

VALIDIERUNGSMESSUNGEN VON LES-FEINSTRUKTURMODELLEN FÜR TURBULENTE VORMISCHFLAMMEN MITHILFE DER KONDITIONIERTEN DOPPEL-LICHTSCHNITT-STEREO-PIV

VALIDATION OF SUBGRID-SCALE MODELS FOR LARGE-EDDY SIMULATIONS OF TURBULENT PREMIXED FLAMES BY DUAL-PLANE STEREO-PIV

Sebastian Pfadler¹, Johannes Kerl¹, Frank Beyrau¹, Alfred Leipertz¹,
Jörg Scheuerlein², Friedrich Dinkelacker²

¹ Lehrstuhl für Technische Thermodynamik, Universität Erlangen-Nürnberg

² Lehrstuhl für Thermodynamik und Verbrennung, Universität Siegen

3D-PIV, Geschwindigkeitsgradient, turbulente Vormischflammen, LES, Skalarer Fluss

3D-PIV, velocity gradient, turbulent premixed flames, LES, scalar flux

Zusammenfassung

Numerische Berechnungsansätze turbulenter Flammen basieren auf Modellannahmen. Insbesondere für die Large-Eddy-Simulation sind bisher wenig experimentelle Validierungen von Feinstrukturmodellen (Subgrid scale models, SGS models) bekannt. In dieser Arbeit wird eine Messtechnik vorgestellt, die erstmalig direkte aufgelöste Messungen des skalaren SGS-Flusstems in turbulenten Vormischflammen im direkten Vergleich zu Modelltermen ermöglicht. Der Messansatz basiert auf einer Doppellichtschnitt-Anordnung von zwei Stereo-PIV-Systemen. Zum einen ist eine hohe räumliche Auflösung nötig, um aufgelöste Feinstrukturdaten mit räumlich gefilterten Modelltermen zu vergleichen. Erreicht wird eine Vektorauflösung von 118 μm . Zum anderen tritt in üblichen Modellierungsansätzen der gefilterte Deformationstensor auf, der aus den räumlich gefilterten dreidimensionalen Geschwindigkeitsgradienten besteht. Dieser kann mit der Doppellichtschnitt-Stereo-PIV-Technik ermittelt werden. Für turbulente Vormischflammen sind zur Modellvalidierung zudem dichtegewichtete Daten erforderlich. Da solche Flammen aufgrund sehr dünner Flammenfronten ein näherungsweise bimodales Verhalten im Zustandsraum aufweisen (entweder unverbrannter oder vollständig verbrannter Zustand), kann durch die Anwendung der konditionierten PIV-Technik aus der Partikeldichte gleichzeitig mit dem Strömungsfeld auch der Ort der Flammenfront bestimmt werden, was die dichtegewichtete Auswertung direkt ermöglicht. Anhand von zwei Betriebspunkten einer drahtstabilisierten Vormischflamme werden erstmals rein experimentell basierende a-priori-Tests von Schließungsansätzen für den Feinstrukturskalarfluss durchgeführt.

Einleitung

Zur numerischen Simulation turbulenter nicht-reagierender Strömungen hat die Grobstruktursimulation (large eddy simulation, LES) bereits einen beachtlichen Entwicklungsstand erreicht. Bei der LES werden die großen Wirbelstrukturen des turbulenten Energiespektrums voll aufgelöst simuliert, während die kleineren Skalen durch Anwendung einer räumlichen Filterfunktion gemittelt werden. Auf diese Weise können die großen, energietragenden Skalen bei akzeptablem Rechenaufwand zeitlich abhängig berechnet werden, während die kleinskaligen Feinstrukturgrößen („subgrid-scale“, SGS) modelliert werden müssen.

Für die Untersuchung von Verbrennungssystemen hat die LES jedoch noch nicht die notwendige Reife erlangt. Hierbei treten besonders bei der Modellierung der komplexen Wechselwirkung zwischen turbulentem Strömungsfeld und der Verbrennungsreaktion Probleme auf, was vor allem darauf zurückzuführen ist, dass die zugrundeliegenden Phänomene noch nicht vollständig verstanden werden. Dies trifft in besonderem Maße auf die bei der Verbrennungs-LES zu modellierenden Terme der Feinstruktur zu (Skalarfluss, Spannungstensor und reaktionsbedingter Quellterm). Die Schwierigkeit der Feinstrukturmodellierung liegt darin, dass die Wärmefreisetzung innerhalb einer nur wenige 100 µm dicken Reaktionszone erfolgt, diese typischerweise aber meist wesentlich kleiner als die räumliche Auflösung der Simulation ist.

Obwohl hierfür bereits eine Reihe von Ansätzen vorgeschlagen wurden [1-4], die meist auf der Annahme einer lokal auftretenden Ähnlichkeit zur laminaren Verbrennung basieren, fehlen geeignete experimentelle Vergleichssätze zur gezielten Modellentwicklung. Für einfache Geometrien und geringe Reynoldszahlen ist es prinzipiell möglich, das Modellverhalten anhand von vollauflösenden, direkten numerischen Simulationen (DNS) zu untersuchen. Dabei werden die entsprechenden Modellformulierungen basierend auf den Daten der DNS ausgewertet und mit den Feinstrukturdaten der DNS verglichen (a-priori Tests). Für technisch relevante Brennergeometrien mit den entsprechend hohen Reynoldszahlen ist dies aber absehbar nicht möglich.

In diesem Beitrag wird ein experimenteller Ansatz beschrieben, mit dessen Hilfe erstmalig die a-priori Untersuchung von Feinstrukturmodellen in turbulenten Vormischflammen ermöglicht wird. Da die meisten existierenden Feinstrukturmodelle einen Wirbelviskositätsansatz verwenden, stellt die direkte Messung des gefilterten Deformationstensors der Strömung ein zentrales Thema bei der Modellvalidierung dar. Dies wird im folgenden unter Einsatz eines Doppel-Lichtschnitt Stereo-PIV-Systems ermöglicht.

Weiterhin werden beispielhafte Momentanaufnahmen des Feinstrukturskalarflusses einer turbulenten, drahtstabilisierten Vormischflamme mit dem aus dem Gradientenansatz hervorgehenden Feld verglichen. In Form von Korrelationsdiagrammen wird das Smagorinsky-Gradientenmodell und ein weiteres Modell mit den direkten Messwerten des Feinstrukturskalarflusses statistisch verglichen.

Theoretischer Hintergrund: LES für vorgemischte Verbrennung

Die Large-Eddy-Simulation basiert auf der direkten Berechnung gefilterter Größen

$$\bar{\varphi}(x) = \int_{\mathfrak{R}} \varphi(x') G_{\Delta}(x - x') dx' \quad (1)$$

Darin bezeichnet $\bar{\varphi}$ den gefilterten Anteil der Strömungsvariable φ , \mathfrak{R} das Integrationsvolumen und G den Kern der Faltungsfunktion. Da in turbulenten Verbrennungsfeldern starke Dichtefluktuationen auftreten, müssen diese durch Anwendung einer dichtegewichteten räumlichen Filterung berücksichtigt werden. Dies führt zu einem neuen Satz an Erhaltungsgleichungen, die formal identisch zu den Gleichungen zur Beschreibung von Strömungen ohne Dichteschwankungen sind [5]. Für die Beschreibung turbulenter Vormischflammen wird meist eine Reaktionsfortschrittsvariable c eingeführt, die entweder über die Temperatur T oder die Brennstoffmassenkonzentration Y_B definiert wird:

$$c = \frac{T - T_E}{T_P - T_E} \quad \text{bzw.} \quad c = \frac{Y_B - Y_{B,P}}{Y_{B,E} - Y_{B,P}} \quad (2)$$

Die Indizes E und P bezeichnen jeweils die Zustände der Edukte bzw. Produkte. Da in turbulenten Vormischflammen die instantane Reaktionszone größtenteils dünner als ein mm ist, kann

hier oft eine binäre Zustandsbeschreibung eingesetzt werden, die näherungsweise aus den beiden Zuständen "unverbrannt" und "verbrannt" besteht ("Thin flame approximation", [6, 7]). Eine Bilanzgleichung für den Reaktionsfortschritt c ersetzt dann die Energie- und Speziesbilanzgleichungen

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{c})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{c})}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}[\bar{\rho} \cdot (\tilde{u}_j\tilde{c} - \tilde{u}_j\tilde{c})] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}D\frac{\partial\tilde{c}}{\partial x_j}\right) + \bar{\omega}_c \quad (3)$$

wobei das Tilde-Symbol die dichtegewichtete räumlich gefilterte Größe darstellt ([5], z. B. $\tilde{c} = \overline{\rho c} / \bar{\rho}$). Als Ergebnis der räumlichen Filterung tritt in dieser Gleichung der Feinstrukturskalarfluss-Term

$$J_j^{SGS} = (\tilde{u}_j\tilde{c} - \tilde{u}_j\tilde{c}) \quad (4)$$

auf, der modelliert werden muss. Häufig wird zu diesem Zweck ein Wirbelviskositätsansatz gewählt, proportional zum negativen Gradienten von c , mit einer turbulenten Diffusivität D_t (bzw. turbulente Viskosität ν_t , und der turbulente Schmidtzahl $Sc_t = \nu_t / D_t$):

$$J_j^{SGS} \approx -D_t \frac{\partial\tilde{c}}{\partial x_j} = -\frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial\tilde{c}}{\partial x_j} \quad (5)$$

Nach Smagorinsky [8] wird die turbulente Viskosität über einen Mischungslängenansatz mit dem Deformationstensor S_{ij} des aufgelösten Geschwindigkeitsfeldes modelliert:

$$\nu_t = (C_s \cdot \Delta)^2 \cdot |\tilde{S}_{ij}| \quad (6a)$$

$$|\tilde{S}_{ij}| = (2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij})^{1/2} \quad \text{mit} \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6b)$$

In Gleichung 6a weist die turbulente Viskosität eine quadratische Abhängigkeit von der Filterweite Δ auf, C_s stellt einen Modellparameter dar, der entweder als Konstante (in dieser Studie mit $C_s = 0,4$) oder nach Lilly [9] auch dynamisch und ortsabhängig abgeschätzt werden kann. Der Deformationstensor \tilde{S}_{ij} wird aus den dreidimensionalen Strömungsgradienten gemäß Gleichung 6b gebildet. Ein Skalartransport nach obiger Gesetzmäßigkeit wird oft als "Gradiententransport" bezeichnet. Es gibt allerdings einige Hinweise, dass dieser für turbulente Vormischflammen nicht zutrifft ([10-13]). Beispielhaft für einige andere Schließungsansätze wird zusätzlich ein von Clark et al. [14] vorgeschlagenes Modell auf dessen Eignung zum Einsatz für turbulente Vormischflammen untersucht, da es prinzipiell die Möglichkeit eines Vorzeichenwechsels bietet:

$$J_j^{SGS} \approx \frac{1}{12} \Delta^2 \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_k} \frac{\partial\tilde{c}}{\partial x_k} \quad (7)$$

Experimenteller Teil

Bestimmung des dichtegewichteten Deformationstensors und des Feinstrukturskalarflusses

Die experimentelle Bestimmung des dichtegewichteten Deformationstensors \tilde{S}_{ij} (Gleichung 6b) erfordert die gleichzeitige dreidimensionale Messung aller Geschwindigkeitsgradienten $\partial u_i / \partial x_j$ und der Gasdichte ρ . Für Vormischflammen im Flamelet-Bereich ([6, 7]) mit sehr dünnen Flammenfronten können die Flammen in guter Näherung bimodal in unverbrannte bzw. verbrannte Zonen unterteilt werden, denen Werte der Reaktionsfortschrittsvariablen von 0 oder 1 zugeordnet sind. Entsprechend kann die lokale Gasdichte direkt aus der bekannten Gemischdichte des unverbrannten oder der aus der adiabaten Flammentemperatur und dem idealen Gasgesetz berechneten Dichte des verbrannten Zustandes berechnet werden. Mit Hilfe digitaler Bildbearbeitung wurde aus den PIV-Rohbildern die instantane Lage der Flammenfront aus dem sehr deutlichen Sprung der Tracerpartikeldichte bestimmt (CPIV-Methode = konditionierte PIV). In einer vorangegangenen Studie ist dieses Messprinzip durch gleichzeitige LIF-Messung der Wärmefreisetzung validiert worden [15].

Zur Bestimmung aller Komponenten der Geschwindigkeitsgradienten wurden zwei Stereo-PIV-Systeme gleichzeitig eingesetzt, deren Messebenen im Abstand von 1 mm parallel zueinander angeordnet waren (Abb. 1).

Für Vergleiche mit Modellierungstermen der LES muss eine räumliche Filterung der experimentellen Daten über ein Volumen mit der Kantenlänge Δ erfolgen, typischerweise in der Größenordnung von 1 mm. Innerhalb jedes dieser Betrachtungsbereiche werden die Feinstrukturgrößen für n Positionen bestimmt, die im vorliegenden Fall einen Abstand von 118 μm aufweisen). Zusätzlich muss die räumliche Mittelung dichtegewichtet durchgeführt werden. Dies führt zu folgenden Beziehungen:

$$\tilde{u}_i = \frac{1}{n\rho} \sum_{k=1}^n \rho_k u_{i,k} \quad \tilde{c} = \frac{1}{n\rho} \sum_{k=1}^n \rho_k c_k \quad \tilde{u}_i c = \frac{1}{n\rho} \sum_{k=1}^n \rho_k u_{i,k} c_k \quad (9a-c)$$

Zur Bestimmung des Gradiententensors werden in der Messebene gelegene Richtungsableitungen über die Bildung von Zentraldifferenzen benachbarter, gefilterter Messvolumina in einem der beiden Lichtschnittebenen bestimmt. Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes, die senkrecht zu beiden Lichtschnittebenen orientiert sind werden aus der Differenz der entsprechenden Vektorkomponenten in den beiden Lichtschnitten berechnet.

Versuchsaufbau

Experimentelle Datensätze für a-priori-Tests von Feinstrukturmodellen bei der Large-Eddy-Simulation erfordern eine höchstmögliche räumliche Auflösung, die idealerweise in der Größenordnung der dissipativen Skalen (Kolmogorovlänge) liegen sollte. Beim verwendeten Zwei-Ebenen-Stereo-PIV-System (siehe Abb. 1) konnte eine räumliche Auflösung benachbarter Vektoren von 118 μm erreicht werden. Im Rahmen des Versuchs wurden vier Betriebspunkte einer turbulenten, drahtstabilisierten V-Flamme untersucht, wobei die Luftzahl, der Gesamtmassenstrom und der eingesetzte Brennstoff variiert wurden. Die auf den Austrittsdurchmesser des Brenners ($d = 48 \text{ mm}$) bezogenen Reynoldszahlen betragen 3.660 für den niedrig turbulenten und 10.188 für den höher turbulenten Betriebspunkt. Die entsprechenden Kolmogorovlängen η wurden über die Beziehung $\eta \approx L_x Re_t^{-0.75}$ [16, 17] je nach Betriebspunkt zwischen 105 und 322 μm abgeschätzt, wobei hier die turbulente Reynoldszahl $Re_t = L_x \cdot u' / \nu$ (mit dem Makrolängenmaß L_x , der turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' und der kinematischen Viskosität ν) eingesetzt wurde. Somit kann davon ausgegangen werden, dass mit der erreichbaren Auflösung der größte Teil des turbulenten Energiespektrums

aufgelöst wird, obwohl idealerweise die Auflösung höher als die Hälfte der Kolmogorovlänge sein sollte.

Das erste PIV-System bestand aus einem frequenzverdoppeltem Nd:YAG Laser mit zwei separaten Kavitäten (532 nm, „grün“). Das zweite PIV-System wurde durch zwei extern überlagerte frequenzverdoppelte Nd:YAG Laser gepumpt, deren Emissionswellenlänge in einem gemeinsamen Farbstofflaser auf 566 nm („gelb“) verschoben wurde. Mit Bandpassfiltern vor den entsprechenden Objektiven konnten die passenden Signale detektiert werden. In beiden Lichtschnitt-Ebenen wurde jeweils die Stereo-PIV-Technik eingesetzt, um alle drei Geschwindigkeitskomponenten durch Aufnahme der Partikelrohbilder auf zwei Double-Shutter-CCD-Kameras (Grün: 2 x 12 bit, 1280x1024 Pixel; Gelb: 2 x 14 bit, 1600x1200 Pixel, jede Kamera mit Scheimpflugadapter ausgestattet) und anschließende Kreuzkorrelation zu bestimmen. Durch Verwendung von Strahlteilerwürfeln wurde gewährleistet, dass beide Stereo-PIV-Systeme auf der selben Seite der Lichtschnitte im gleichen Öffnungswinkel angeordnet werden konnten. Somit konnten sowohl mögliche Fehler bei der Kalibrierung minimiert, als auch der Gesamtmessfehler der beiden PIV-Systeme auf ein Minimum reduziert werden, wobei entsprechend der Empfehlung von Lawson und Wu [18] hierfür ein Kameraöffnungswinkel von 30° eingesetzt wurde.

Die Lichtschnittanordnung wurde mittels einer weiteren CCD-Kamera sehr sorgfältig justiert und kontrolliert, wobei diese einen an einer Glasplatte ausgekoppelten Teil des Laserlichtes beobachtete (Abbildung 1). Der Abstand der beiden Laserlichtschnitt-Ebenen von 1015 µm konnte somit im gesamten Messbereich mit einer Genauigkeit von +- 6 µm parallel einjustiert werden. Diese Genauigkeit ist zur Minimierung des Gradientenfehlers bedeutend.

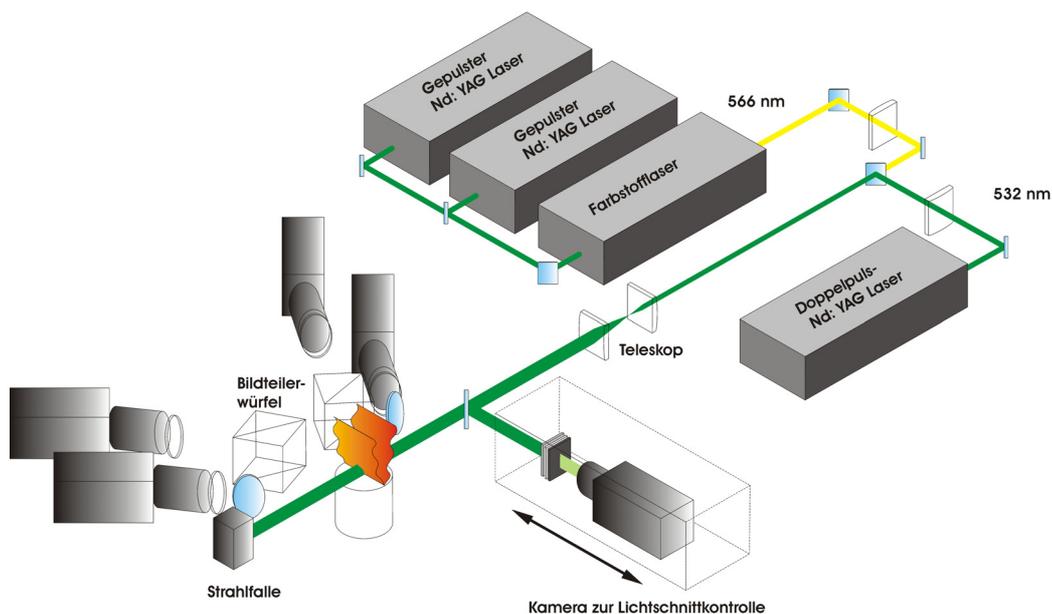


Abb. 1: Versuchsaufbau

Versuchsauswertung

Für jeden Betriebspunkt wurde eine Serie von 1000 einzelnen Vektorfeldern aufgenommen. Mit Hilfe von 12 untereinander vernetzten Rechnern konnten die gesamten Vektordaten von einer Messserie in rund 4 Stunden ausgewertet werden. Die Vektoren wurden mit einem adaptiven Kreuzkorrelationsalgorithmus berechnet. Die Größe der Betrachtungsbereiche wurde beim ersten Durchgang zu 64x64 Pixeln gewählt, wobei sich der letzten Durchlauf der Kreuzkorrelation auf ein Auswertebereich von 16x16 Pixeln bei einer Überlappung von 50%

bezog. Somit wurden für jedes Bild 138x155 Vektoren bestimmt. Für jedes dieser Betrachtungsbereiche wurde über die C-PIV-Technik zusätzlich der Wert der Reaktionsfortschrittsvariablen zugeordnet.

Im Anschluss an die Bestimmung der vollaufgelösten Geschwindigkeits- und Reaktionsfortschrittsvariablenfelder wurde entsprechend den Gleichungen 9a-c die dichtegewichtete räumliche Mittelung durchgeführt. Im gezeigten Fall erfolgte diese über 9x9 Elemente eines gefilterten Bereiches mit der Kantenlänge Δ , wodurch sich in den Momentaufnahmen 15x17 gefilterte Messvolumina ergeben. Nach dieser Filterung wurden alle neun im gefilterten Deformationstensor S_{ij} (Gleichung 6b) enthaltenen Richtungsableitungen bestimmt.

Ergebnisse

Im Folgenden werden beispielhafte Ergebnisse von zwei Betriebspunkten der Flamme bei unterschiedlichen Reynoldszahlen diskutiert ($Re_1 = 3.660$ und $Re_2 = 10.188$). Eine detaillierte Untersuchung dieser beiden Betriebspunkte findet sich in Ref. [19]. Die untersuchten turbulenten Vormischflammen, die 10 mm oberhalb des Brennerauslasses an einem Draht ($d = 1,6$ mm) stabilisiert werden, weisen eine bimodale Geschwindigkeitsverteilung auf. Da die Wärmefreisetzung zu einer Gasexpansion führt, erfahren die Abgase in der Reaktionszone eine deutliche Beschleunigung. Diese Expansion erfolgt in erster Linie normal zur momentanen Lage der Flammenfront, wodurch bevorzugt die axiale und radiale Komponente der Geschwindigkeitsvektoren beeinflusst werden. Somit fallen die für den Betrag des Gradiententensors S_{ij} (Gleichung 6b) gemessenen Werte für an die Flammenfront angrenzende Messbereiche am höchsten aus.

Der Datensatz erlaubt den Vergleich von direkt gemessenen Feinstrukturskalarflüssen, die aus den hochaufgelösten Messungen durch räumliche Mittelwertbildung (siehe Gleichungen 9a-c) bestimmt wurden, mit aus den Messungen abgeleiteten Ergebnissen der Modellierungsansätze. Hierfür wird beispielsweise der Absolutbetrag des gemessenen Deformationstensors benötigt. Diese Vorgehensweise entspricht einem a-priori Test der Feinstrukturmodelle. Für eine Momentaufnahme sind Abbildung 2 für die radiale Komponente des Feinstrukturflusses die direkten Messwerte (links) mit den aus dem Gradientenansatz folgenden Werten (rechts) gegenübergestellt.

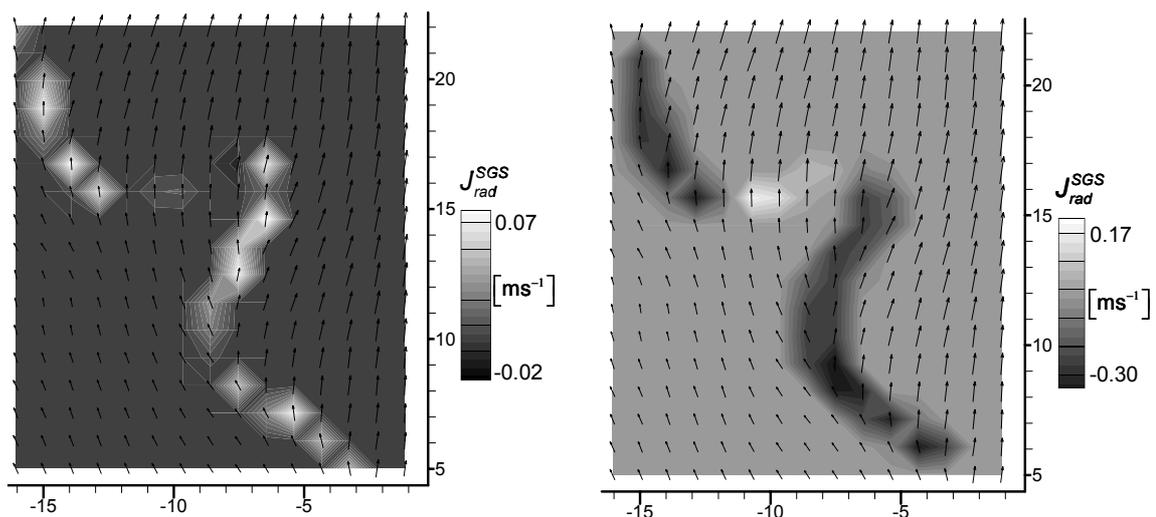


Abb. 2: A-Priori Vergleich zur Schließung des radialen Feinstrukturskalarflusses: Links: Momentaufnahme des direkt gemessenen Skalarfluss-Feldes. Rechts: Aus dem Gradientenmodell bestimmtes Skalarfluss-Feld. Achtung: Skalierungen sind unterschiedlich, aber gegenläufiges Verhalten zwischen Messung und Modell ist deutlich sichtbar. (Rauten im linken Bild sind ohne Bedeutung, sie kommen durch eine leicht interpolierte Darstellung)

Der Bildausschnitt zeigt den linken Flügel der sich am Stabilisierungsdraht ausbildenden V-förmigen Flamme. Jeder der überlagerten Vektoren stellt den Mittelwert aus 9x9 Elementen der Feinstruktur dar, aus denen zusammen mit dem zugehörigen Feld der Reaktionsfortschrittsvariablen der lokale Wert des Feinstrukturskalarkaltes gebildet wird.

Die Auswertung entsprechend dem Gradientenflussmodell rechts zeigt ein gegenläufiges Vorzeichen zum direkt gemessenen Skalarfluss links. Offensichtlich resultiert bei der Anwendung der Gradientenfluss-Annahme ein deutlicher Fehler, da hier sogar das Vorzeichen falsch vorausgesagt wird. Ähnliche Vorzeichenabweichungen sind auch bei der Auswertung von zeitlich gemittelten Flammen (bzw. RANS-Berechnungen) unter dem Namen "turbulent counter-gradient diffusion" bekannt. Offenbar zeigt auch die LES-adäquate Auswertung ein ähnliches Verhalten.

Für statistische Vergleiche zwischen direkten Messwerten und Modellwerten bietet sich die Darstellung der Korrelation der einzelnen Mess- und Modellierungswerte in einem Streudiagramm an (Abbildung 3). Für ein perfektes Modell sollten direkte gefilterte Messwerte (x-Achse) und modellierte Werte (y-Achse) jeweils gleich sein, also auf der Winkelhalbierenden verlaufen. Abbildung 3 zeigt beispielhaft für den höher turbulenten Betriebspunkt diese Korrelation zwischen direkt bestimmtem axialen Skalarfluss und dem oben erwähnten Gradientenflussmodell (links). Aus etwa 700 (der aufgenommenen 1000) Messungen mit jeweils bis zu 224 gefilterten Messvolumina ergibt sich hier eine große Anzahl von Vergleichsdaten. Deutlich zu sehen ist, dass keine signifikante Korrelation zwischen direkt bestimmtem und modelliertem Skalarfluss besteht, dieses Gradienten-Modell also nicht für eine adäquate Schließung der Skalarfluss-Terme in turbulenten Vormischflammen verwendet werden sollte. Inzwischen wurden vier andere Modelle entsprechend untersucht [19]. Beispielhaft ist rechts die Korrelation zwischen direktem Messwert und dem Clark-Modell (Gleichung 7) gezeigt. Die grau dargestellten Messpunkte betreffen lokalen Bedingungen auf der eher unverbrannten Seite der Flammenfront, die schwarzen Messpunkte wurden auf der eher verbrannten Seite bestimmt.

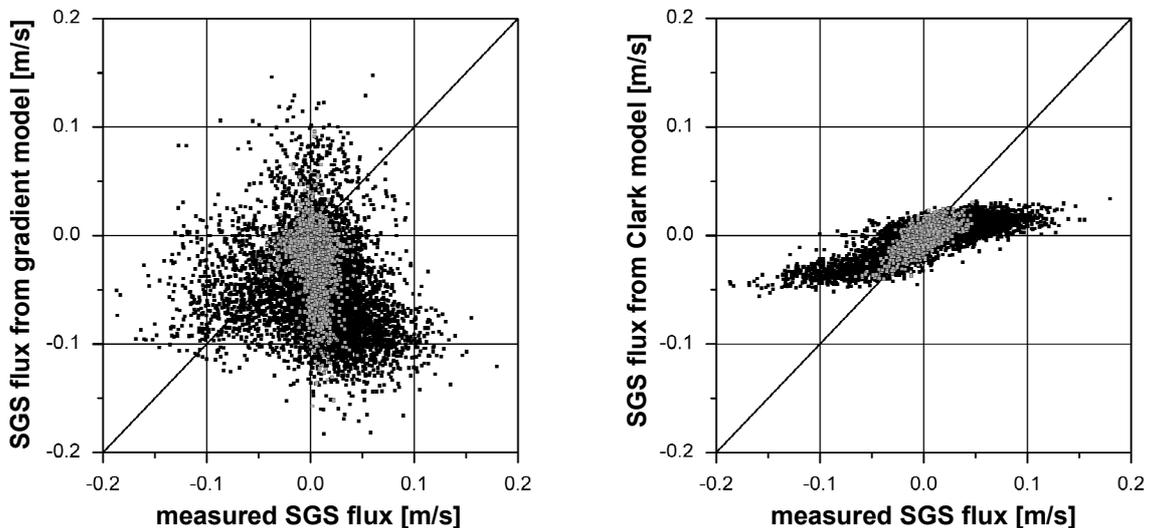


Abb. 3: Streudiagramme des gemessenen axialen Feinstrukturflusses (Abszisse) gegen modellierte Werte (Ordinate) für $Re = 10.188$ und $\phi = 0.8$. Links: Gradientenansatz, Rechts: Modell nach Clark. Graue Symbole: $\bar{c} < 0,5$ ($\bar{c} < 0,13$), schwarze Symbole: $\bar{c} > 0,5$ ($\bar{c} > 0,13$)

Das Clark-Modell zeigt ein tendenziell besseres Verhalten, insbesondere im unverbrannten Teil der Flamme. Im Gegensatz zum Gradientenansatz ist hier das Vorzeichen des Flusses meist korrekt modelliert, wobei die Absolutbeträge zu niedrig abgeschätzt werden.

Eine genauere Analyse (u.a. bei anderen Flammenbedingungen) lässt erwarten, dass auch hier ein modifiziertes Modell für eine gute Vorhersage noch gefunden werden muss.

Zusammenfassung

Mit einer Doppellichtschnitt-PIV-Technik (jeweils in Stereo-Anordnung) ist die direkte Bestimmung von skalaren Feinstruktur-Flusstermen in turbulenten Vormischflammen erstmalig möglich geworden. Hierbei können insbesondere auch übliche Modellierungsterme bestimmt werden, die den Betrag des dreidimensionalen Deformationstensors bzw. von dreidimensionalen gefilterten Strömungsgradienten enthalten. Dichteinformationen konnten im Rahmen der "Thin-Flame-Approximation" aufgrund des näherungsweise bimodalen Zustandsverhaltens in turbulenten Vormischflammen über die konditionierte PIV-Auswertetechnik erhalten werden. Dies erlaubt eine dichtegewichtete gefilterte Auswertung, die vollständig analog zu der in numerischen LES-Berechnungen üblichen Beschreibungsweise steht. Somit können a-priori Tests von LES-Feinstrukturmodellen basierend auf experimentellen Datensätzen durchgeführt werden. Statistische Korrelationsdiagramme zeigen sehr deutlich, dass ein einfaches Gradientenflussmodell in turbulenten Vormischflammen keine Korrelation zu den direkten Werten enthält, und somit nicht anwendbar ist. Erste Hinweise zeigen, dass dagegen ein Schließungsmodell ähnlich zu dem von Clark vorgeschlagenen Ansatz zumindest das qualitativ richtige Verhalten zeigen. Eine Verallgemeinerung auf andere Vormischflammen sollte allerdings nicht voreilig geschehen, hier sind erst weitere Messungen notwendig.

Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) und die Erlangen Graduate School in Advanced Optical Technologies (SAOT) finanziell unterstützt.

Literatur

- [1] H. Pitsch, L. Duchamp de Lageneste, Proc. Combust. Inst. 29 (2002) 2001-2008.
- [2] E. R. Hawkes, R. S. Cant, Proc. Combust. Inst. 28 (2000) 51-58.
- [3] R. Knikker, D. Veynante, C. Meneveau, Proc. Combust. Inst. 29 (2002) 2105-2111.
- [4] O. Colin, F. Ducros, D. Veynante, T. Poinso, Phys. Fluids 12 (7) (2000) 1843-1863.
- [5] W. P. Jones, J. H. Whitelaw, Combust. Flame 48 (1982) 1-26.
- [6] R. Borghi, in: Recent Advances in Aeronautical Science, Plenum Press New York, 1985; pp 117-138.
- [7] N. Peters, P. L. Vervisch, Combust. Flame 125 (3) (2001) 1222-1223.
- [8] J. Smagorinsky, Mon. Weather Rev. 91 (1963) 99-164.
- [9] D. K. Lilly, Phys. Fluids A 4 (3) (1992) 633-635.
- [10] D. Veynante, A. Trouvé, K. N. C. Bray, T. Mantel, J. Fluid Mech. 332 (1997) 263-293.
- [11] P. A. M. Kalt, J. H. Frank, R. W. Bilger, Proc. Combust. Inst. 27 (1998) 751-758.
- [12] S. Pfadler, A. Leipertz, F. Dinkelacker, J. Wäsle, A. Winkler, T. Sattelmayer, Proc. Combust. Inst. 31 (1) (2007) 1337-1344.
- [13] S. Pfadler, A. Leipertz, F. Dinkelacker, Combust. Flame 152 (4) (2008) 616-631.
- [14] R. A. Clark, J. H. Ferziger, W. C. Reynolds, Journal of Fluid Mechanics 91 (1979) 1-16.
- [15] S. Pfadler, F. Beyrau, A. Leipertz, Opt. Express 15 (23) (2007) 15444-15456
- [16] H. Tennekes, J. L. Lumley, A first course in turbulence. (with revisions from 1974) ed.; MIT Press: Cambridge, Mass., 1972.
- [17] N. Peters, Turbulent Combustion. Cambridge University Press: 2000.
- [18] N. J. Lawson, Wu, J., Meas. Sci. Technol. 8 (1997) 1455-1464.
- [19] S. Pfadler, J. Kerl, F. Beyrau, A. Leipertz, A. Sadiki, J. Scheuerlein, F. Dinkelacker, Proc. Combust. Inst. in Druck (2008).