschwindigkeit für eine Methanol-Tankflamme (d = 30 cm, 0 < x < 0.30 m, Mittlere Flammenlänge H = 57.5 cm) mit der relativen Koordinate x/H als Parameter, aus Messungen mit sichtbaren Tracerpartikeln [30].*

Um diese Unterschiede zu erklären, muss die Auswirkung des wesentlich größeren Tankdurchmessers d = 30 cm in Abb. 65b berücksichtigt werden. Deshalb werden die dimensionslose vertikale Koordinaten x/H mit der mittleren Flammenlänge H und die dimensionslo-

se horizontale Koordinate y/(0.5d) eingeführt. Die Flammenlänge H hängt stark vom Tankdurchmesser d ab. Für die Abhängigkeit der Flammenlänge H vom Tankdurchmesser d bei Methanol-Tankflammen wird empirisch gefunden [41,42]:

$$H = 1.369\, d^{0.72} \quad \text{für } 4.6 < d < 100 \text{ cm} \tag{40}$$

Hieraus folgt, dass die Flamme mit d = 10 cm (Abb. 65a), verglichen mit der Flamme d = 30 cm (Abb. 65b), in einer größeren relativen Höhe (0.31 < x/H < 1.07) untersucht wird. Speziell für den Höhenbereich x > 20 cm wird die Flamme mit d = 10 cm in den obersten 25% der Flammenlänge, d.h. im relativen Höhenbereich 0.77 < x/H < 1.07, untersucht, in welchem die Flammengase aufgrund des Reaktionswärmestroms nur noch sehr wenig beschleunigt werden, sondern sich bereits abkühlen. Dies erklärt die abnehmenden Maxima der axialen Geschwindigkeiten $\overline{u}_{x,max}(x)$ für x > 20 cm (Abb. 65a). Demgegenüber beobachten Weckman et al. [30] aufgrund der wesentlich größeren Flammenlänge H(d) die Flamme (d = 30 cm) in einem wesentlich kleineren relativen Höhenbereich 0.03 < x/H < 0.52, in dem noch eine deutliche Beschleunigung der Flammengase aufgrund des Reaktionswärmestroms stattfindet (Abb. 65b).

#### 6.3.2.3. n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)

Wie die Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m, vergl. Abb. 63) ist auch die n-Hexan-Tankflamme relativ turbulent (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m, Abb. 61). Wie anhand der Methanol-Tankflamme diskutiert, repräsentieren die mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ hier einen Mittelwert zwischen den Aufstiegsgeschwindigkeiten im Bereich der thermischen Grenzschicht und denen der Hot-

Spots im Flammeninneren. Das Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeit $\overline{u}_x(x,y)$ ist in Abb. 66 dargestellt.

Es stehen in diesem Fall 1096 Felder, entsprechend einer Mittelungszeit von 1.2 s, für die Mittelwertberechnung zur Verfügung. Dies führt zu einer größeren Symmetrie des Feldes der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$.

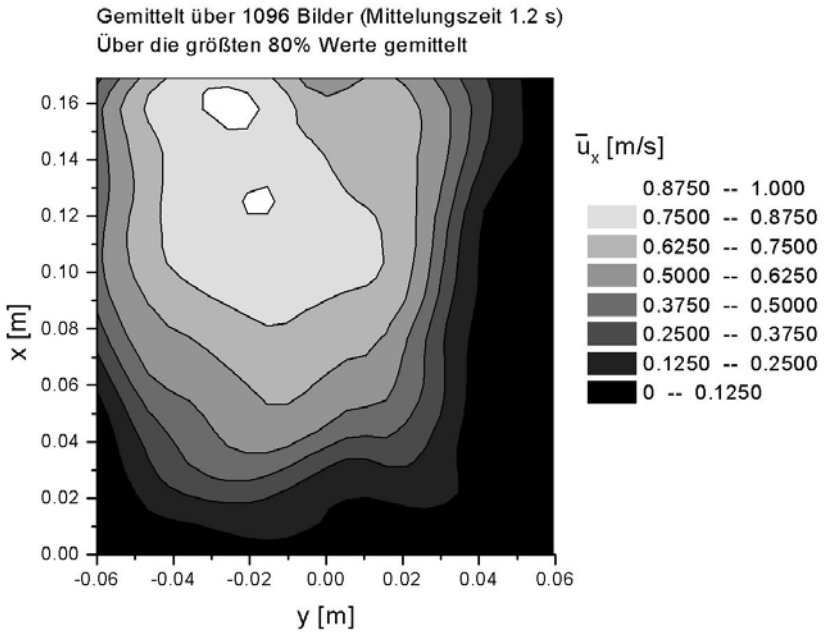



*Abb. 66: Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ der Flammengase (n-Hexan, d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m). Es werden die 80% größten Werte der Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ zur Mittelung herangezogen.*

Die maximale Aufstiegsgeschwindigkeit $\overline{u}_{x,max}$ entspricht der der Methanol-Tankflamme mit d = 10 cm und 0 < x 0.19 m und beträgt $\overline{u}_{x,max}$ = 1.0 m/s.

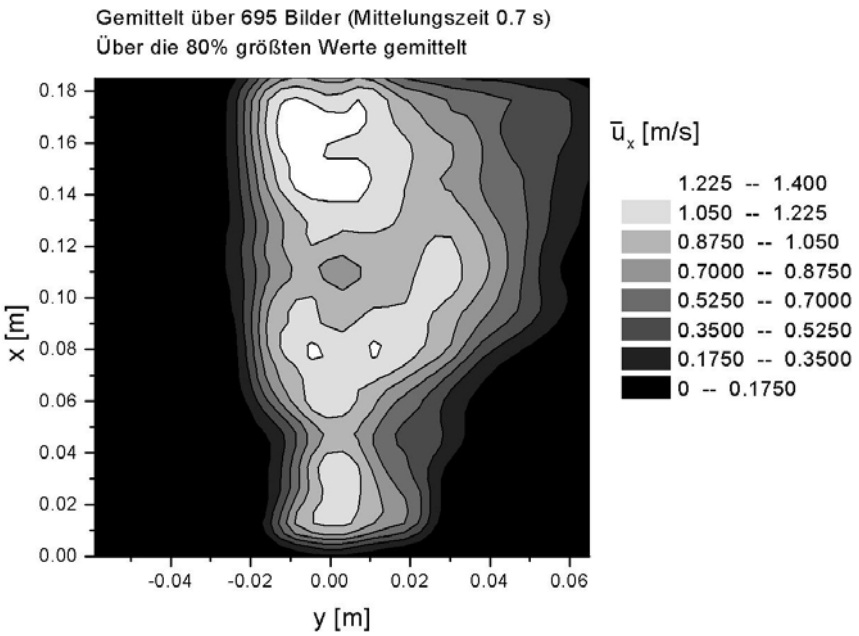



*Abb. 67: Feld der mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ der Flammengase (n-Hexan, d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m. Es werden die 80% größten Werte der Geschwindigkeiten $u_x(x,y,t)$ zur Mittelung herangezogen*

#### 6.3.2.4. n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 0.19 m)

In Abb. 67 sind die Felder mittlerer Aufstiegsgeschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ einer n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 19 cm) dargestellt.

In Abb. 62a sind zwei transiente Interferenzstreifenmuster zu den Zeitpunkten $t_1$ und $t_2 = t_1 + 1$ ms abgebildet. Es handelt sich um eine rotationssymmetrische, laminar strömende Flamme, allerdings ist die Flammenachse mit zunehmendem x in +y-Richtung versetzt. Etwa bei x = 0.08 m ist eine Pilzstruktur (vergl. Abschnitt 6.1.7) erkennbar. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Flamme können die Geschwindigkeiten $\overline{u}_x(x,y)$ als die Aufstiegsgeschwindigkeiten in der im Bereich der thermischen Grenzschicht der Flamme (vergl. Abschnitt

6.2.1) gedeutet werden. Es wird eine Mittelung über 695 Felder, entsprechend einer Mittelungszeit vom 0.7 s, vorgenommen.

Die maximale Aufstiegsgeschwindigkeit $\overline{u}_{x,max}$ ist größer als bei der n-Hexan-Tankflamme mit d = 10 cm (Abb. 66) und beträgt $\overline{u}_{x,max} \approx 1.4$ m/s. Schönbucher et al. [11] finden für eine n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm) und den Höhenbereich 0.1 < x < 0.2 m eine Aufstiegsgeschwindigkeit der Flammenballen von ca. 1.0-1.5 m/s und der Flammengase von etwa 2.0-2.5 m/s. Diese Geschwindigkeiten stimmen also relativ gut mit den aus transienten Interferenzstreifenmustern gemessenen Geschwindigkeiten überein.

Das Geschwindigkeitsfeld $\overline{u}_x(x,y)$ (Abb. 67) ist inhomogener mit einer deutlich größeren Abweichung einzelner Regionen vom Mittelwert als bei den Flammen größeren Durchmessers. Die im Vergleich zur n-Hexan-Tankflamme mit d = 10 cm größeren maximalen Geschwindigkeiten $\overline{u}_{x,max}$ lassen sich mit der geringeren mittleren Flammenlänge H der n-Hexan-Tankflamme mit d = 5 cm erklären. (vergl. Abschnitt 6.3.2.2). Die kleinere mittlere Flammenlänge bedeutet, dass im gleichen Höhenabschnitt, im Vergleich zur n-Hexan-Tankflamme mit d = 10 cm, die Verbrennung vollständiger ist und demnach die Flammengase aufgrund der freigesetzten Reaktionsenthalpie eine größere Beschleunigung erfahren haben. Dies äußert sich in einer größeren maximalen Aufstiegsgeschwindigkeit $\overline{u}_{x,max}$.

## 6.4. Berechnung von turbulenten Längenmaßen aus transienten Feldern der Wirbelstärke $\Gamma$

Turbulente Prozesse spielen sich auf verschiedenen Längenskalen ab. Die größten Längenskalen entsprechen hierbei den Abmessungen des betrachteten Systems (integrales Längenmaß $l_0$), während das kleinste Längenmaß (Kolmogorovlänge $l_K$) dem Durchmesser der kleinsten Wirbel des Systems entspricht. Die Kenntnis der turbulenten Längen- (und auch Zeit-) Skalen ist z.B. wichtig für die direkte numerische Simulation von Tankflammen.

Wie in Abschnitt 5.5.1 beschrieben, werden nach Gl. (9) aus den transienten Geschwindigkeitsfeldern $\vec{u}_I(x,y,t)$ der Musterverschiebung (vergl. Abschnitt 6.3.1) transiente Felder der Wirbelstärke $\Gamma(x,y,t)$ berechnet. Die Wirbelstärke (Zirkulation) $\Gamma$ ist eine wichtige Kenngröße zur Beschreibung eines (turbulenten) Strömungsfeldes.

Diese transienten Wirbelstärkefelder zeigen größere, zusammenhängende Bereiche (Regionen) erhöhter positiver und negativer Werte von $\Gamma$. Positive $\Gamma$ bedeuten eine Drehung nach links und negative $\Gamma$ eine Rechtsdrehung. In Abb. 68a-c sind transiente Wirbelstärkefelder der Methanol- und n-Hexan-Tankflammen aus Abschnitt 6.3.1 für die jeweils gleichen Zeitpunkte dargestellt, d.h. ein Wirbelstärkefeld $\Gamma(x,y,t)$ wird aus dem jeweils entsprechenden transienten Geschwindigkeitsfeld $\vec{u}_I(x,y,t)$ aus Abschnitt 6.3.1 berechnet.

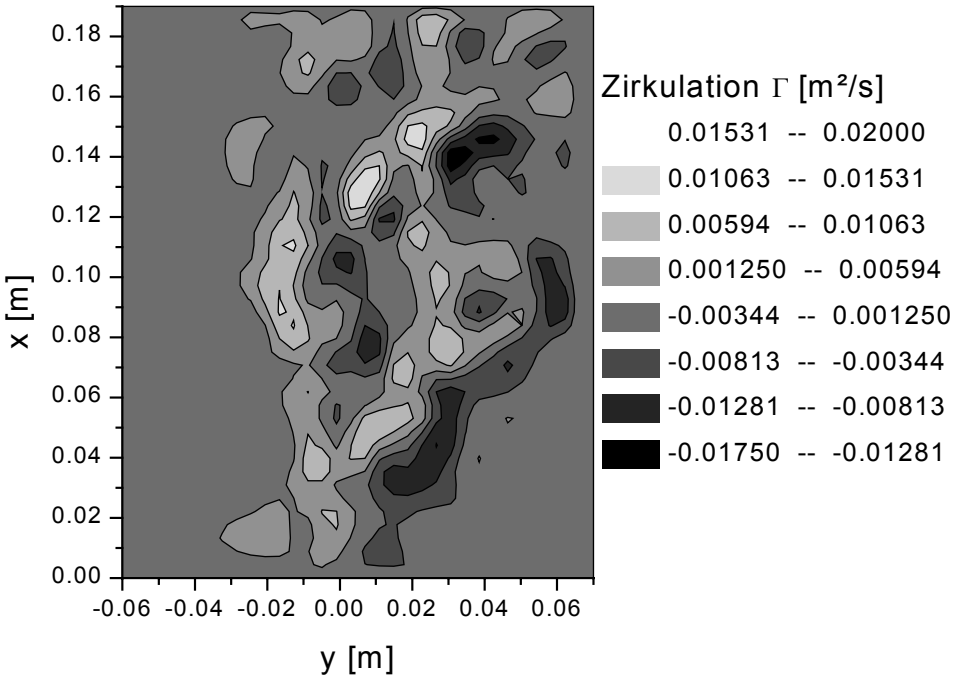



*Abb. 68a: Transientes Feld der Wirbelstärke (Zirkulation) $\Gamma(x,y,t)$ einer n-Hexan-Tankflamme ($d = 5$ cm, $0 < x < 0.18$ m)*

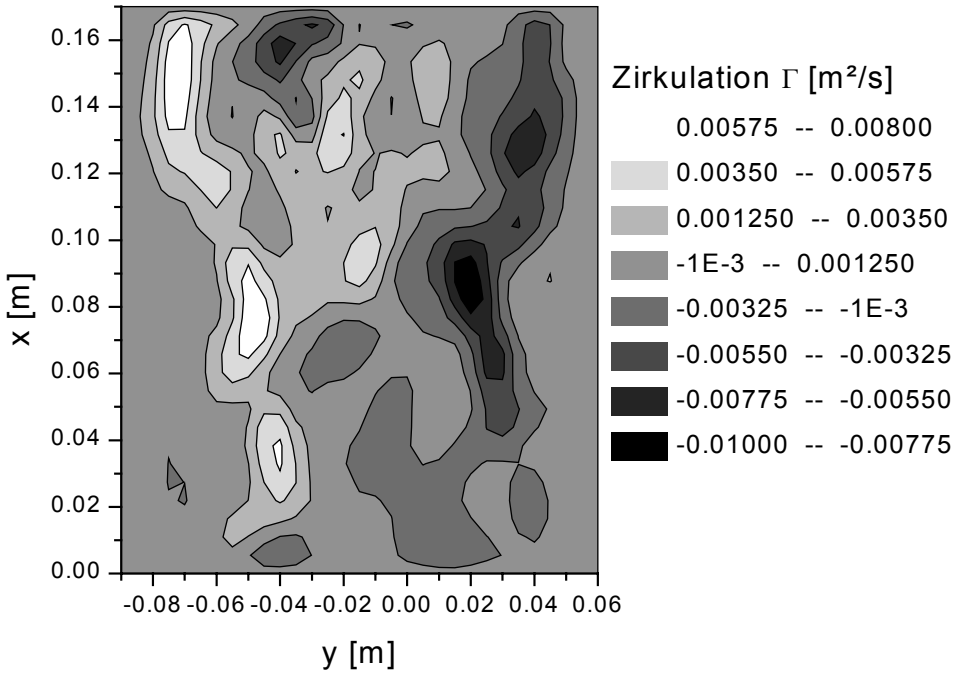



*Abb. 68b: Transientes Feld der Wirbelstärke (Zirkulation) $\Gamma(x,y,t)$ einer n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m)*

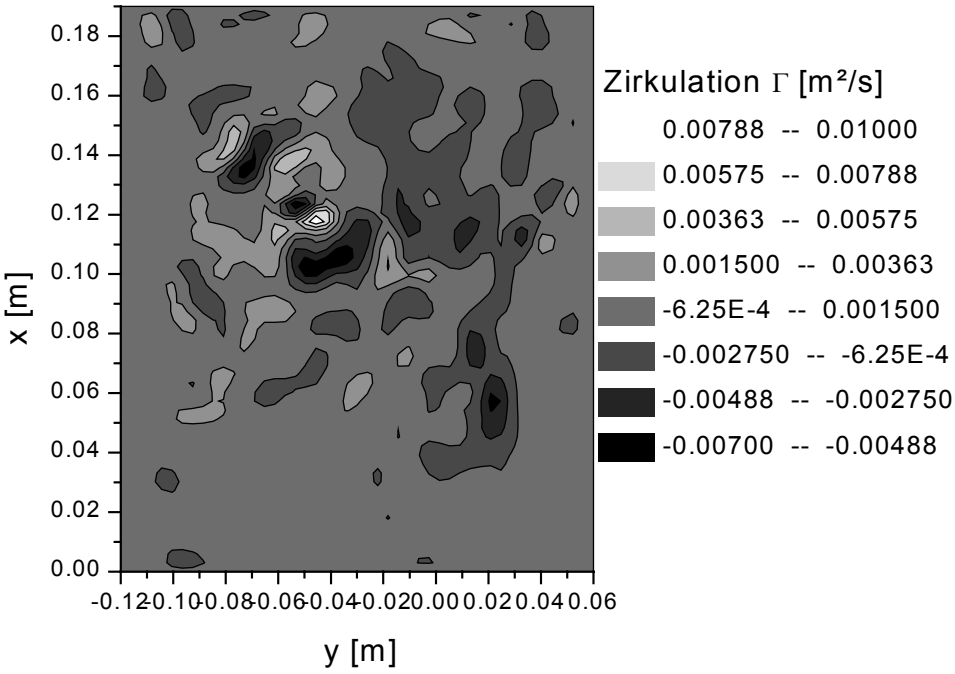



*Abb. 68c: Transientes Feld der Wirbelstärke (Zirkulation) $\Gamma(x,y,t)$ einer Methanol-Tankflamme ($d = 10$ cm, $0 < x < 0.19$ m)*

Deutlich lassen sich in den Wirbelstärkefeldern Regionen erhöhter positiver oder negativer Werte der Wirbelstärke $\Gamma$ erkennen.

Bei den n-Hexan-Tankflammen (Abb. 68a,b) ist im Bereich der thermischen Grenzschicht die Wechselwirkung der aufsteigenden Flammengase mit der ruhenden Umgebungsatmosphäre erkennbar. Diese Wechselwirkung äußert sich in $+\Gamma$-Werten im –y- (Linksdrehung) und $-\Gamma$-Werten im +y-Bereich (Rechtsdrehung), welche durch die Scherung der aufsteigenden Flammengase hervorgerufen werden.

Aus der höhenabhängigen Häufigkeitsverteilung von Dichteballenbreiten wird auf die turbulenten Längenmaße geschlossen (vergl. Abschnitt 4.2). Analog hierzu wird im folgenden untersucht, ob aus den Häufigkeitsverteilungen der Abmessungen der Regionen erhöhter Wirbelstärke $|\Gamma|$, d.h. aus den transienten Wirbelstärkefeldern

$\Gamma(x,y,t)$ ebenfalls auf die turbulenten Längenmaße geschlossen werden kann.

In Abschnitt 6.2 wird zwar gezeigt, dass aus den transienten Geschwindigkeitsfeldern der Musterverschiebung $\vec{u}_l(x,y,t)$ nur bedingt auf die zugehörige Strömungsgeschwindigkeit $\vec{u}_S(x,y,t)$, insbesondere in horizontaler Richtung, geschlossen werden kann. Umgekehrt beeinflussen aber die mit der Strömung transportierten Änderungen der effektiv durchstrahlten Weglänge $L_{eff}$ und der Temperaturverteilung im Inneren der Flamme das Interferenzstreifenmuster und rufen eine Musterverschiebung hervor. Die (lokale) zeitliche Änderung dieser Verschiebungsvektoren äußert sich dann in erhöhten Werten der Wirbelstärke $|\Gamma|$.

Es werden zunächst transiente Felder der Musterverschiebung $\vec{u}_l(x,y,t)$ und hieraus die transienten Wirbelstärkefelder $\Gamma(x,y,t)$ berechnet. Die Wirbelstärkefelder $\Gamma(x,y,t)$ werden mit z.B. 256 Graustufen dargestellt. Durch einen geeignet gewählten unteren und oberen Schwellwert $g_{s,min}$ und $g_{s,max}$ kann die geometrische Ausdehnung der Regionen erhöhter Wirbelstärke $|\Gamma|$ definiert werden als Fläche zusammenhängender Bildpunkte g(x,y), für die gilt:

$$\begin{aligned} & g(x,y) < g_{s,min} \\ \vee\ & g(x,y) > g_{s,max} \end{aligned} \tag{41}$$

Die Regionen erhöhter Wirbelstärke $|\Gamma|$ können in den Grauwertdarstellungen als Flächen mit dem logischen Status 1 (Vordergrund, Grauwert 255) vor dem Hintergrund mit dem logischen Status 0 (Grauwert 0) dargestellt werden können. Mit Hilfe einer Regionenanalyse („Blob Analysis“) (vergl. Abschnitt 5.4.7) können die Flächen mit z.B. dem logischen Status 1 gefunden und es können deren geometrische Größen wie z.B. die Regionenbreite bestimmt werden. Die berechneten Regionenbreiten werden mit der zugehörigen Höhe

x gespeichert. Die Schwellwerte $g_{s,min}$ bzw. $g_{s,max}$ werden manuell bestimmt. Hierfür werden die deutlich abgegrenzten Regionen in mehreren transienten Wirbelstärkefeldern untersucht und die Graustufen ermittelt, bei denen jeweils die äußere Grenze einer Region festgestellt wird.

Die gemessenen Breiten der Regionen erhöhter Wirbelstärke werden nach der Höhe x in Klassen, z.B. der Breite $\Delta x = 2$ cm, eingeteilt und es werden Häufigkeitsverteilungen der Regionenbreiten für jede Klasse berechnet. Die Maxima dieser z.T. bimodalen Normal-Verteilungen werden als die turbulenten Mikro- und Makrolängenmaße definiert.

Auf die oben beschriebene Weise werden Häufigkeitsverteilungen der Breiten der Regionen in Abhängigkeit von der Höhe x über dem Tankrand über alle zuvor berechneten transienten Wirbelstärkefelder $\Gamma(x,y,t)$ bestimmt. Diese Häufigkeitsverteilungen sind Abb. 69a-c dargestellt.

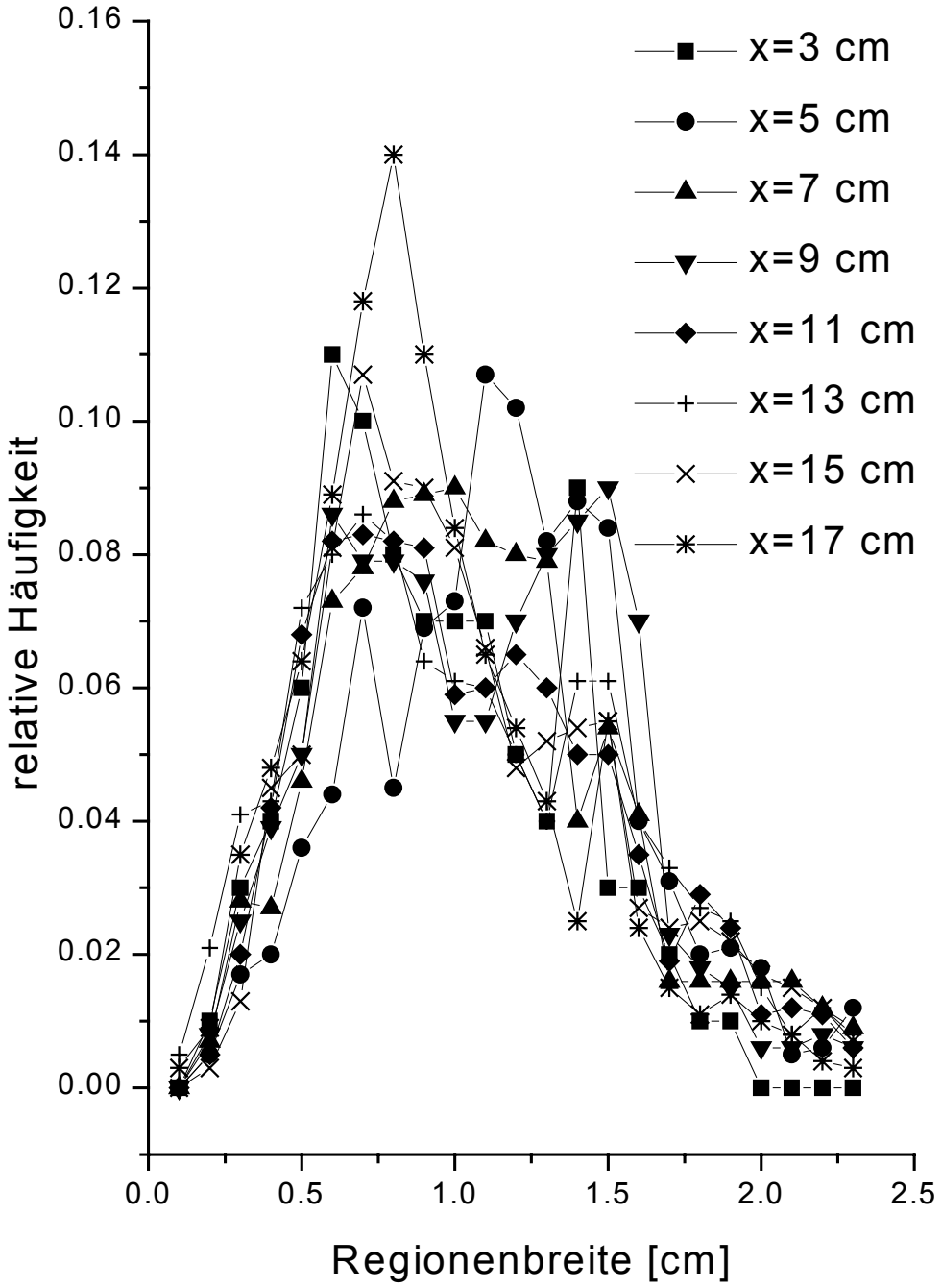



*Abb. 69a: Häufigkeitsverteilung der Breiten der Regionen erhöhter Wirbelstärke $|\Gamma|$ einer n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, 0 < x < 0.18 m) in Abhängigkeit von der Höhe x über dem Tankrand, berechnet aus 695 transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$*

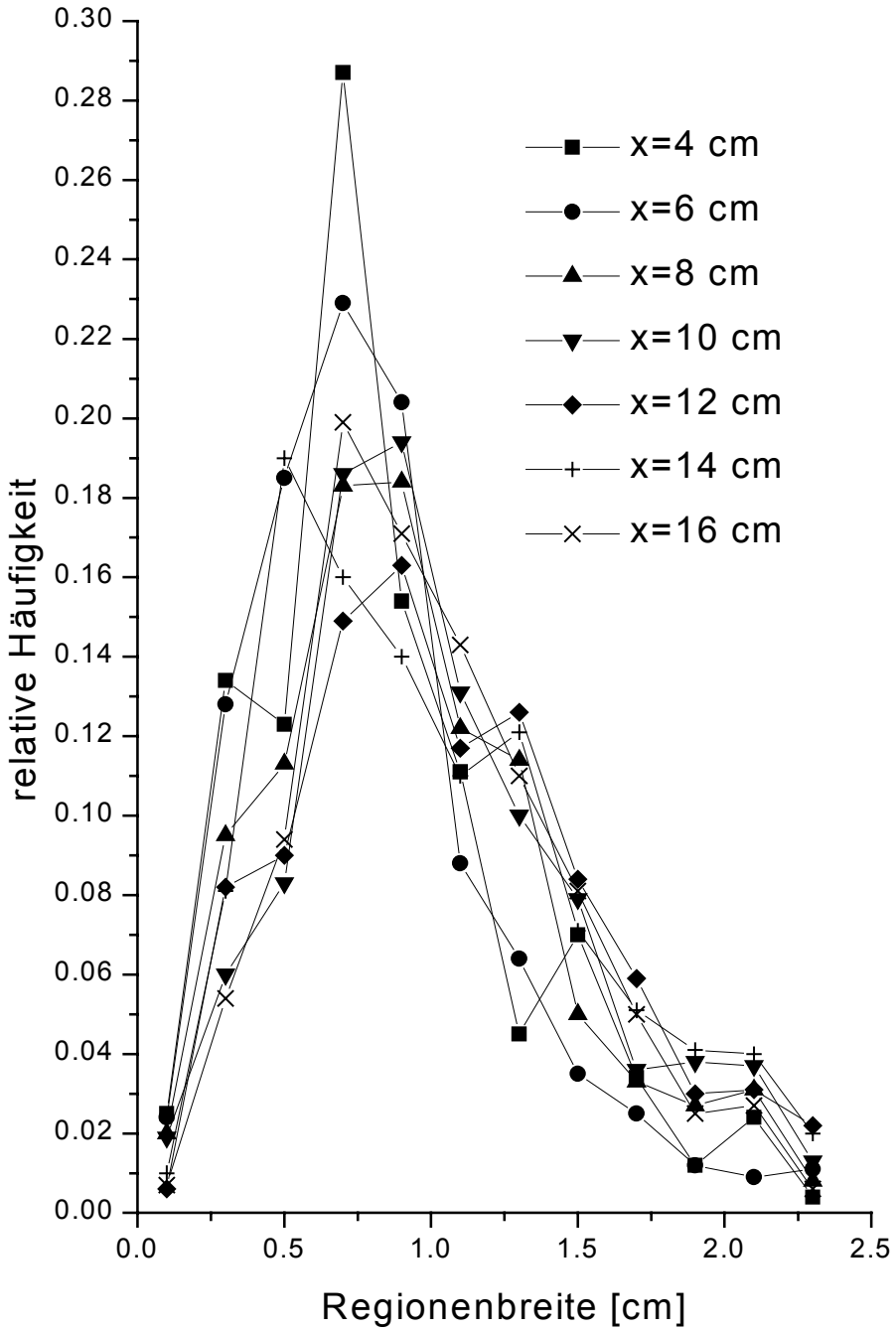



*Abb. 69b: Häufigkeitsverteilung der Breiten der Regionen erhöhter Wirbelstärke $|\Gamma|$ einer n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.17 m) in Abhängigkeit von der Höhe x über dem Tankrand, berechnet aus 1096 transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$*

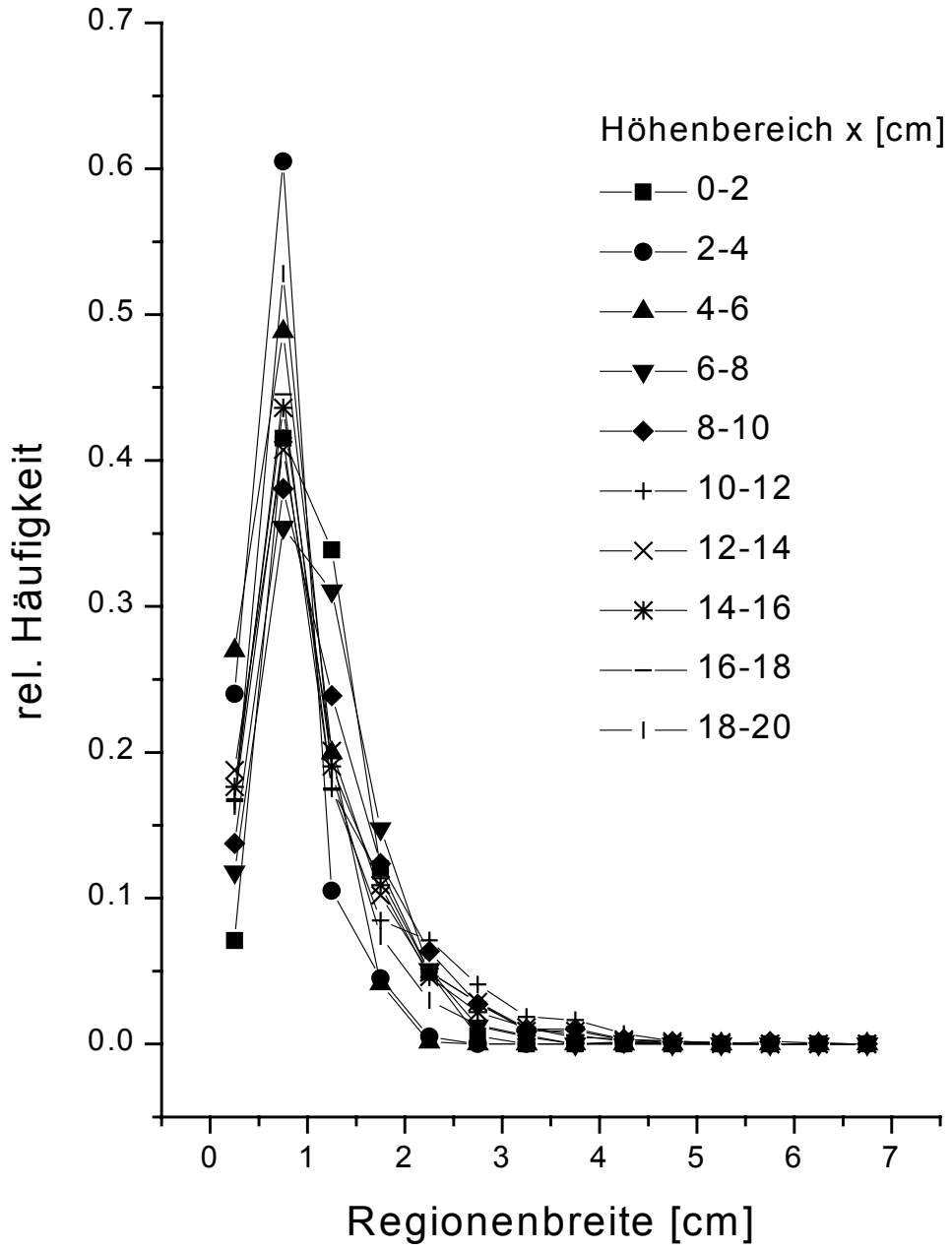



*Abb. 69c: Häufigkeitsverteilung der Breiten der Regionen erhöhter Wirbelstärke $|\Gamma|$ einer Methanol-Tankflamme (d = 10 cm, 0 < x < 0.19 m) in Abhängigkeit von der Höhe x über dem Tankrand, berechnet aus 792 transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$*

Es zeigt sich, dass für die n-Hexan-Tankflammen (Abb. 69a,b), wie bei den Häufigkeitsverteilungen der Dichteballenbreiten (vergl. Ab-

schnitt 4.2), in den untersuchten Höhenbereichen eine bimodale Verteilung der Wirbelelemente vorliegt. Wird eine Normalverteilung angenommen, so können die höhenabhängigen Maxima der Verteilung der Regionenbreiten bestimmt werden. Der erste Maximalwert der Verteilung wird als Mikrolänge $l_z$ und das zweite Maximum als Makrolänge $L_z$ definiert.

Bei der n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm, Abb. 69a) wird für jeden Höhenbereich x ($0.03 \leq x \leq 0.17$ m) eine bimodale Verteilung gefunden. Die so berechneten Mikro- und Makrolängenmaße finden sich in Tabelle 14.

Bei der n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm, Abb. 69b) werden bis auf den Höhenbereich x = 0.06 m ebenfalls im gesamten untersuchten Höhenbereich $0.04 \leq x \leq 0.16$ m bimodale Verteilungen der Regionenbreiten gefunden. Die zugehörigen Mikro- und Makrolängenmaße sind Tabelle 15 zu entnehmen. Die für d = 10 cm erhaltenen Mikro- und Makrolängenmaße sind geringfügig größer als die für d = 5 cm berechneten (Abb. 70), insgesamt ergeben sich aber keine wesentlichen Unterschiede.

Bei der Methanol-Tankflamme (Abb. 69c) ergibt sich eine vollkommen andere Verteilung mit einem in allen untersuchten Höhenbereichen sehr engen Maximum bei einer Regionenbreite im Bereich von 0.8 bis 1 cm.

*Tabelle 14: Aus den transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$ berechnete, turbulente Makro- und Mikrolängenskalen einer n-Hexan-Tankflamme (d = 5 cm)*

| Höhe x [cm] | Mikrolänge $l_z$ [mm] | Makrolänge $L_z$ [mm] |
|---|---|---|
| 3 | 5.5 | 12.5 |
| 5 | 6.3 | 13 |
| 7 | 7.6 | 15 |
| 9 | 6.0 | 14 |
| 11 | 6.5 | 13.8 |
| 13 | 6.8 | 15 |
| 15 | 6.9 | 15 |
| 17 | 7.6 | 16.7 |

*Tabelle 15: Aus den transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$ berechnete, turbulente Makro- und Mikrolängenskalen einer n-Hexan-Tankflamme (d = 10 cm)*

| Höhe x [cm] | Mikrolänge $l_z$ [mm] | Makrolänge $L_z$ [mm] |
|---|---|---|
| 4 | 7 | 13.5 |
| 6 | 8.1 | - |
| 8 | 7 | 15 |
| 10 | 7.6 | 16.4 |
| 12 | 6.9 | 15.5 |
| 14 | 7 | 15.5 |
| 16 | 7.2 | 15.6 |

Für die n-Hexan-Tankflamme liegen die Mikrolängen in einem Wertebereich um $l_z$ = 7.5 mm und die Makrolängen bei $L_z$ = 12 - 16 mm (Abb. 70a, Tabelle 14, Tabelle 15). In allen Höhen x bis auf den Bereich 7 cm sind die turbulenten Längenskalen der Tankflamme mit d = 10 cm größer als die der Tankflamme d = 5 cm. Die Makromaße $L_z$ (Abb. 70b) streben einem Maximum zu und fallen mit zunehmendem x wieder ab. Dies deutet darauf hin, dass im unteren Bereich

vermehrt große Wirbel gebildet werden. Mit zunehmender Höhe x dissipieren die Makrowirbel, und es werden aufgrund der abnehmenden Längsgeschwindigkeit (siehe Kapitel 6.3.1) immer weniger Makrowirbel gebildet, welches die Abnahme der Makromaße erklärt. Bei den Mikromaßen (Abb. 70a) ist eine ähnliche Tendenz zu beobachten. Sie steigen im unteren Teil der Flamme, durchlaufen in einer Höhe x = 7 cm ($l_z$ = 7.6 mm für d = 10 cm) bzw. x = 6 cm ($l_z$ = 8.1 mm für d = 5 cm) ein Maximum und fallen in zunehmender Höhe ab. Die Mikrolängen der Tankflamme (d = 5 cm) steigen nach einem Minimum bei x = 9 cm von $l_z$ = 6 mm kontinuierlich bis zum Ende des Beobachtungsbereiches. Bei der Tankflamme (d = 10 cm) ist nach einem Minimum von $l_z$ = 7 mm in einer Höhe x = 8 cm ein weiteres Maximum ($l_z$ = 7,6 mm) bei einer Höhe x = 10 cm zu beobachten.
Aufgrund der wertemäßigen Ähnlichkeit zu den Mikrolängen der bimodalen Verteilungen wird bei der Methanol-Tankflamme das Maximum der unimodalen Verteilung als Mikrolängenmaß $l_z$ gedeutet. Die Mikrolängenmaße $l_z$ für die Methanol-Tankflamme (d = 10 cm) liegen zwischen 8 und 10 mm und sind Tabelle 16 und Abb. 70a zu entnehmen.

*Tabelle 16: Aus den transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$ berechnete, turbulente Makro- und Mikrolängenskalen einer Methanol-Tankflamme (d = 10 cm)*

| Höhe x [cm] | Mikrolänge $l_z$ [mm] |
|---|---|
| 1 | 9.7 |
| 3 | 8.3 |
| 5 | 8.0 |
| 7 | 9.3 |
| 11 | 8.5 |
| 13 | 8.6 |
| 15 | 7.5 |
| 17 | 7.3 |
| 20 | 7.1 |

Die aus den transienten Wirbelstärkefeldern $\Gamma(x,y,t)$ berechneten Mikro- und Makrolängenmaße $l_z$ bzw. $L_z$ liegen im Wertebereich der turbulenten Längenskalen, welche mit verschiedenen Methoden ermittelt wurden wie z.B. aus den Leistungsdichtespektren von Strahldichteschwankungen [21] bzw. Druckschwankungen [20] oder den Häufigkeitsverteilungen von Dichteballenbreiten [19] (Abb. 70).

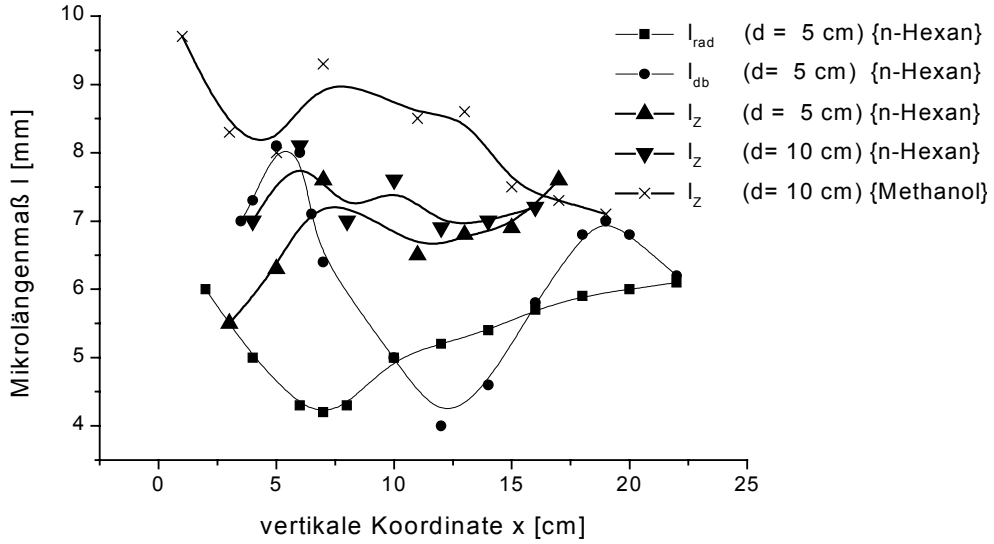



*Abb. 70a: Turbulente Mikrolängenmaße in Tankflammen verschiedener Brennstoffe und Durchmesser*

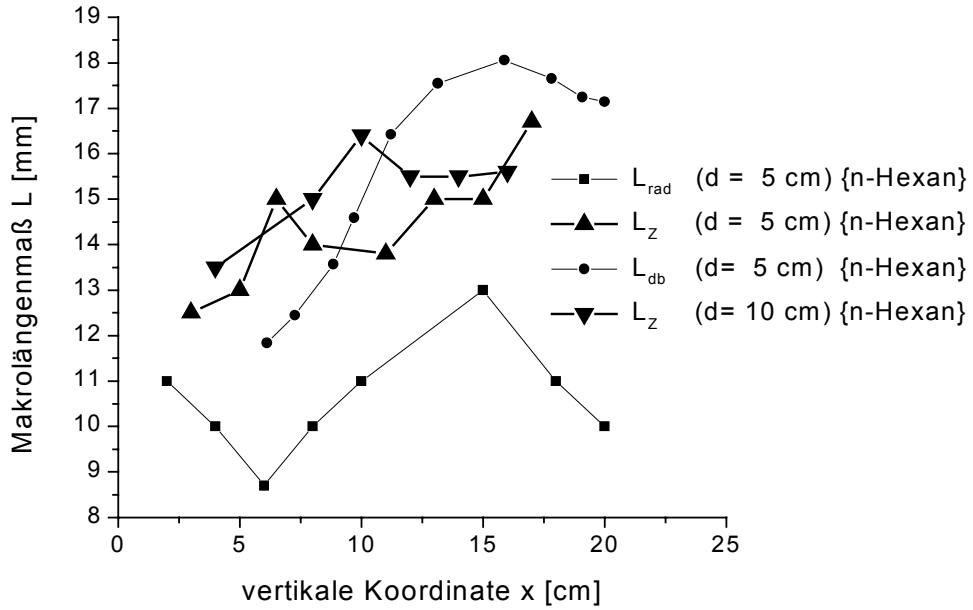



*Abb. 70b: Turbulente Makrolängenmaße in Tankflammen verschiedener Brennstoffe und Durchmesser*

Eine relativ gute Übereinstimmung ergibt sich zwischen den Mikrolängenskalen aus den Häufigkeitsverteilungen der Dichteballenab-

messungen $l_{db}$ (d = 5 cm) und den aus den transienten Wirbelstärkefeldern berechneten Mikrolängen $l_Z$ (d = 5 cm) (Abb. 70a) für den Brennstoff n-Hexan. Insbesondere besitzen die Skalen $l_{db}$ und $l_Z$ ein Maximum bei $x \approx 5$ cm ($l_{db}$) bzw. $x \approx 6$ cm ($l_Z$) und ein Minimum in ungefähr derselben Höhe $x \approx 12.5$ cm. Bei den für die Methanol-Tankflamme bestimmten Mikrolängenmaße $l_Z$ ist die aufgrund der dissipativen Effekte mit zunehmender Höhe x zu erwartende Verringerung der turbulenten Längenmaße zu beobachten.

Die Makrolängen $L_{rad}$ aus Strahldichteschwankungen stimmen etwa mit den Makrolängen $L_z$ aus den Wirbelstärkefelder (n-Hexan) überein (Abb. 70). Insbesondere die Übereinstimmung zwischen $L_z$ (n-Hexan) und den Makrolängen aus den Dichteballenbreiten $L_{db}$ ist relativ gut.

Für die Methanol-Tankflamme lässt sich aus den (unimodalen) Häufigkeitsverteilungen nur ein Längenmaß bestimmen, welches als Mikrolängenmaß interpretiert wird. Für diese Zuordnung spricht die wertemäßige Nähe des Maximums der unimodalen Verteilung zu den berechneten Mikrolängenmaßen der n-Hexan-Tankflammen. Allerdings wäre zu erwarten, dass die Mikrolängenmaße $l_z$ der Methanol-Tankflamme aufgrund deren höherer Flammentemperatur und der damit verbundenen größeren Viskosität und größeren Dissipation kleiner sein sollten als die der n-Hexan-Tankflammen. Insofern könnten die Längenmaße ggf. auch als verhältnismäßig kleine Makrolängenmaße $l_z$ interpretiert werden.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die vorgestellte Methode zur Berechnung turbulenter Längenmaße aus transienten Wirbelstärkefeldern zu Ergebnisse führt, welche mit denen anderer, auch klassischer Meßmethoden wie der Bestimmung aus Druckschwankungen, vergleichbar sind. Hieraus lässt sich schließen, dass

die Wirbelstärkefelder Aussagen über die Strömungsstruktur erlauben. Da die transienten Wirbelstärkefelder $\Gamma(x,y,t)$ aus den transienten Feldern der Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferenzstreifenmusters berechnet werden, kann gefolgert werden, dass die transienten Felder der Verschiebungsgeschwindigkeit $\vec{u}_I(x,y,t)$ des Interferenzstreifenmusters in gewissem Maße Aussagen über das Strömungsverhalten der Flamme zulassen. Die Strömung beeinflusst das Interferenzstreifenmuster offenbar in charakteristischer Weise. Es kann zwar nicht aus einer Bewegung von Interferenzstreifen auf die Bewegung der Strukturelemente der Flamme, d.h. z.B. der Wirbel bzw. der Hot-Spots, geschlossen werden kann. Umgekehrt ist es aber offenbar so, dass die Interferenzstreifenmuster und deren zeitlicher Verlauf das zugrundeliegende Strömungsmuster (teilweise) wiedergeben.

# 7. Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Simulation der über den Lichtstrahl integrierten Interferenzstreifenmustern (bei *einer* Durchstrahlungsrichtung, 2D-Interferometrie) zur Modellierung der Entstehung und Dynamik typischer Strukturelemente in Tankflammen behandelt.

Bei diesen Simulationen hat sich letztlich gezeigt, dass die Grenzen der hier durchgeführten (holografischen) *Durchlicht*-Interferometrie hauptsächlich infolge der Einschränkungen aufgrund der Integration in nur einer Durchstrahlungsrichtung bestimmt werden.

So wird die qualitative Auswertung der transienten Interferenzstreifenmuster dadurch erschwert, dass keine eindeutige Identifikation dreidimensionaler Strukturelemente in der Flamme möglich ist.

Eine quantitative Auswertung, z.B. die Berechnung von Temperaturprofilen mit Hilfe der Abel-Inversion ist aufgrund der großen Empfindlichkeit ebenfalls schwierig und ist nur für streng rotationssymmetrische Flammenkörper zulässig.

Eine grundlegende Verbesserung der Aussagekraft ist z.B. von einer (tomografischen) 3D-Interferometrie zu erwarten. Bei dieser Methode wird die Flamme simultan in mehreren, z.B. vier, Richtungen durchstrahlt. Aus den für die verschiedenen Durchstrahlungsrichtungen gemessenen Interferenzstreifenmustern kann mit Hilfe geeigneter Algorithmen das dreidimensionale, transiente Brechzahlfeld $n_m(x,y,z,t)$ der Flamme berechnet werden. Bei konstanter spezifi-

scher Refraktion $N_m$ des Flammengasgemisches lässt sich somit aus dem (unsymmetrischen) Brechzahlfeld $n_m(x,y,z,t)$ das dreidimensionale Temperaturfeld T(x,y,z,t) eindeutig berechnen.

Es würde so erstmals möglich, zu einem beliebigen Zeitpunkt t das *gesamte, transiente* Temperaturfeld T(x,y,z,t) von Flammen zu erfassen und dessen zeitliche Evolution zu verfolgen. So könnten direkt und störungsfrei mit sehr guter zeitlicher und räumlicher Auflösung z.B. Wechselwirkungsvorgänge (von Wirbeln) in der Flamme beobachtet werden.

Wird dieser tomografische Aufbau mit einer Zweiwellenlängen-Interferometrie kombiniert, so erschließt sich auch der Bereich des Flammenhalses einer quantitativen Messung, in dem die Gasgemischzusammensetzung, insbesondere der Brennstoffanteil, einen merklichen Einfluss auf das Interferenzstreifenmuster besitzt. Es ist z.B. auch möglich, den Ablauf der Entrainmentvorgänge, insbesondere die Ausbildung von Ringwirbeln am Tankrand, direkt zu beobachten und die *transienten, dreidimensionalen* Temperatur- und Konzentrationsfelder sowie deren zeitliche Evolution insbes. mit einer sehr guten zeitlichen Auflösung zu messen.

Die so erzielbaren Messdaten liefern substantielle Beiträge zu einer grundlegenden Beschreibung der Fluiddynamik von Diffusionsflammen, wie z.B. Tankflammen.

# 8. Literatur


[1] Mudan,K.S., Croce,P.A., *Fire hazard calculations for large hydrocarbon fires*, SFPE I handbook of fire protection engineering, National fire protection association, Quincy, Ma 02269, 4. Auflage (1993)

[2] Winder,Ch., Tottszer,A, Navratil,J., Tandon,R., Journal of hazardous materials, 31 (1992), 119-134

[3] Staus,S., Schönbucher,A., in: Scientific computing in chemical engineering II, Keil,F., Mackens,W., Voss,H., Werther,J. (Eds.), Springer-Verlag, Berlin (1999), 417-424

[4] Renad,P.H., Rolon,J.C., Thevenon,D., Candel,S., Combust. Flame 117 (1999), 189-205

[5] Kuhr,C., Opitz,D., Müller,R.H.G., Schönbucher,A., Proc. 5. Conference on Anlagen-, Arbeits- und Umweltsicherheit, 9./10. November 2000, Köthen, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 311-318

[6] Bouhafid,A., Vantelon,J.P., Souil,J.M., Bossebouef, G., Rongere,F.X., Fire Safety Journal 15(1989), 367-

[7] Venkatesh,S., Ito,A., Saito,K., 26.Symp. (Int.) Combust., Combustion Institute, Pittsburgh (1996), 1437-1443

[8] Müller,W., *Brutto-Reaktionsgeschwindigkeiten stabiler Moleküle und Stoffaustauschgrößen in nicht-isothermen und inhomogenen Tankflammen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1985)

[9] Gaydon,A.G., Wolfhard,H.G., *Flames, their Structure, Radiation and Temperature*, Chapman and Hall, London (1979)

[10] Albers,B.W., Agrawal,A.K., Comb.Flame 119 (1999), 84-94

[11] Arnold,B., Banhardt,V., Bieller,V., Kasper,H., Kaufmann,M., Lucas,R., Schiess,N., Schönbucher,A., 21th Symp. (Int.) Combustion (1986), S. 83-92

[12] Malalasekera,W.M.G, Versteeg,H.G., Gilchrist,K., Fire and Materials, 20 (1996), 261-271

[13] McCaffrey,B.J., *Purely Buoyant Diffusion Flames. Some Experimental Results*, Center for Fire Research, National Bureau of Standard, Report NBSIR 79-1910 (1979)

[14] Hayasaka,H., 4.Int.Symp. on Fire Safety Service, Elsevier, London (1994), 125-136

[15] Audoin,L., Kolb,G., Torero,J.L., Most,J.M., Fire Safety Journal, 24 (1995), 167-187

[16] Brehm,O., Opitz,D., Schönbucher,A., *Mono- und quasiperiodische Vorgänge in Poolflammen*, DECHEMA-Jahrestagungen, Wiesbaden(1998)

[17] Schieß,N., *Periodische Strukturen in auftriebsbehafteten Diffusionsflammen organischer Flüssigkeiten*, Dissertation, Universität Stuttgart (1986)

[18] Brehm,O., *Mono- und quasiperiodische Vorgänge in Poolflammen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg (1998)

[19] Banhardt,V., *Eigenschaften von Wirbelballen in Tankflammen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1982)

[20] Krattenmacher,D., *Quasiperiodik und Turbulenzmaße in Modelltankflammen organischer Flüssigkeiten*, Dissertation, Universität Stuttgart (1988)

[21] Kettler,A., *Strahlung und Turbulenz von n-Hexan- und Methanol-Tankflammen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1982)

[22] Opitz,D., Brehm,O., Schönbucher,A., *Turbulente Skalen in Poolflammen*, DECHEMA-Jahrestagungen, Wiesbaden (1998)

[23] Kaufmann,M., *Dimensionslose Kenngrößen und Grenzschichtschwingungen bei auftriebsbestimmten Diffusionsflammen und nicht-reagierenden Strömungen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1990)

[24] Poynton,Ch., *A technical introduction to digital video*, John Wiley & Sons, NY (1996)

[25] Jähne,B., *Digitale Bildverarbeitung*, 4. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1997)

[26] Klas,J., *Digitale Bildverarbeitung*, 1.Auflage, Moreno-Verlag, Buchloe (1996)

[27] Opitz,D., Müller,R.H.G., Schönbucher,A., *Geschwindigkeits- und Wirbelstärkefelder in Tankflammen*, DECHEMA-Jahrestagungen, Wiesbaden (1999)

[28] Opitz,D., Müller,R.H.G., Schönbucher,A., Chem.-Ing.-Tech 72 (2000), 373-376.

[29] Opitz,D., Leitzke,A., Müller,R.H.G., Schönbucher,A., *Instantaneous fields of flow velocity and vorticity of pool fires calculated from transient interference fringe patterns with FPC-method*, International Meeting of Chemical Engineering, Enviromental Protection and Biotechnology, Frankfurt, Germany (2000)

[30] Weckman,E.J., Strong,A.B., Combust. Flame 105 (1996), 245-266

[31] Zhou,X.C., Gore,J.P., Baum,H.R., 26.Symp. (Int.) Combust. (1996), 1453/1459

[32] Gupta,A.K., J. Applied Fire Science, 2 (1992-93),269-298

[33] Hauf,W., Grigull,U., Mayinger,F., Optische Meßverfahren in der Wärme- und Stoffübertragung; Springer-Verlag, Berlin (1991)

[34] Fang.H., Juncar,P., Rev. Sci. Instrum., 70 (1999),3160-3166

[35] Lucas,R., *Holografische Synchroninterferometrie zur Untersuchung von Tankflammenfeldern und ihren kohärenten Strukturen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1981)

[36] Pulm,M., *Zum Einfluß der Makrokinetik auf die Dichtestrukturen in Poolflammen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1992)

[37] Bieler,V., *Dichtequellen und Dichtesenken als dissipative Strukturen in Diffusionsflammen organischer Flüssigkeiten*, Dissertation, Universität Stuttgart (1988)

[38] Brötz,W., Schönbucher,A., Lucas,R., Schieß,N., Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 87 (1983), 951-958

[39] Beck,M., *Statistische Untersuchungen des Stofftransports in Tankflammen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1978)

[40] Leitzke,A., *Turbulente Längen- und Zeitskalen aus Frequenzspektren und Wirbelstärkefeldern von n-Hexan-Tankflammen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg (1999)

[41] Riedel,D., *Lang- und Kurzzeitstrukturen in Tankflammen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1983)

[42] Brötz,W., Scheller,V., Kettler,A., Schönbucher,A., Combust. Flame 37 (1980), 1-24