

Messunsicherheit von PIV-Messungen durch Brechungsindexfelder in Flammen

Measurement uncertainty for PIV measurements by refractive index fields in flames

Christoph Vanselow, Andreas Fischer

Universität Bremen, Bremer Institut für Messtechnik, Automatisierung und Qualitätswissenschaft (BIMAQ), Linzer Str. 13 28359 Bremen

Particle image velocimetry, Brechungsindex, Messunsicherheit, Flammenströmungen
Particle image velocimetry, refractive index, measurement uncertainty, flame flows

Zusammenfassung

Durch den Einfluss von inhomogenen Brechungsindexfeldern in beispielsweise Flammen, Zweiphasenströmungen oder Druckwellen entstehen bei PIV-Messungen Messunsicherheiten, die bislang nur für spezielle Bedingungen des Brechungsindexfeldes quantitativ und ansonsten rein qualitativ betrachtet wurden. Insbesondere der Einfluss von fluktuierenden Brechungsindexfeldern auf single-shot-Messungen ist bislang nicht geklärt. Deshalb werden die systematischen und zufälligen Messabweichungen der Partikelpositionen innerhalb einer turbulenten, vorgemischten Propanflamme bestimmt. Die Ermittlung der systematischen Messabweichung der Partikelposition in einer bis 1013 °C heißen Flamme basiert auf einer Bestimmung des mittleren Brechungsindexfelds mithilfe von zeitgemittelten Temperaturmessungen mit einem Thermoelement. Die zufällige Messabweichung der Partikelposition wird direkt über die Messung von Lichtablenkungen innerhalb der Flamme bestimmt. Aus den so ermittelten Positionsabweichungen ergeben Messunsicherheitsabschätzungen für zeitgemittelte und single-shot-PIV-Messungen eine vernachlässigbare Messunsicherheit von maximal 0,1 % bzw. 0,2 % für eine Messebene durch den Mittelpunkt der Flamme. Für eine Messung im Randbereich der Flamme liegt die systematische Messabweichung jedoch bereits bei 0,7 %. Hinzu kommen zufällige Messabweichungen, so dass für PIV-Messungen in dieser Messebene ein signifikanter Messunsicherheitsbeitrag zu erwarten ist.

Einleitung

Die Particle-Image-Velocimetry (PIV) ist ein optisches, nicht-invasives Strömungsmessverfahren, womit wichtige Informationen beispielsweise für die Verbrennungsdiagnostik gewonnen werden [12, 8]. Gerade bei turbulenten Flammen ist das instantane Strömungsfeld von großem Interesse und daher sind neben gemittelten auch single-shot PIV-Messungen erforderlich [4, 1]. Die PIV-Strömungsmessungen innerhalb von Flammenströmungen werden jedoch durch die Lichtemission der Flamme und durch das inhomogene, fluktuierende Brechungsindexfeld gestört. Um störende Lichtemissionen zu filtern, werden bei PIV-Messungen in Flammen schmalbandige optische Filter verwendet [13]. Ein inhomogenes Brechungsindexfeld führt prinzipiell zu Ablenkungen des Lichtschnittes (Beleuchtungspfad) und zu Ablenkungen der reflektierten Lichtstrahlen von den beleuchteten Partikeln zur Kamera (Beobachtungspfad). Die Lichtablenkung im Beleuchtungspfad bedeutet eine Positionsabweichung der Messebene (Lichtsnittebene), aber bei Flammenströmungen im Labormaßstab kann die resultierende PIV-Messunsicherheit vernachlässigt werden [9]. Die Lichtablenkungen im Be-

obachtungspfad resultieren in einer Partikelbildunschärfe und Verzerrungen der optischen Abbildungen [3]. Die Partikelbildunschärfe verschlechtert das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) in der PIV-Bildkorrelation und die Verzerrungen in den optischen Abbildungen verfälschen die Partikelbildpositionen.

Elsinga et al. nutzte die Background-Oriented-Schlieren-Technik (BOS), um Informationen über die Lichtablenkung im Messvolumen zu erhalten [3]. Bei der BOS-Technik werden nur integrative Informationen über die Lichtablenkung auf dem Weg von der Kamera zu einem im Hintergrund befindlichen Bildmuster gemessen. Unter der speziellen Annahme eines unabhängigen Gradienten des Brechungsindexfeldes in Blickrichtung der Kamera wurde eine auf der gemessenen Lichtablenkung basierenden Korrektur der PIV-Messung einer Überschallströmung demonstriert, wobei das Brechungsindexfeld durch hohe Druckschwankungen resultiert. Koukourakis et al. verwendeten einen räumlichen Lichtmodulator zur Korrektur von Bildverzerrungen bei Mikro-PIV-Messungen unter Verwendung eines Fresnel-Leitsterns [5], wobei das Brechungsindexfeld durch Phasenübergänge hervorgerufen wurde. Die gegenwärtigen technischen Einschränkungen des räumlichen Lichtmodulators aufgrund der geringen Bildrate, Pixelgröße und Pixelanzahl schränken jedoch den Anwendungsbereich ein. Weiterhin müssen die Raumfrequenzen und deren Amplituden und Zeitfrequenzen der auftretenden Bildverzerrungen bekannt sein, um die Anwendung dieser Technik zu ermöglichen. Schlüsler et al. untersuchten die resultierenden PIV-Messabweichungen, die durch fluktuierende Brechungsindexfelder eines Propangasbrenners und einer DEHS-kontaminierten Glasplatte im Beobachtungspfad zwischen Messvolumen und Kamera verursacht werden [7]. Dabei entstehen durch Bildunschärfe Messunsicherheiten des Geschwindigkeitsfeldes, die zusätzlich vom Geschwindigkeitsgradienten der untersuchten Strömung abhängig sind. Unklar sind jedoch die resultierenden Messunsicherheiten für PIV-Messungen innerhalb von inhomogenen, fluktuierenden Brechungsindexfeldern.

Deshalb quantifizierte Vanselow et al. kürzlich für zeitgemittelte PIV-Messungen in einer bis zu 191 °C heißen Düsenströmung die bei Standard, stereoskopisches und tomografisches PIV vorliegende Messunsicherheit [10]. Dabei konnte gezeigt werden, dass bei triangulierten Partikelpositionen die resultierende Partikelbildpositionsabweichung in der Regel größer ist als bei Standard-PIV. Weiterhin hängt die Partikelbildpositionsabweichung bei der Triangulation vom Gradienten und der Krümmung des Brechungsindexfeldes ab, während bei Standard-PIV der Partikelpositionsfehler nur vom Gradienten des Brechungsindexes abhängt. Die Messabweichung der Geschwindigkeit in dem zeitlich gemittelten Strömungsfeld der heißen Düsenströmung beträgt maximal 0,9 % für Standard-PIV, 1,7 % bzw. 2,9 % für die in-plane- und out-of-plane-Geschwindigkeitskomponente bei stereoskopischem PIV und 0,8 % bzw. 1,1 % bei tomografischem PIV. Dabei wurden Kamerawinkel von 30 ° für die stereoskopischen und tomographischen Messungen angenommen. Offen ist jedoch die Quantifizierung der PIV-Messunsicherheiten bei Messungen in Flammen, wo durch die hohen Temperaturen von über 1000 °C höhere Messabweichungen als in der 191 °C heißen Düsenströmung zu erwarten sind. Zudem ist offen, wie hoch die zufälligen Messunsicherheiten durch das fluktuierende Brechungsindexfeld bei single-shot-Messungen sind.

Aus diesem Grund wird erstmals mittels Simulation und Experiment die PIV-Messunsicherheit innerhalb einer vorgemischten Propangasflamme bestimmt. Dabei werden zunächst die systematischen und zufälligen Messabweichungen der Partikelpositionen innerhalb der Flamme bestimmt und anschließend zur Abschätzung der PIV-Messunsicherheit für zeitlich gemittelte und für single-shot-Messungen genutzt.

Messabweichung der Partikelposition in vorgemischten Flammen

Durch die mittleren und die fluktuierenden Anteile des Brechungsindexfeldes in turbulenten Flammen entstehen bei PIV-Messungen systematische und zufällige Messabweichungen. In diesem Abschnitt werden die durch Lichtbrechungen entstehenden systematischen und zufälligen Messabweichungen der Partikelposition bei PIV-Messungen in einer vorgemischten Propangasflamme bestimmt. Die systematischen Positionsabweichungen werden mithilfe des gemessenen, mittleren Brechungsindexfeldes berechnet. Dazu erfolgen zunächst eine Modellierung von Brechungsindexfeldern in vorgemischten Flammen und die Bestimmung des Brechungsindexfeldes einer vorgemischten Flamme anhand der gemessenen mittleren Temperaturverteilung. Mithilfe von Ray-Tracing-Simulationen werden daraus die systematischen Positionsabweichungen der Seedingpartikel bestimmt. Die zufälligen Anteile der Positionsabweichungen innerhalb der Flamme werden experimentell quantifiziert.

Bestimmung der systematischen Messabweichung der Partikelposition

Das Brechungsindexfeld $n(\vec{r})$ am Ort $\vec{r} = (x, y, z)^T$ in Flammen entsteht durch die inhomogene Verteilung der zusammengesetzten Gasanteile und hängt zudem von der Dichte $\rho(\vec{r})$ des Fluids ab, wobei der wesentliche Einfluss auf Brechungsindexfelder in vorgemischten Flammen die Temperaturverteilung $T(\vec{r})$ ist [9]. Somit lässt sich das Brechungsindexfeld in vorgemischten Flammen mithilfe der Gladstone-Dale-Relation mit

$$n(\vec{r}) - 1 = \rho(\vec{r})K \propto \frac{K}{1 + \gamma(T(\vec{r}) - T_0)} \quad (1)$$

beschreiben, wobei $K \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$ die Gladstone-Dale-Konstante für Luft [3], γ der Wärmeausdehnungskoeffizient für Luft und T_0 die Referenztemperatur sind. Für die Näherung der idealen Gase lässt sich der Wärmeausdehnungskoeffizient mit $\gamma = \frac{1}{T_0}$ ersetzen. Um eine vorgemischte Flamme zu erzeugen, wurde ein Brenner mit Vormischkammer konstruiert. Der Ausgang des Brenners bildet ein 30 cm langes Rohr, über dessen Ausgang die untersuchte Flamme erzeugt wurde (siehe Abb. 1).

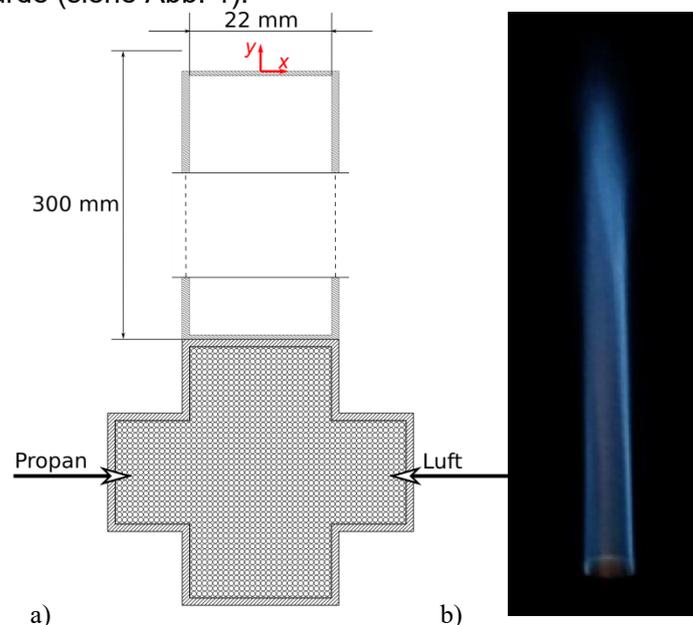


Abb. 1: a) Schematischer Aufbau des Brenners. Die Vormischkammer ist mit Kugeln gefüllt, um störende Wirbel durch die Luft- und Propanzufuhr zu unterbinden und ein 30 cm langes Rohr bildet den Brennerausgang. b) Flammenbildung über dem Ausgang des Brennerrohrs.

Um das Brechungsindexfeld der erzeugten Flamme zu bestimmen, wurde mithilfe eines Thermoelements das mittlere Temperaturprofil vom Mittelpunkt der Flamme $x = 0$ cm und

$y = 1,8$ cm über dem Brennerausgang (siehe Abb. 2) bestimmt, wobei der Koordinatenursprung in die Mitte des Brennerausganges gelegt wurde. Das gemessene Temperaturprofil zeigt ein Maximum von 1013 °C im Bereich des Flammenmantels um das kalte, unverbrannte, nachströmende Luft-Propan-Gemisch. Das nachströmende Gas besitzt eine gemessene Temperatur von 313 °C bei $x = 0$ cm. Da das nachströmende Gas eine Temperatur von etwa 20 °C besitzt, muss von einer hohen Messabweichung ausgegangen werden, denn für Temperaturmessungen mittels Thermoelement in Flammen sind Messabweichungen von mehreren Hundert Kelvin möglich [6]. Der vermutete Grund für die deutlich zu hohen Temperaturen im Bereich des verbrannten Gases ist die Wärmeleitung im Thermoelementdraht vom im Flammenmantel befindlichen Draht zur Messspitze.

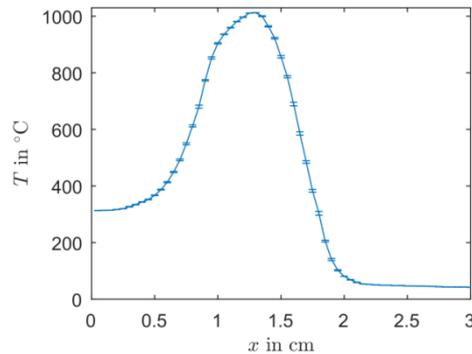


Abb. 2: Mittleres, mittels Thermoelement gemessenes Temperaturprofil der Flamme $y = 1,8$ cm oberhalb des Brennerausganges.

Durch die Radialsymmetrie des Brenners wurde eine radialsymmetrische Flamme bzw. ein radialsymmetrisches Temperaturprofil angenommen und somit das zweidimensionale Brechungsindexfeld in der x, z -Ebene mittels Gl. (1) modelliert. Die resultierenden Ablenkungswinkel α für Lichtstrahlen in z -Richtung in Abhängigkeit von der x -Position werden mittels Ray-Tracing-Simulationen berechnet und mit experimentell gemessenen Werten verglichen. Für die experimentelle Messung der Lichtstrahlablenkung wurde ein Laserstrahl in z -Richtung durch das Brechungsindexfeld der Flamme in der Ebene $y = 1,8$ cm geleuchtet und auf einem Schirm bei $z = d = 108$ cm mithilfe einer Kamera die resultierende Lichtstrahlablenkung dx gemessen (siehe Abb. 3a). Der Ablenkungswinkel α wird über $\alpha \approx \arctan\left(\frac{dx}{d}\right)$ in Abhängigkeit der Position des Lichtstrahls in x -Richtung bestimmt und mit den berechneten Ablenkungswinkeln mithilfe von Ray-Tracing-Simulationen für die optischen Pfade des Lichtstrahls in Abb. 3b aufgetragen.

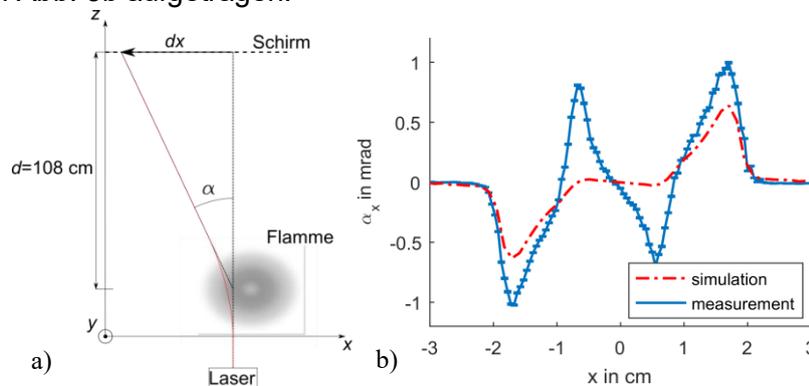


Abb. 3: a) Experimenteller Aufbau zur Messung der Abweichung des Lichtstrahls durch das Brechungsindexfeld der Flamme. b) Vergleich von mithilfe von Ray-Tracing-Simulationen berechneten und experimentell gemessenen Ablenkungswinkeln α von Lichtstrahlen durch das Brechungsindexfeld der Flamme.

Die Fehlerbalken in Abb. 3b geben die Standardabweichung des Mittelwerts für 100 Einzelmessungen an. Es zeigen sich besonders bei $x = \pm 0,7$ cm signifikante Abweichungen von den simulierten zu den gemessenen Ablenkungswinkeln, was zum größten Anteil auf hohe Messabweichungen der Temperaturmessung durch das Thermoelement im inneren Bereich des nachströmenden Gas zurückzuführen ist. Um eine genauere Beschreibung des Brechungsindexfelds zu erhalten wird auf Basis der Ray-Tracing-Simulation eine Temperaturverteilung an die gemessenen Lichtablenkungen approximiert. Die Temperaturverteilung wird durch zwei halbseitige Gaußfunktionen

$$T(x) = a_1 e^{-\left(\frac{x-a_2}{a_3}\right)^2} + 20 \text{ °C} \quad \text{für } x > a_2 \quad (2a)$$

$$T(x) = a_1 e^{-\left(\frac{x-a_2}{a_4}\right)^2} + 20 \text{ °C} \quad \text{für } x < a_2 \quad (2b)$$

genähert, wobei $\vec{a} = (a_1, a_2, a_3, a_4)$ die Fitparameter sind. Die Gaußfunktionen wurden am Maximum a_2 aufgetrennt, um für die äußere und innere Flanke unterschiedliche Steigungen darstellen zu können. Zudem wurde für die Umgebungstemperatur ein Wert von 20 °C angenommen und die maximale Temperatur auf 1030 °C begrenzt, was näherungsweise dem maximal gemessenen Temperaturwert entspricht. Die resultierende Temperaturverteilung ist im Vergleich zu den gemessenen Temperaturwerten in Abb. 4a und die daraus bestimmte Lichtablenkung ist in Abb. 4b gezeigt.

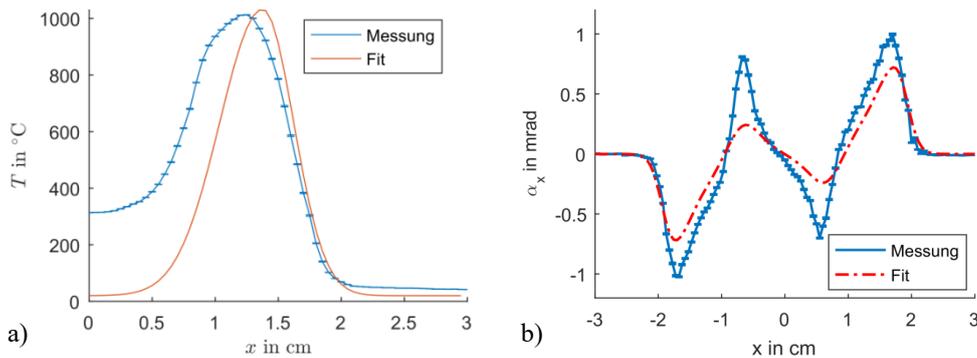


Abb. 4: a) Vergleich zwischen gemessene Temperaturverteilung und Temperatur-Fit, b) Gemessene Ablenkungswinkel und gefittete Ablenkungswinkel der Lichtstrahlen innerhalb des Brechungsindexfelds der Flamme.

Abb. 4b zeigt niedrigere Ablenkungswinkel für die approximierte Temperaturverteilung, was auf die Modellunbestimmtheiten der Temperaturverteilung zurückzuführen ist. Zudem wird vermutet, dass die vernachlässigten Einflüsse auf das Brechungsindexfeld durch die unterschiedlichen Gasanteile und durch die Druckverteilung einen weiteren Anteil des Unterschiedes zwischen berechnetem und gemessenem Ablenkungswinkel ausmachen. Im Ergebnis lassen sich jedoch die gemessenen Lichtablenkungen mit der approximierten Temperaturverteilung bereits deutlich genauer erklären als mit dem gemessenen Temperaturverlauf, vgl. Abb. 3b und 4b.

Auf Basis des bestimmten Brechungsindexfelds wird die durch Lichtbrechungen verursachte systematische Messabweichung der Partikelposition $\vec{\xi} = (\xi_x, \xi_y, \xi_z)$ eines Partikels an der Position $\vec{r}_p = (x_p, y_p, z_p)$ mithilfe der validierten Berechnung nach Vanselow et al. [10]

$$\vec{\xi} = \Delta z \sum_{m=0}^N \int_0^{m \cdot \Delta z} \frac{\nabla n(\vec{r})}{n(\vec{r})} dz \quad (3)$$

bestimmt. Bei diesem Ansatz wird der optische Weg von der Kamera zu einem in der PIV-Ebene liegenden Partikel an der Position \vec{r}_p in N Intervalle der Länge Δz aufgeteilt und die darin auftretenden Lichtablenkungen $\xi_{x,m}$ aufsummiert (vgl. Abb. 5a). Die damit berechnete Positionsabweichung ξ_x in x -Richtung für die Messebene $y = 1,8$ cm ist in Abb. 5b gezeigt.

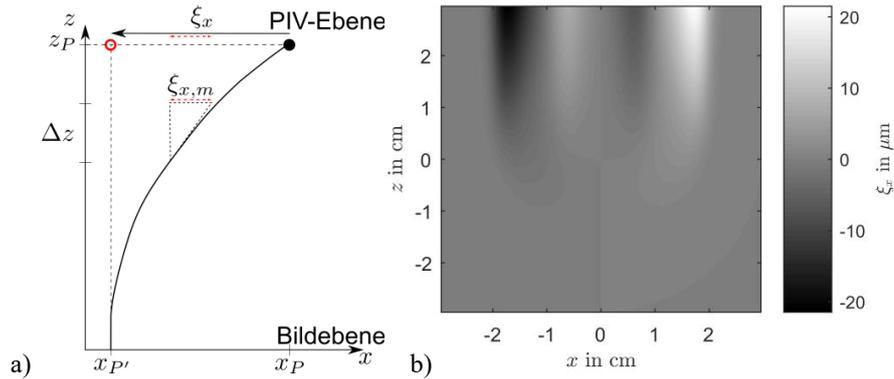


Abb. 5: a) Illustrationsschema zum Berechnungsansatz für die Abweichung der gemessenen Partikelposition, b) Berechnete systematische Abweichung der gemessenen Partikelposition für $y = 1,8$ cm und einer Kamerablickrichtung in z -Richtung.

Bestimmung der zufälligen Messabweichung der Partikelposition

Die zufälligen Messabweichungen innerhalb der vorgemischten Flamme werden experimentell für die durch den Ursprung laufende Messebene bestimmt. Dazu wird eine Drahtspitze innerhalb der Flammenströmung bei $y = 1,8$ cm und $z = 0$ cm in x -Richtung verschoben. Die Drahtspitze wird beleuchtet und deren Position mithilfe einer Kamera mit Blick in z -Richtung gemessen. Die Bildposition der Drahtspitze wurde mithilfe einer Schwerpunktberechnung der Bildintensitäten subpixelgenau bestimmt. Aufgrund von systematischen Messabweichungen durch das Glühen der Drahtspitze und die damit verbundene Verschiebung des Intensitätsschwerpunktes ist die im Mittel gemessene Positionsabweichung nicht aussagekräftig, weshalb hier allein die Schwankungen um den Mittelwert ausgewertet werden. In Abb. 6 ist die Standardabweichung $\sigma_{\xi,x}$ für 100 Messungen der Partikelposition in x -Richtung in Abhängigkeit der x -Position dargestellt.

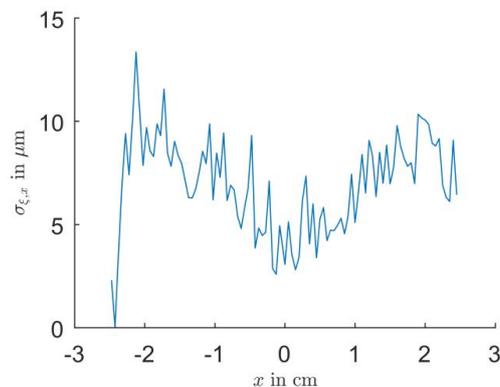


Abb. 6: Gemessene Standardabweichung der Drahtposition innerhalb der vorgemischten Flamme

PIV-Messabweichung in Flammen

Mithilfe der im vorigen Abschnitt ermittelten Messabweichung der Partikelposition $\vec{\xi}$ wird in diesem Abschnitt die Messabweichung für das Geschwindigkeitsfeld \vec{v} berechnet. Die Geschwindigkeitsabweichung $\Delta\vec{v}$ aufgrund der Partikelpositionsabweichung lässt sich mit

$$\Delta\vec{v} = (\vec{\nabla}\vec{\xi})\vec{v} - (\vec{\nabla}\vec{v})\vec{\xi} \quad (4)$$

berechnen [3]. Der Gradient der Positionsabweichung $(\vec{\nabla}\vec{\xi})$ aus dem ersten Term in Gl. (4) ergibt eine relative Messabweichung des Geschwindigkeitsfeldes. In Abb. 7 ist der Gradient

der Abweichung der Partikelposition in x -Richtung $\nabla_x = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ dargestellt. Bei $z = 0$ cm und $x \approx 2$ cm ergibt sich für eine Abschätzung des zweiten Terms in Gl. (4) mithilfe eines mittleren Geschwindigkeitsgradienten aus [2] eine systematische relative Abweichung von

$$\frac{\Delta v_x}{v_x} = \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\xi_x}{v_x} = 0,1 \%, \quad (5)$$

wobei der zweite Term $(\vec{\nabla} \vec{v}) \vec{\xi}$ aus Gl. (4) einen deutlich geringeren Anteil an der systematischen Messunsicherheit besitzt. Die systematische relative Abweichung von 0,1 % für PIV-Messungen ergibt keinen relevanten Messunsicherheitsbeitrag [14, 11].

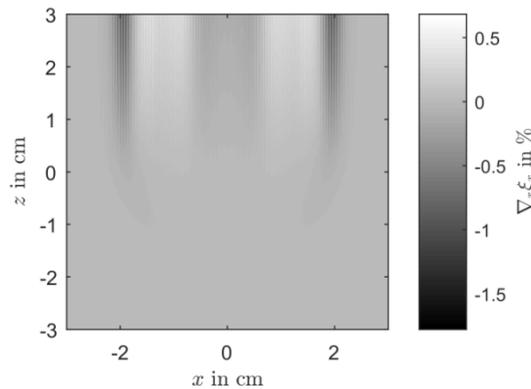


Abb. 7: Beitrag zur Messunsicherheit der Geschwindigkeit in x -Richtung durch den Gradient der Partikelpositionsabweichung

Um eine Abschätzung für die Messunsicherheit von single-shot-Messungen anzugeben, wird eine Unsicherheitsfortpflanzung der Standardunsicherheit σ_{ξ_x} der Positionsabweichung ξ_x für die Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit Δv_x durchgeführt:

$$\sigma_{\Delta v_x} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta v}{\partial \xi} \cdot \sigma_{\xi_x}\right)^2} \approx \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x} \cdot \sigma_{\xi_x}\right)^2}. \quad (5)$$

In turbulenten Flammen können instantane Geschwindigkeitsgradienten auftreten, die höher als der mittlere Geschwindigkeitsgradient sind. Deshalb wird bei der Abschätzung des maximalen Geschwindigkeitsgradienten aus [2] zusätzlich die zweifache Standardunsicherheit des Geschwindigkeitsgradienten berücksichtigt. Für die zufällige, relative Messabweichung ergibt sich damit $\frac{\sigma_{\Delta v_x}}{v_x} = 0,1 \%$. Demnach liefert die zufällige Messabweichung einen vergleichbaren Beitrag zur Messunsicherheit wie die systematische Messabweichung. Jedoch ist die aufgrund des Brechungsindexfeldes entstehende Gesamtmessunsicherheit für single-shot-PIV-Messungen als vernachlässigbar anzusehen [14, 11]. Für eine andere Messebene wie z.B. bei $z = 2$ cm ergibt sich bereits eine systematische Messabweichung von 0,7 %. Unter der Annahme, dass die zufällige Messabweichung in gleicher Weise ansteigt, sind in dieser Messebene bereits signifikante Beiträge zum Messunsicherheitsbudget zu erwarten.

Fazit und Ausblick

Für zeitgemittelte und für single-shot PIV-Messungen innerhalb einer vorgemischten Flamme wurde eine Messunsicherheitsabschätzung für den Einfluss des inhomogenen, fluktuierenden Brechungsindexfeldes durchgeführt. Während sich in der Messebene $z = 0$ (Flammenmitte) maximale relative systematische und zufällige Messabweichungen von 0,1 % ergaben, die für zeitgemittelte und single-shot PIV-Messungen keinen relevanten Messunsicherheitsbeitrag liefern, beträgt die maximale relative systematische Messabweichung in der Messebene $z = 2$ cm (hinterer Flammenrand) bereits 0,7 %. Unter der Annahme, dass die zufälligen Messabweichungen mit einem vergleichbaren Faktor ansteigen, liegen in dieser Mess-

ebene signifikante Messunsicherheitsbeiträge vor. Im Ergebnis kann der Einfluss von inhomogenen, fluktuierenden Brechungsindexfelder in Flammen in Abhängigkeit vom Gradienten des Brechungsindexfeldes (d.h. abhängig von Geometrie und der absoluten Änderung des Brechungsindex) sowie in Abhängigkeit von der Messposition zu einer signifikanten PIV-Messabweichung führen.

Bei stereoskopischen und tomografische PIV-Messungen sind höhere Messunsicherheiten als bei dem hier betrachteten Standard-PIV zu erwarten [10], die noch in zukünftigen Arbeiten quantifiziert werden sollen. Darüber hinaus soll eine ganzheitliche Modellierung der PIV-Messunsicherheiten für Flammen auch mit unterschiedlichen Vormischverhältnissen und Turbulenzgraden erfolgen. Dabei lässt sich, alternativ zur indirekten Bestimmung des mittleren Brechungsindexfeldes der Flamme basierend auf einer Temperaturmessung mit einem Thermoelement, das vorliegende Brechungsindexfeld auch direkt mit einer nichtinvasiven, optischen Schlieren-Technik erfassen.

Literatur

- [1] B. Böhm, C. Heeger, I. Boxx, W. Meier, and A. Dreizler. Time-resolved conditional flow field statistics in extinguishing turbulent opposed jet flames using simultaneous highspeed PIV/OH-PLIF. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2):1647–1654, 2009.
- [2] R. K. Cheng. Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl. *Combustion and Flame*, 101(1-2):1–14, 1995.
- [3] G. E. Elsinga, B. W. van Oudheusden, and F. Scarano. Evaluation of aero-optical distortion effects in PIV. *Experiments in Fluids*, 39(2):246–256, 2005.
- [4] K. P. Geigle, R. Hedef, M. Stöhr, and W. Meier. Flow field characterization of pressurized sooting swirl flames and relation to soot distributions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3917–3924, 2017.
- [5] N. Koukourakis, B. Fregin, J. König, L. Büttner, and Jürgen W. Czarske. Wavefront shaping for imaging-based flow velocity measurements through distortions using a Fresnel guide star. *Optics Express*, 24(19):22074, 2016.
- [6] M. D. Rumminger, R. W. Dibble, N. H. Heberle, and D. R. Crosley. Gas temperature above a porous radiant burner: Comparison of measurements and model predictions. *Symposium (International) on Combustion*, 26(1):1755–1762, 1996.
- [7] R. Schlüßler, J. Czarske, and A. Fischer. Uncertainty of flow velocity measurements due to refractive index fluctuations. *Optics and Lasers in Engineering*, 54:93–104, 2014.
- [8] A. M. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C. D. Carter, and W. Meier. Flowflame interactions causing acoustically coupled heat release fluctuations in a thermo-acoustically unstable gas turbine model combustor. *Combustion and Flame*, 157(12):2250–2266, 2010.
- [9] A. Stella, G. Guj, J. Kompenhans, M. Raffel, and H. Richard. Application of particle image velocimetry to combusting flows: design considerations and uncertainty assessment. *Experiments in Fluids*, 30(2):167–180, 2001.
- [10] C. Vanselow and A. Fischer. Influence of inhomogeneous refractive index fields on particle image velocimetry. *Optics and Lasers in Engineering*, 107:221–230, 2018.
- [11] M. Voges, M. Beversdorff, C. Willert, and H. Krain. Application of particle image velocimetry to a transonic centrifugal compressor. *Experiments in Fluids*, 43(2):371–384, 2007.
- [12] P. Weigand, W. Meier, X.R. Duan, W. Stricker, and M. Aigner. Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor. *Combustion and Flame*, 144(1-2):205–224, 2006.
- [13] J. Weinkauff, D. Michaelis, A. Dreizler, and B. Böhm. Tomographic PIV measurements in a turbulent lifted jet flame. *Experiments in Fluids*, 54(12), 2013.
- [14] J. Westerweel. Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1379, 1997