

# EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER KRAFTSTOFF-AUFBEREITUNG IN EINER VERDRALLTEN LUFTSTRÖMUNG UNTER REALISTISCHEN DRÜCKEN UND VORWÄRMTEMPERATUREN OHNE REAKTION IN EINEM EINZELSEKTOR-BRENNKAMMERMODELL MIT PUNKTUELLEM KRAFTSTOFFEINTRAG

S. Freitag

DLR - Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt e.V.  
Institut für Antriebstechnik, Linder Höhe, D-51147 Köln, Deutschland

## Zusammenfassung

In diesem Beitrag werden anhand von zwei Betriebspunkten Ergebnisse aus experimentellen Untersuchungen für die nicht-reagierende Zweiphasenströmung bei Brennkammerdrücken von 4 und 12 bar mit Luftvorwärmtemperaturen von 440 und 740 K und Kraftstoffvorwärmtemperaturen von 358 und 467 K vorgestellt. Als Kraftstoff kam Kerosin Jet A-1 zum Einsatz. Für die hierfür speziell entwickelte Modellbrennkammer wurde ein Modell-Magerbrenner ohne Pilot-Modul mit einer punktuellen dezentralen Kraftstoffquelle im Main-Modul gefertigt und verwendet. Diese Kraftstoffquelle entspricht einem in 90° quer zur Luftströmung eingedüsten Flüssigkeitsstrahl (LJICF).

Die Geschwindigkeit der Luftströmung wurde durch LDA gemessen. Für die simultane Messung von Tropfengrößen und -geschwindigkeiten kam PDA zum Einsatz. SMD-Verteilungen und Radialverläufe der tropfengrößenabhängigen Geschwindigkeiten werden für verschiedene axiale Abstände innerhalb der Modellbrennkammer gezeigt und in Hinblick auf die Sprayausbreitung und das Folgeverhalten zur Luftströmung diskutiert. Durch die Bestimmung von Stokeszahlen werden die Erkenntnisse zur Tropfendispersion belegt. Die Tropfendurchmesser und damit das Folgeverhalten hängen stark von den Betriebsbedingungen ab und sind mit Größen zwischen  $8 < SMD [\mu\text{m}] < 20$  entsprechend klein. Tropfenhistogramme und die Angabe von Rosin-Rammler-Parametern komplettieren den Datensatz für den Einsatz zur Validierung von Verbrennungscodes für Flüssigkraftstoffe.

## 1. EINLEITUNG

Die Weiterentwicklung von flugtauglichen Magerbrennern, welche das höchste NO<sub>x</sub>-Reduzierungspotential aufweisen [1], wirft eine Vielzahl von Fragen im Zusammenhang mit der Regelung, der Funktionsfähigkeit, der Verbrennungseffizienz und der Emissionen auf [2]. Die Kraftstoffaufbereitung nimmt eine Schlüsselrolle in nahezu allen dieser Aspekte der Gasturbinenverbrennung ein [3]. Mit CFD-Vorhersage-Tools kann die Entwicklungszeit erheblich reduziert werden. Um die Qualität dieser Tools zu erhöhen, werden Validierungsdaten für jeden Schritt der CFD-Code-Entwicklung benötigt. Bisher gibt es noch keine rechnergestützte Methode, um die Zerstäubung unter realistischen Betriebsbedingungen exakt zu modellieren. Erweiterte numerische Methoden wie „volume of fluid“ [4] oder „level set“ [5] befinden sich in der Entwicklungsphase für die Anwendung in semi-empirischen Modellen, die für Verbrennungscodes für Flugtriebwerksbrennkammern geeignet sind. Aufgrund der hohen Spraydichte konnten bisher keine experimentellen und quantitativen Spraydaten zugleich am Ort der Zerstäubung und unter realistischen Betriebsbedingungen ermittelt werden.

Ausführliche Ergebnisse aus Grundlagenuntersuchungen zum LJICF im drallfreien durchströmten Glaskanal finden sich für atmosphärische Bedingungen in [6] und [7], für erhöhte Drücke in [8], [9], [10] und [11] und für erhöhte Vorwärmtemperaturen und Drücke in [12]. LJICF-Untersuchungen in ringförmigen Passagen in einer mit Drall beaufschlagten Luftströmung finden sich für atmosphäri-

sche Bedingungen in [13], für erhöhte Drücke in [14] und für erhöhte Drücke und Vorwärmtemperaturen in [15] und [45]. Quantitative Daten der isothermen Zweiphasenströmung stromab von mit Drall beaufschlagenden Luftstromzerstäubern innerhalb geschlossener Sektoren wurden durch [16], [17], [18] und [19] für atmosphärische Bedingungen und durch [20], [21] und [22] für erhöhte Drücke publiziert. Jasuja [20] verwendete den LJICF als Kraftstoffeintritt im Zerstäuber mit einer ansonsten einfachen Geometrie und stellte dafür erstmals eine Korrelation zur Ermittlung des Sauter-Durchmessers  $D_{32}$  für Luftstromzerstäuber mit LJICF in Umgebungen erhöhter Drücke auf. Fujiwara et al. [14] verwendeten in ihrer realistischen Brennergeometrie gleich zwei unterschiedliche Grundpositionen für die dezentrale Anbringung der Kraftstoffdüsen des LJICF innerhalb des Brenners. Klinner et al. [45] untersuchten die räumlich instationäre Sprayverteilung und -geschwindigkeit mittels *Tomographic shadowgraphy*. Ausführliche Betrachtungen zur turbulenten Partikel-Dispersion in Drallströmungen finden sich in [23], [24] und [25]. Anfangsbedingungen des Sprays in der reagierenden Strömung nahe dem Austritt von LDI-Magerbrennern unter realen Betriebsbedingungen in der reagierenden Strömung wurden durch [26], [27] und [28] publiziert.

Mit dem Ziel, die Vorhersage von CFD-Tools schrittweise zu verbessern, liefert der vorliegende Beitrag basierend auf optischen Messmethoden umfangreiche Messergebnisse der Zweiphasenströmung. Er reiht sich in eine Entwicklung der aufgeführten Untersuchungen ein und wartet

mit folgender Besonderheit auf: Das Kraftstoffspray wird ausgehend von einem einzelnen LJICF im Main Modul eines Modellbrenners mit Ähnlichkeiten zum LDI-Magerbrenner im Einzelsektor-Brennkammermodell unter realistischen Drücken und Vorwärmtemperaturen ohne Reaktion quantitativ charakterisiert.

## 2. PRÜFSTAND, MESSSTRECKE, BRENNER UND BETRIEBSBEDINGUNGEN

### 2.1. Prüfstand

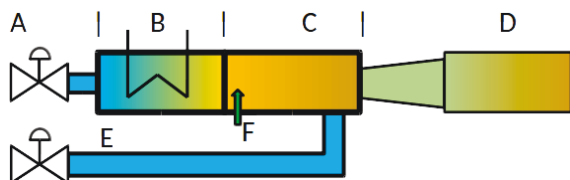


BILD 1. Schema des Prüfstands, Erklärung im Text

Durch die Medienversorgung des DLR-Standortes in Köln wird die Luft auf bis zu 50 bar vorverdichtet. Durch ein Regelventil außerhalb des Prüfstandes wird dieser Druck reduziert. Die Luft gelangt anschließend in einen Sammler und verzweigt sich von dort in zwei Stränge. Ausgehend von dieser Position zeigt BILD 1 in Form eines vereinfachten Schemas mit der Fließrichtung von links nach rechts die wichtigsten Elemente des Prüfstandes. Die Volumenströme beider Stränge lassen sich separat durch Regelventile (A) steuern. Im Strang der Hauptluft befindet sich ein elektrisch betriebener Luftherhitzer (B), der über eine Leistung von 520 kW verfügt. Direkt am Luftherhitzer angeflanscht befindet sich die Messstrecke (C). Diese wird zusätzlich mit der Kühlluft (E) des zweiten Stranges und dem Kraftstoff (F) gespeist. Ein 80 Liter Kraftstofftank befindet sich außerhalb des Prüfstandes. Durch einen Blasenspeicher im Tank wird mittels regelbarer Stickstoff-

einen anschließenden Schlot die freie Umgebung. Die Prüfstandinfrastruktur ist für Luftdrücke bis zu 25 bar und für maximale Luftvorwärmtemperaturen von bis zu 850 K ausgelegt. Der maximale Luftmassenstrom ist lediglich durch den Messbereich der Massenströmsensorik auf 1.5 kg/s beschränkt. Aufgrund des maximal zulässigen Betriebsbereiches der katalytischen Nachverbrennung ist der maximale Kraftstoffmassenstrom auf 10 g/s limitiert.

### 2.2. Messstrecke

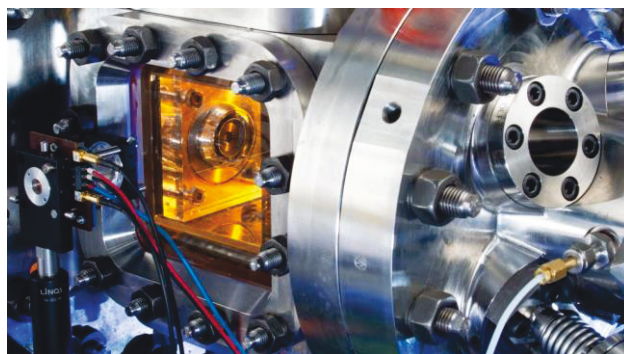


BILD 3. Blick auf das Brennkammermodell

BILD 3 zeigt ein Foto des Brennkammermodells (BKM). Dieses bildet zusammen mit dem Plenum die Messstrecke. BILD 2 zeigt ein Schema der Messstrecke in zwei Schnittansichten. Um das Wirkprinzip der Messstrecke besonders hervorzuheben, sind einige Bauteilparts im Schema verzerrt abgebildet. Von links strömt verdichtete und vorgewärmte Luft (B) in die Messstrecke und wird innerhalb des Plenums in Brennerluft (C) und Starterfilm-luft (D) gesplittet. Durch austauschbare Lochbleche bzw. Baffles lässt sich die Aufteilung der Massenströme variieren. Der Raum hinter der Baffle (N) bis zum Brenner hat einen kreisrunden Querschnitt mit einer allmählichen Ver-

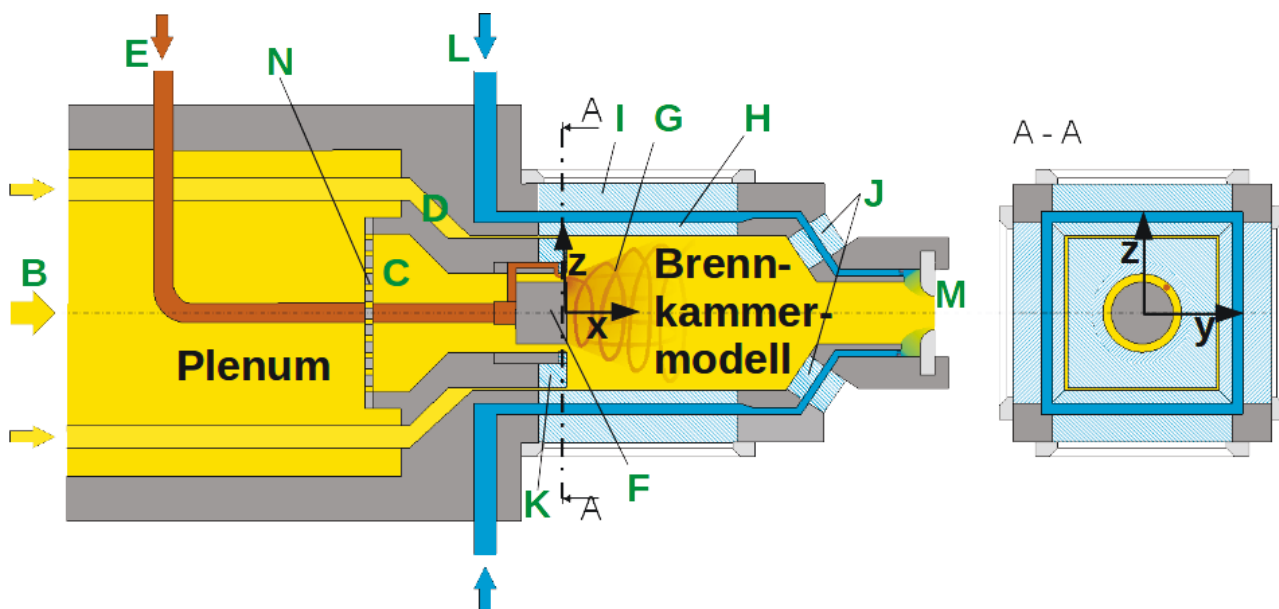


BILD 2 Schemata der Messstrecke; links: Longitudinalschnitt; rechts: Transversalschnitt mit Blick entgegen der Strömungsrichtung, Erklärung der Buchstaben befinden sich im Text

zufuhr ein gleichmäßiger Kraftstoffmassenstrom erzeugt. Der in der Messstrecke teils verdampfte, teils flüssige Kraftstoff wird stromab der Messstrecke katalytisch nachverbrannt (D). Die so gereinigten Abgase erreichen durch

jüngung, die in einen Kreisrohr vor dem Brenner mündet. Dieses Rohr hat einen Durchmesser von 65 mm und beginnt 80 mm vor dem Brenner. Drei Millimeter stromab des Rohres ohne Brenner wurde die Geschwindigkeit der

Luftströmung mit LDA gemessen. Diese Messungen zeigten ein sehr flaches turbulentes Rohströmungsprofil. Als Eintrittsrandbedingung wird daher empfohlen mit ausreichend Abstand stromauf des Brenners mit einem Blockprofil einzuströmen. Die turbulente kinetische Energie wurde zu  $7 \text{ m}^2/\text{s}^2$  für den Betriebspunkt TP1 in TAB. 2 ermittelt. Die turbulenten Längenmaße wurden hierfür messtechnisch nicht erfasst.

Durch den im Modellbrenner BILD 2 (F) erzeugten Luftdruckverlust wird der Kraftstoff (E) mit hohen Scherkräften der anströmenden und verdrehten Brennerluft zerstäubt. Durch vier optische Zugänge (H,I) an den Seiten und zusätzlich drei axialnahen Zugängen (J) im Brennkammermodell lässt die Messstrecke einen großen Spielraum für die Verwendung optischer Messmethoden zu, um das so erzeugte Spray (G) umfangreich zu untersuchen. Um den unerwünschten Effekt von Kraftstoffablagerungen an den Linerscheiben (H) zu unterbinden, ist die Starterfilm-luft (D) im Brennkammermodell ausschließlich auf die Funktion reduziert, einen warmen Film auf der Linerscheibe zu erzeugen. So wird die Verdunstung von Flüssigablagerungen deutlich beschleunigt. Die Spaltbreite des Starterfilmaustritts zwischen Brennerkopfplatte (K) und der Linerscheibe (H) beträgt auf allen vier Seiten 1,0 mm. Die Spaltlänge in x-Richtung beträgt 20 mm. Die Spaltströmung wurde nicht mit optischen Messmethoden untersucht. Durch optische Zugänge in der Brennerkopfplatte (K) und im Brenner (F) kann das Spray bereits bei der Entstehung analysiert werden. Die Brennerkopfplatte hat eine Dimension von  $100 \times 100 \text{ mm}$ . Somit beträgt die Querschnittsfläche des BKM  $102 \times 102 \text{ mm}^2$ . Die axiale Ausdehnung dieser Querschnittsfläche beträgt 185 mm. Stromab dieses Bereiches folgt eine Einschnürung des quadratischen Querschnittes hin zu einem Kreisrohr. Die axiale Länge des der Einschnürung beträgt ca. 15 mm. Das Kreisrohr hat einen Durchmesser von 40 mm und eine Länge von 140 mm. Stromab des Kreisrohres wird die Brennerluft gemeinsam mit der radial außen liegenden Kühlluft (L) innerhalb eines axialen Abstandes von ca. 15 mm zur kritischen Düse (M) befördert.

Die Kühlluft (L) in BILD 2 erzeugt einen deutlichen Wärmeabfall innerhalb des Kühlluftspalts zwischen den Linerscheiben (H) und den Druckglasscheiben (I). Somit wird eine gleichzeitige Beaufschlagung von hohen Druck- und Temperaturdifferenzen über die Scheibendicke vermieden. Die Ausströmung durch die kritische Düse (M) ermöglicht je nach Querschnittsfläche einen definierten Druckaufbau in der Messstrecke. Durch Veränderung des Kühlluftmassenstroms mit Hilfe des Regelventils in Bild 1 (A) lässt sich der Druckaufbau im Brennkammermodell komfortabel einstellen. Stromab der kritischen Düse folgt eine plötzliche und große Erweiterung des Querschnittes, so dass die Düsenausströmung einen Freistrahldarstellt. Weiter ins Detail gehende Informationen zur Messstrecke finden sich in [29].

Der Ursprung des für diesen Beitrag verwendeten rechts-händigen Koordinatensystems befindet sich auf der Brennerachse direkt am Brenneraustritt auf Höhe der Brennerkopfplatte, siehe BILD 2. Die axiale Position des Kraftstoffaustritts befindet sich bei  $x = -6,05 \text{ mm}$ . Abhängig von der Messmethode wurde sie um die Brennerachse verdreht. Die Messdaten wurden derartig transformiert, dass die gezeigten Ergebnisse in diesem Beitrag stets einer Position des Kraftstoffaustritts bei  $y = 0 \text{ mm}$  und  $z = 15,85 \text{ mm}$  zuzuordnen sind.

### 2.3. Modellbrenner

Der Modellbrenner orientiert sich an einem realen LDI-Magerbrenner und wurde speziell für die Messstrecke im DLR entwickelt und gefertigt. Im Vergleich zum realen LDI-Magerbrenner [30] ist der hier verwendete Brenner hinsichtlich seiner mit Luft durchströmenden Querschnittsflächen ungefähr um einen Faktor 2 kleiner.

#### 2.3.1. Aufbau und Funktion

BILD 4 zeigt anhand einer Zeichnung den Longitudinal-schnitt des Modellbrenners oberhalb der Achse (C). Der Brenner verfügt über eine einzelne Kraftstoffdüse (A) die auf dem ringförmigen Kraftstoffhauptmodul (E) platziert ist. Statt eines Pilotmoduls wurde ein zentrischer Körper (B) eingesetzt. Die Metallparts des Brenners wurden nahezu vollständig durch kostengünstiges Lasersintern gefertigt.

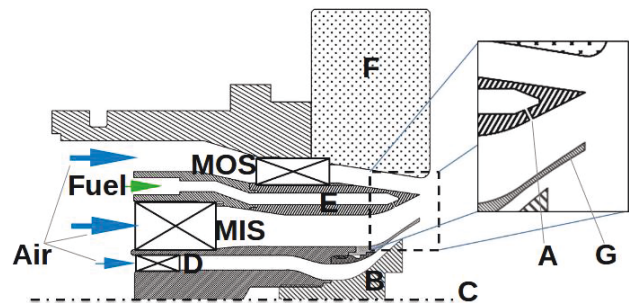


BILD 4. Zeichnung des Brennerquerschnitts; rechts oben: vergrößerte Darstellung der Kraftstoffdüse und der Passagenaustritte, Bezeichnungen der Bauteile im Text

Drei ringförmige mit Luft durchströmte Passagen mit jeweiligem Drallerzeuger (MOS, MIS, (D)) bewirken eine Rotation der Luft im gleichen Drehsinn im Sinne einer Linksschraube relativ zur x-Achse. Wegen der Vereinfachung durch Weglassen des Pilotmoduls wurde zunächst die einfachste Konfiguration gewählt. Der *Main Inner Swirler* (MIS) lässt sich in Bezug zur Kraftstoffdüse (A) reproduzierbar verdrehen. Dies hat den Vorteil mögliche Beeinflussungen von Schaufelnachläufen auf die Zerstäubung zu untersuchen. Vorsorglich wurde der MIS mit einer langen Distanz von 28 mm stromauf der Kraftstoffdüse platziert.

Wert	Einheit	Gesamt	Passagen		
			Innen	MIS	MOS
$A_{\text{Geometrisch}}$	$\text{mm}^2$	860	79	402	308
$A_{\text{Effektiv}}^*$	$\text{mm}^2$	596	61	275	260
Schaufelwinkel	°		48	43	37

TAB. 1 Brennerdaten; \*gemessene Werte

Die Querschnittsfläche der MIS-Passage normal zur Brennerachse verjüngt sich zunächst stromab des Drallerzeugers. Im Bereich der sowohl durch die Shroud (G) als auch durch das Kraftstoffhauptmodul (E) hervorgerufenen Strömungsumlenkung bleibt der Betrag der Querschnittsfläche konstant.



Die Kraftstoffdüse (A) ist eine zylindrische Bohrung mit scharfkantigem Ein- und Auslauf. Die Düsenachse ist normal zur Hauptströmungsrichtung der Luft ausgerichtet. Der Düsendurchmesser beträgt 0,29 mm. Mit einer Düsenlänge von  $L = 1$  mm ergibt sich ein L/D-Verhältnis von 3,45. Der Raum stromauf der Kraftstoffdüse entspricht einer Bohrung mit einem Durchmesser von 2 mm und fungiert als Plenum für den Kraftstoff.

Die Profil-Hinterkanten des MIS befinden sich bei  $x \approx -40$  mm. Durch LDA-Untersuchungen über die gesamte Austrittsfläche des Brenners bei  $x = 3$  mm wurden sehr symmetrische und gleichförmige Geschwindigkeitsverläufe gemessen. PDA-Untersuchungen der Tropfengeschwindigkeiten bei verschiedenen Drehpositionen des MIS in Bezug zur Kraftstoffdüse offenbarten keine Unterschiede. Es kann somit ein gleichmäßiger Geschwindigkeitsverlauf über den Querschnitt der MIS-Passage an der axialen Position der Kraftstoffdüse angenommen werden.

In TAB. 1 sind die geometrischen und effektiven Flächen des Gesamtbrenners und der einzelnen Passagen aufgelistet. Des Weiteren finden sich hier die durch Flächengewichtung gemittelten Schaufelwinkel der Drallerzeuger.

## 2.4. Betriebspunkte

Eine zusammenfassende Übersicht der Betriebspunkte findet sich in TAB. 2. TP1 stellt den Referenzpunkt dar, welcher ausführlich in diesem Beitrag behandelt wird. Der statische Druck  $p_a$  wurde durch eine Wandbohrung stromab der Linerscheibe im Brennkammermodell gemessen.

TP	$p_a$ [bar]	$T_a$ [K]	$\Delta p_B$ [%]	$\dot{m}_B$ [g/s]	$\dot{m}_{SF}$ [g/s]	$\dot{m}_I$ [g/s]	$q$ [-]	$D_N$ [mm]	$T_I$ [K]	$We_a$	Messmethode
TP0	1.5	280	3	65	35	-	-	-	-	-	LDA
TP1	4	440	4	190	99	0.74	8	0.29	358	321	PDA, Mie
TP2	12	740	4	439	223	1.20	8	0.29	467	1580	PDA, Mie

TAB. 2 Übersicht der Betriebspunkte mit TP: Testpunktbezeichnung,  $p_a$ : statischer Druck im Brennkammermodell,  $T_a$ : Luftvorwärmtemperatur,  $\Delta p_B$ : Brennerdruckverlust,  $\dot{m}_B$ : Brennerluftmassenstrom,  $\dot{m}_{SF}$ : Starterfilmmassenstrom,  $\dot{m}_I$ : Kraftstoffmassenstrom,  $q$ : Impulsstromdichteverhältnis,  $D_N$ : Kraftstoffdüsendurchmesser,  $T_I$ : Kraftstofftemperatur,  $We_a$ : Weberzahl

$T_a$  wurde mit Hilfe eines Thermoelements zwischen Baffle und Brenner erfasst. Für die Bestimmung des Brennerdruckverlustes  $\Delta p_B$  kam ein Differenzdrucksensor zum Einsatz, der die Differenz aus  $p_a$  und einer Druckentnahmestelle stromab der Baffle maß. Der Brennermassenstrom  $\dot{m}_B$  wurde über den gemessenen Druckverlust der Baffle (BILD 2 (N)) mit Hilfe der effektiven Bafflefläche ermittelt. Für die Bestimmung des Baffle-Druckverlustes kam ebenfalls ein Differenzdrucksensor zum Einsatz. Der Massenstrom des Starterfilms  $\dot{m}_{SF}$  wurde aus der Differenz des Gesamtmassenstroms der vorgewärmten Luft und des Brennerluftmassenstroms  $\dot{m}_B$  errechnet. Der Gesamtmassenstrom der vorgewärmten Luft wurde durch Vortex-Zähler stromauf des Lufterhitzers ermittelt.

### 2.4.1. Impulsstromdichteverhältnis $q$

Die Eindringtiefe des Kraftstoffes in die ringförmige Passage in Richtung der Düsenachse hängt neben dem Kraftstoffdüsendurchmesser vom Verhältnis der Impulsstromdichten des Kraftstoffes zum Luftstrom ab. Dieses Verhältnis wird mit Gleichung (1) definiert:

$$(1) \quad q = \frac{\rho_I u_I^2}{\rho_a U_a^2}$$

wobei  $\rho$  für die Dichte und  $u$  für die Strömungsgeschwindigkeit des jeweiligen Mediums steht. Um im Betriebsablauf anhand von  $q$  die Eindringtiefe des Kraftstoffes steuern zu können, mussten Dichten und Geschwindigkeiten aus den Daten der Sensorik der Messwerterfassung (MWE) bestimmt werden. Eine Formel zur Bestimmung der Dichte  $\rho_I$  von Kerosin Jet A-1 wurde aus [33] herangezogen. Sie ist hiernach eine Funktion der Kerosintemperatur. Aufgrund der Wegführung der Kraftstoffleitung in BILD 2 (E) durchs Plenum kommt es in Abhängigkeit vom Betriebspunkt zur Erwärmung des Kerosins. Mit Hilfe eines Thermoelements mit der Position ca. 5 mm stromauf der Kraftstoffdüse wurde die Kerosintemperatur  $T_I$  für die Bestimmung von  $\rho_I$  gemessen. Die Luftdichte  $\rho_a$  wurde mit vor den Brenner platzierten Druck- und Temperatursensoren bestimmt. Für die Bestimmung des Kraftstoffmassenstroms  $\dot{m}_I$  kam ein Corioliszähler stromauf der Messstrecke zum Einsatz. Die Kraftstoffgeschwindigkeit  $u_I$  in Gleichung (1) bezieht sich auf den Kraftstoffdüsenquerschnitt und wurde so über die Kontinuitätsgleichung bestimmt. Gleichermaßen wurde  $u_a$  ermittelt. Ausgehend von  $\dot{m}_B$  wurde der Luftmassenstrom durch die MIS-Passage durch zuvor ermittelte Split-Faktoren bestimmt. Die Querschnittsfläche für die Bestimmung von  $u_a$  besitzt die Form der Mantelfläche eines Kegelstumpfes, wobei die Mantellinie gleich der MIS-Passagenbreite in Richtung der Kraftstoffdüsenachse ist. Die Luftgeschwindigkeit  $U_a$  in Gleichung (1) besteht somit aus einer axialen und radialen Kompo-

nente. Im Vergleich zu unverdrallten LJICF-Strömungen führt die Nichtberücksichtigung der tangentialen Luftgeschwindigkeitskomponente in diesem Beitrag zu geringfügig höheren Werten von  $q$ .

### 2.4.2. Aerodynamische Weberzahl $We_a$

Für den LJICF ist es zweckmäßig die aerodynamische Weberzahl als Vergleichsgröße für den Strahlerfall heranzuziehen. Hierbei definieren sich Druck und Geschwindigkeit auf Grundlage der Luftströmung wie folgt:

$$(2) \quad We_a = \frac{\rho_a U_a^2 D_N}{\sigma}$$

Die Luftgeschwindigkeit  $U_a$  ist hierbei identisch mit  $u_a$  aus Gleichung (1). Die Oberflächenspannung  $\sigma$  für Kerosin Jet A-1 wurde mit  $T_I$  aus TAB. 2 nach [33] bestimmt. Nach [36] ist die Temperaturerhöhung des Kerosins ab Strahlaustritt bis zum Strahlerfall signifikant. Die tatsächliche Weberzahl am Ort des Zerfalls ist somit aufgrund der nicht berücksichtigten Tangentialkomponente der Luftströmung und der Temperaturerhöhung des Kerosins etwas höher

als die in TAB. 2 aufgelisteten Werte.

### 3. MESSMETHODEN

#### 3.1. Planare Mie-Streuung

Das Messprinzip der planaren Mie-Streuung kam für eine flächige Spraysichtbarmachung zum Einsatz. Die zeitgemittelten Mie-Intensitäten wurden in der y-z Ebene an verschiedenen axialen Positionen stromab der Brennerkopfplatte gemessen. Durch einen luftgekühlten Argon-Ion-Laser wurde ein kontinuierlicher Laserstrahl mit einer Leistung von ca. 35 mW maßgeblich im Wellenlängenbereich zwischen 457,9 - 514,5 nm erzeugt. Dieser Strahl wurde durch eine Zylinderlinse aufgefächert und durch eine Sammellinse in ein paralleles Lichtband geformt. Der so entstandene Lichtschnitt hatte eine Höhe von ca. 35 mm und eine Dicke von ca. 0,5 mm. Die verwendete Digitalkamera Photron APX RS wurde mit einem lichtstarken Objektiv Nikkor Micro mit  $f = 105$  mm ausgestattet. Durch die Nutzung des axialnahen Zugangs im Brennkammermodell BILD 2 (J) konnte die Kamera in einem großen Winkel von  $76^\circ$  zum Laserlichtschnitt in Vorwärtsstreuung positioniert werden. Die sich daraus ergebende Bildverzerrung ist entsprechend klein und der Spielraum für die Einstellung der Tiefenschärfe groß. Das mittlere Abbildungsverhältnis betrug ca. 12 Pixel pro Millimeter und die Belichtungszeit ca.  $332 \mu\text{s}$  bei einer Blendenöffnung von  $f/4$ . Der Intensitätsverlauf des Lichtschnittes normal zur Senderichtung entspricht einer Gaußverteilung. Diese wurde mit Hilfe einer Küvette mit enthaltenem Rhodamin 6G für den Lichtschnitt ermittelt und in die Intensitätsverteilung der Sprayaufnahmen korrigierend berücksichtigt. Mit Hilfe von Aufnahmen eines 2D-Kalibriertargets wurden die Bilder entzerrt und ins Koordinatensystem der Messstrecke übertragen. Für die Bilddatenauswertung wurde openCV in Kombination mit Python/NumPy verwendet.

#### 3.2. 2D-LDA

Die Geschwindigkeit der Luftströmung wurde durch Hinzugabe von flüssigem Seedingmaterial unter atmosphärischen Bedingungen ohne Luftvorwärmung und ohne Kraftstoffspray mit einem 2D-LDA System von Dantec gemessen. Als Seedingmaterial kam Paraffinöl zum Einsatz, welches durch einen hauseigenen Partikelgenerator zu Partikeln mit einer Größe  $< 1 \mu\text{m}$  generiert wurde.

Ein 5 Watt wassergekühlter Argon-Ion-Laser (Innova 90) diente als Lichtquelle. Die Sendeoptik wurde in Kombination mit einer Strahlaufweitungsoptik und anschließender Frontlinse mit  $f = 310$  mm verwendet. Die Sendeachse wurde im rechten Winkel zur Achse des Modellbrenners ausgerichtet. Der Strahlabstand wurde auf 30 mm je Farbkomponente eingestellt, er bezieht sich auf die Oberfläche der Frontlinse. Daraus ergeben sich ein Messvolumendurchmesser von ca.  $75 \mu\text{m}$ , und eine Länge von ca. 1 mm sowie eine Anzahl von 14 Interferenzebenen im Messvolumen. Die Laserleistung betrug ca. 30 mW pro Strahl.

Als Empfangseinheit wurde die Dantec-PDA-Classic verwendet. Die Frontlinse dieser Optik hat eine Apertur von 78 mm und eine Brennweite von  $f = 310$  mm. Dadurch ergibt sich ein vergleichsweise großer Raumwinkel von  $14,3^\circ$ . Durch die Bauweise dieser Einheit konnte jedoch nur  $1/3$  der Aperturfläche für die LDA-Anwendung genutzt werden, womit sich der effektiv nutzbare Raumwinkel auf  $8,3^\circ$  reduzierte. Ein Vorteil dieser Einheit ist die direkte Anbringung der Photomultiplier in der Empfangseinheit,

wodurch Intensitätsverluste durch Fasereinkopplung entfallen. Durch einen sehr kleinen Winkel von  $12^\circ$  zur Sendeachse in Vorwärtsstreuung konnte ein hohes Lichtsignal detektiert werden. Durch eine  $100 \mu\text{m}$  breite Schlitzblende in der Empfangseinheit reduziert sich die Länge des detektierbaren Messvolumens auf  $0,48$  mm.

Die empfangenen Burst-Signale wurden mit einem Dantec Signalprozessor P80 ausgewertet. Alle 2D-Messungen liefen stets im Koinzidenzmodus. Das Messvolumen wurde pro axiale Messebene parallel zur Brennerkopfplatte einmal entlang der Sendeachse und einmal senkrecht zur Sendeachse durch die Brennerachse hindurch traversiert. Durch die zwei Verfahrenswege war es möglich alle drei Geschwindigkeitskomponenten zu messen. Das Abbruchkriterium pro Messpunkt wurde auf  $2e+4$  Ereignisse gesetzt. Für die Bestimmung von turbulenten Längenmaßen  $L_t$  wurde die Anzahl der Ereignisse auf  $1e+6$  erhöht.

#### 3.3. 2D-PDA

Das für die LDA-Messungen verwendete Equipment kam auch für die PDA-Messungen zum Einsatz. Der Aufbau der Sendeeinheit mit resultierendem Messvolumen war mit dem LDA-Aufbau identisch.

Bei einer Kerosintemperatur von 420 K ergibt sich aus [33] ein Brechungsindex von 1,4. Hiermit berechnet sich der Brewsterwinkel zu  $71^\circ$ . Um Reflektionen zu vermeiden, wurde die Empfangsoptik mit diesem Winkel zur Sendeachse in Vorwärtsstreuung des Laserlichts positioniert. Der theoretische Anteil des Lichtsignals aus der Brechung 1. Ordnung am Kerosintropfen liegt somit mehrere Größenordnungen über den verbleibenden Ordnungen. Aufgrund der o.g. Schlitzblende und dem Empfangswinkel von  $71^\circ$  beträgt die Länge des Detektionsvolumens  $106 \mu\text{m}$ .

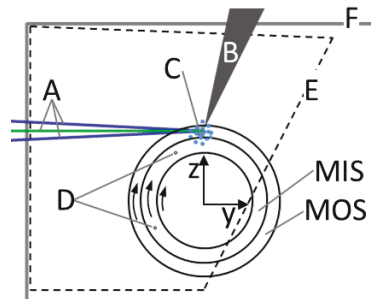


BILD 5 PDA Messanordnung in Bezug zum Brennkammermodell mit Blick entgegen der Strömungsrichtung, die Pfeile zeigen die Drallrichtung der Strömung, Erklärung der Buchstaben im Text

BILD 5 zeigt die PDA-Messanordnung in Bezug zur Modellbrennkammer mit den Laserstrahlpaaren (A) des Raumwinkelkegels der Empfangsoptik (B) und des Kerosinsprays (C). Mit der Umrandung (F) ist die Lage der Linerscheiben skizziert. Die zentral angeordneten Kreisringe beschreiben die Lage der Brennerpassagenaustritte MOS und MIS. Durch den Drall der Luftströmung bewegt sich das Spray vom Kraftstoffaustritt (D) im Brenner in einer ca.  $30^\circ$  Drehung bis zur Position  $x = 10$  mm. Zwei Drehpositionen für die Kraftstoffdüse wurden derartig gewählt, dass ein Teil der Spraymitte entweder entlang der z-Achse oder entlang der negativen y-Achse bei  $x = 10$  mm messbar war. Entlang dieser Achsen wurde für die mit den blauen Strahlpaaren gemessene Querkomponen-

te jeweils die Radial- oder die Tangentialgeschwindigkeit der Tropfen gemessen. Gleichzeitig wurden dadurch die axiale Geschwindigkeitskomponente und die Tropfengröße doppelt gemessen. Es zeigte sich, dass die Messungen entlang der neg. y-Achse eine etwas bessere Qualität in Hinblick auf die validierte Datenrate aufwiesen. Mögliche Ursachen für diesen Umstand werden in [26] ausführlich beschrieben. Für die Ergebnisdarstellung sind in diesem Beitrag die entlang der neg. y-Achse gemessenen Tropfengrößen und axialen Geschwindigkeiten verwendet worden.

Die gestrichelte Linie (E) umrandet einen Bereich für die Position des Messvolumens der Ebene  $x = 10 \text{ mm}$ , in dem der optische Zugang für Sende- und Empfangseinheit gänzlich gewährleistet ist. Für weiter stromab liegende x-Ebenen vergrößert sich dieser Bereich durch Verschiebung und Verkleinerung der unteren gestrichelten Linie in negativer z-Richtung.

Pro axialer Ebene wurde das vorhandene Spray mit einem quadratischen Rasterabstand zwischen den Traverspunkten vermessen. Das Abbruchkriterium lag bei 50.000 validierten Ereignissen oder bei 10 s Messzeit, je nachdem welches Kriterium als erstes eintrat.

Die Tropfendurchmesser wurden aus den gemessenen Phasenwinkeln mit Hilfe eines Python-Scripts berechnet. Die Bestimmung des Phasenfaktors erfolgte nach [34]. Der resultierende Phasenfaktor unterscheidet sich geringfügig zu den in [31] und ist identisch mit den in [32]. Der Unterschied ist auf die Definition des Elevationswinkels zurückzuführen. Dieser definiert sich in diesem Beitrag wie in [32] über den Flächenschwerpunkt der Aperturfläche.

Der Intensitätsverlauf im Messvolumen entspricht einer Gauss-Verteilung. Somit ergibt sich in der Statistik für kleine lichtschwache Tropfen ein kleineres Messvolumen. Für eine aussagekräftige Tropfenstatistik wurde dieser Umstand durch eine Korrektur nach dem Prinzip der *Probe volume Correction* [31] in der Ergebnisauswertung berücksichtigt.

Im sehr dichten Spray kann es trotz des kleinen Messvolumens zu einer Mehrfachbesetzung von Partikeln kommen, was zu einer Ablehnung des Signals führt. Diesem Umstand wurde durch eine Korrektur nach [35] entgegen gewirkt.

Für die Berechnung der Flüssigvolumenstromdichte wurde die Vorgehensweise aus [26] angewandt.

#### 4. ERGEBNISSE

##### 4.1. Qualitative Charakterisierung der Zweiphasenströmung im BKM

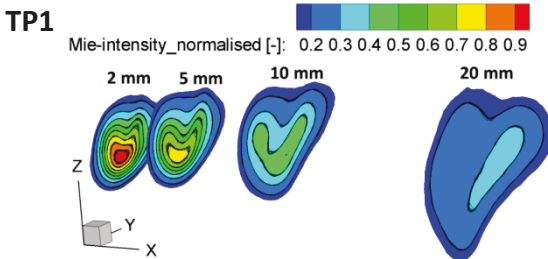


BILD 6 Mie-Visualisierung: Ebenen der Sprayverteilung an den Axialpositionen  $x = 2, 5, 10$  und  $20 \text{ mm}$  parallel zur Brennerkopfplatte für TP1

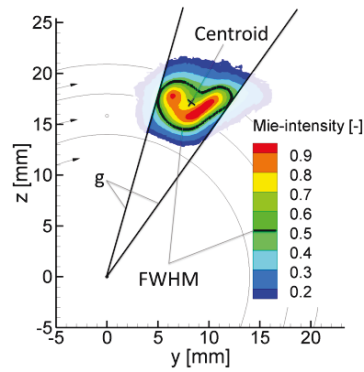


BILD 7 Farbkonturplot der Mie- Intensität bei  $x = 10 \text{ mm}$ ; Liniplot der FWHM; TP1

BILD 6 zeigt die mit der Planaren Mie-Streuung gemessenen Sprayverteilung (Mie-Intensität) in 4 axialen Abständen stromab des Brenners und parallel zur Brennerkopfplatte. Es ist zu erkennen, dass die Mie-Intensität entlang der Axialpositionen deutlich abnimmt. Dies ist bedingt durch einen kombinierten Effekt der Sprayausbreitung und der Sprayverdunstung.

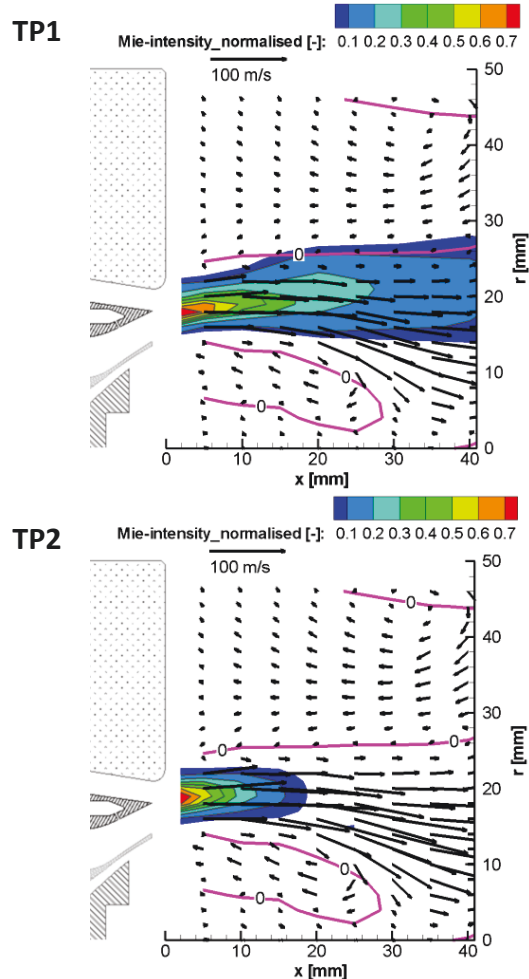


BILD 8 Vektorplots der Luftgeschwindigkeit, überlagert mit einem Farbkonturplot der Mie- visualisierten Sprayverteilung, Magenta-Linien bei  $u_a = 0 \text{ m/s}$ , oben TP1, unten TP2

Der Kern der Verteilung bei  $x = 2 \text{ mm}$  in BILD 6 weist eine Symmetrie auf, die zum Rand und stromab deutlich ab-



nimmt. Als Ursache kommt hierfür maßgeblich die Drallwirkung der Luftströmung in Betracht. Insbesondere große Tropfen mit hohen Relativgeschwindigkeiten driften hierdurch radial weit nach außen. Dadurch nimmt die Asymmetrie stromab deutlich zu.

BILD 8 zeigt die Überlagerungen von LDA-Vektorplots mit gemittelten Mie-Intensitätsverteilungen als Farbkonturplots entlang der x-r-Ebene für die Betriebspunkte TP1 und TP2. Die Beträge der bei TP0 gemessenen Luftgeschwindigkeiten wurden jeweils auf TP1 und TP2 skaliert. Entlang der Positionen mit dem Wert der Axialkomponente  $u = 0$  m/s sind magenta-farbene Konturlinien eingezeichnet. Sie markieren jeweils die innere und äußere Rezirkulationszone der Luftströmung ohne Spray.

Es wurde eine vereinfachte Transformation der Mie-Daten zum Zweck des Vergleichs der Sprayausbreitung mit dem isothermen Strömungsfeld vorgenommen. Die Transformation der Daten der y-z-Ebenen in BILD 6 in die x-r-Ebene in BILD 8 erfolgte durch eine Mittelung in Umfangsrichtung. Das Vorgehen für die Mittelung lässt sich anhand von BILD 7 beschreiben. Hierfür wurden die FWHM-Werte der Verteilung bestimmt, dargestellt anhand eines Linienkonturplots. Durch zwei Geraden (g), deren Ursprung auf der Brennerachse liegt und die den FWHM Bereich tangieren, wird eine Kreissektorfläche aufgespannt. Entlang der jeweiligen radialen Abstände wurden die Mie-Intensitäten in diesem Kreissektor-Bereich gemittelt. Informationen in Umfangsrichtung gehen dadurch verloren. Diese Vorgehensweise ermöglicht es aus den unsymmetrischen Verteilungen der y-z-Ebenen in BILD 6 repräsentative Werte für die x-r-Ebene in BILD 8 anschaulich darzustellen.

Ausgehend vom Maximum der Mie-Intensität für TP1 in BILD 8 strömen die Medien Luft und Kerosin in leicht unterschiedliche Richtungen. Während die Luft radial nach innen strömt, bewegt sich das Spray etwas radial nach außen. BILD 9 bestätigt diese Beobachtung des *Crossing-Trajectory* Effekts für TP1. Für die Generierung der Spraytrajektorien in BILD 9 wurde der Flächenschwerpunkt der FWHM Fläche herangezogen, vgl. BILD 7.

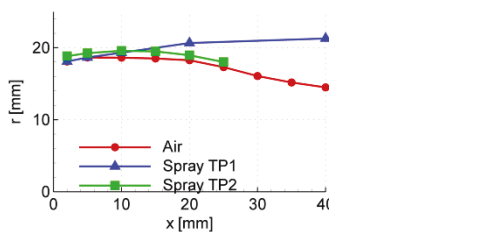


BILD 9 2D-Trajektorien der zeitgemittelten Luftströmung und des Sprays

Der Farbkonturplot für TP2 in BILD 8 zeigt im Vergleich zu TP1 eine viel stärkere Abnahme der Mie-Intensität in axialer Richtung. Als Ursache kommt hierfür ein kombinierter Effekt aus einer feineren Zerstäubung und einer hohen Verdampfung in Betracht. Durch höhere Vorwärmtemperaturen steigt bei gleichem Brennerdruckverlust die Strömungsgeschwindigkeit der Luft. Diese verursacht durch höhere Scherkräfte eine feinere Zerstäubung mit dominierendem *surface-breakup*. Die Kerosintemperatur vor dem Düsenaustritt ist bei TP2 bereits 109 K höher als bei TP1 (TAB. 2). Vom Austritt der Düse bis zum Strahlzerfall vergrößert sich dieser Temperaturunterschied aufgrund der höheren Vorwärmtemperatur der Luft, die auf diesem Weg noch einmal zur Erwärmung des Kraftstoffes beiträgt [36].

Eine höhere Kraftstofftemperatur mindert die Oberflächenspannung, erhöht die Weberzahl und trägt so ebenfalls zur feineren Zerstäubung bei. Die dadurch entstehende viel größere Tropfenoberfläche führt zur deutlich schnelleren Verdampfung und so zur sichtbar schnelleren Abnahme der Mie-Intensität. Das nicht verdampfte Spray bei TP2 folgt im Gegensatz zu TP1 der Luftströmung, siehe BILD 9.

## 4.2. Quantitative Charakterisierung der Zweiphasenströmung im BKM

### 4.2.1. Geschwindigkeit der Luftströmung am Brenneraustritt

In BILD 10 sind die radialen Austrittsprofile der Luftgeschwindigkeiten an der Axialposition  $x = 5$  mm für TP1 aufgetragen. Das stufenförmige Plateau der Axialgeschwindigkeit  $u$  in BILD 10 links ergibt sich aus den beiden Passagen MIS und MOS, wobei der höhere Geschwindigkeitsanteil durch die radial innen liegende MIS-Passage verursacht wird. Im Vergleich zum MOS erfährt diese Passage durch eine Querschnittsverjüngung hinter dem Drallerzeuger und vor der Kraftstoffeindüsung eine deutliche Geschwindigkeitszunahme, vgl. BILD 4. Auch die Tangentialkomponente  $w$  weist ein stufenförmiges Plateau auf. Das Maximum neigt in diesem Fall, verursacht vom MOS, radial nach außen. Aus den Verläufen  $u$  und  $w$  ergibt sich die Drallzahl  $S_B = 0,44$ . Die Tatsache, dass sich die Geschwindigkeiten  $u$  und  $w$  der Passagenströmungen bei  $x = 5$  mm nur noch als stufenförmige Plateaus zeigen, deutet auf eine schnelle Durchmischung der Luftanteile. Der Verlauf der Radialkomponente  $v$  zeigt zwei Maxima mit kleinen Beträgen. Die Brennerpassagen in BILD 4 verlaufen in radial unterschiedliche Richtungen. Der Verlauf der Radialkomponente  $v$  in BILD 10 zeigt zwei positive Beträge der Maxima. Die beiden inneren Brennerpassagen dominieren daher die Richtung der Radialkomponente hin zu positiven Werten.

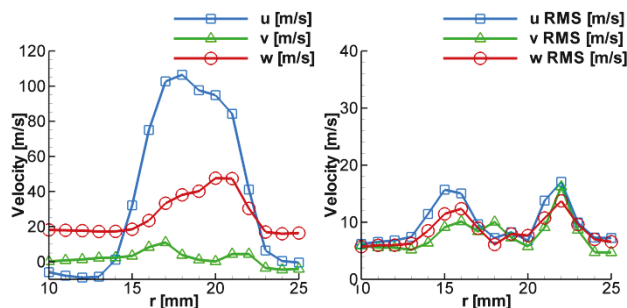


BILD 10 Radialverteilungen der Luftgeschwindigkeit  $u$ ,  $v$ ,  $w$  bei  $x = 5$  mm, skaliert auf TP1, links: Zeitliche Mittelwerte, rechts: RMS-Werte

Die RMS- Geschwindigkeitsverläufe in BILD 10 rechts weisen bei  $r = 15$  mm und  $r = 22$  mm im Wesentlichen zwei Maxima auf, welche hinsichtlich der Radialpositionen in Übereinstimmung mit den Flanken der Verteilung der mittleren Axialkomponente  $u$  in BILD 10 links liegen. Die Tatsache, dass nur noch zwei Maxima aus ursprünglich 4 der drei Brennerpassagen an den Rändern der mittleren Strömungsverteilung bei  $x = 5$  mm verbleiben, stützt die o. g. These einer raschen Durchmischung der drei Passagen. Die drei RMS-Verläufe befinden sich näherungsweise auf gleichem Niveau, so dass hiermit eine Annahme isotroper Turbulenz für die Luftströmung gerechtfertigt wird.

### 4.2.2. Tropfengrößen und Volumenflussverteilungen

In Orientierung an der Achse der Kraftstoffdüse ergibt sich beim klassischen LJICF in einer unverdrallten Luftströmung an der PDA-Messposition im dünnen Spray eine Schichtstruktur der Tropfengrößen, wobei die Tropfengrößen beginnend von der Düsenaustrittsfläche in Richtung der Düsenachse kontinuierlich bis zum Sprayrand steigen [7], [8], [10] und [37]. Zeigt die Kraftstoffdüse in einer verdrallten Luftströmung radial nach innen wie im vorliegenden Fall, stellt sich für eine stark disperse Phase die Frage, wie schnell große Tropfen relativ zu den Kleinen, ausgehend vom Strahlzerfall und dort von ihrer relativ kleinen radialen Startposition durch die Drallwirkung nach außen getragen werden.

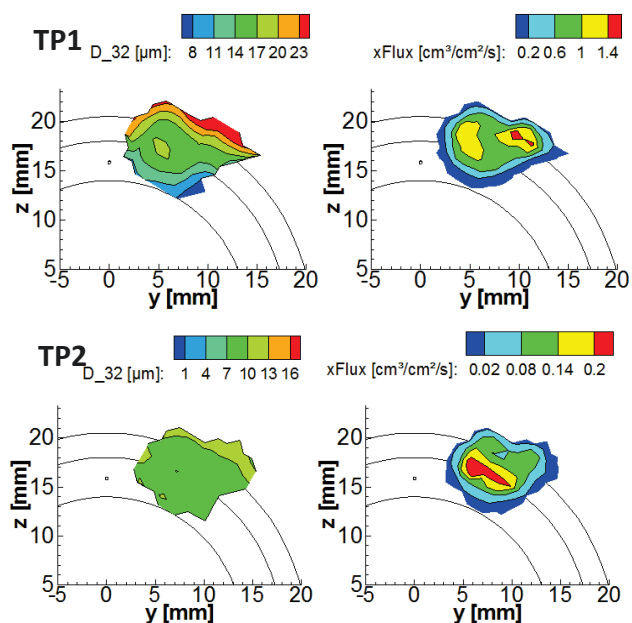


BILD 11 Farbkonturplots bei  $x = 10$  mm; links:  $D_{32}$ ; rechts:  $x\text{Flux}$ ; oben: TP1; unten: TP2; Kraftstoffdüse bei  $y = 0$  mm und  $z = 15,85$  mm

BILD 11 oben links zeigt anhand des Sauter-Mean-Durchmessers für TP1, dass der Drall der Luftströmung die Tropfenverteilung in der  $y$ - $z$ -Ebene stark beeinflussen muss. In der Ebene  $x = 10$  mm befinden sich die größten Tropfen im Wesentlichen radial weit außen.

Die Flüssigvolumenstromdichte der Axialkomponente in BILD 11 oben rechts wird durch die Datenrate, den Tropfengrößen und -Geschwindigkeiten gebildet und beschreibt so die Verteilung des Kerosin-Volumenstroms. Zwei Maxima mit Werten von  $x\text{Flux} \geq 1 \text{ cm}^3/\text{cm}^2/\text{s}$  sind auf dem Plateau dieser Verteilung sichtbar. Eine mögliche Erklärung für das Auftreten zweier Maxima hat ihren Ausgangspunkt in der o. g. Erklärung der  $D_{32}$ -Verteilung. Hierzu wird das Spray gedanklich in einen der Gasströmung folgenden Teil aufgeteilt, analog zum Verhalten des TP2 im BILD 11 unten, vgl. BILD 9, und in einen von der Gasströmung separierten. Dessen höheres Maximum bei  $x\text{Flux} \geq 1,4 \text{ cm}^3/\text{cm}^2/\text{s}$  beruht auf der vorangegangenen radialen Bewegungsrichtung der Großtropfen im Zusammenspiel mit einer noch recht hohen Anzahl und Geschwindigkeit der Tropfen auf dieser Plateauposition. Der Übergang der beiden Verhaltensweisen ist kontinuierlich und so ist die Separation der Form der Ausgangstropfen-

verteilung geschuldet. Obwohl der Effekt hier zum ersten Mal beobachtet wird, ist er nicht kontraintuitiv, da er nur für eine punktförmige Einspritzung beobachtet werden kann. Die Separation ist in der tangentialen Integration von BILD 8 nicht beobachtbar. Die einzige vergleichbare Untersuchung [15] hatte eine Einspritzungsrichtung radial nach außen, die eine geringere Auswirkung der Trägheitskräfte aufweist.

Der Betriebspunkt TP2 wartet mit wesentlich kleineren Tropfengrößen auf, siehe BILD 11 links unten. Der mittlere  $D_{32}$ -Wert liegt hier bei ca.  $9 \mu\text{m}$  mit nur sehr geringen Schwankungen in der  $x$ -Ebene. Ein kaum nennenswerter Anteil größerer Tropfen befindet sich auch hier im radial äußeren Bereich der Verteilung. Dieser Anteil wirkt sich wesentlich schwächer auf die Verteilung des Flüssigvolumenstroms aus als im Fall TP1. Die Beträge der Flüssigvolumenstromdichte sind bei TP2 ebenfalls sehr viel kleiner als bei TP1, obwohl der Ausgangsmassenstrom für TP2 wesentlich höher ist. Der Zusammenhang sehr kleiner Tropfengrößen und sehr geringen Werten von  $x\text{Flux}$  in BILD 11 und auch die starke Abnahme der Mie-Intensität in BILD 8 stehen für einen äußerst starken Verdampfungseffekt im Fall TP2.

Eine umfassende Aussage über die Tropfengrößen pro axialer Ebene lässt sich über die Wichtung mit der Volumenflussdichte  $x\text{Flux}$  über die Beziehung:

$$(3) X_G = \frac{\sum_{i=0}^n X_i x\text{Flux}_i}{\sum_{i=0}^n x\text{Flux}_i}$$

bilden.  $X$  steht für die zu wichtende Größe und ist im Folgenden Platzhalter für den SMD-Wert.

In BILD 12 ist der globale Sauter-Durchmesser entlang der  $x$ -Achse für TP1 und TP2 aufgetragen. Für beide Testbedingungen ist der Verlauf nahezu konstant mit geringer Tendenz zu kleineren Beträgen mit steigendem Abstand zum Brenner. Die Differenz der globalen Sauter-Durchmesser zwischen TP1 und TP2 liegt im Mittel bei  $8,6 \mu\text{m}$ .

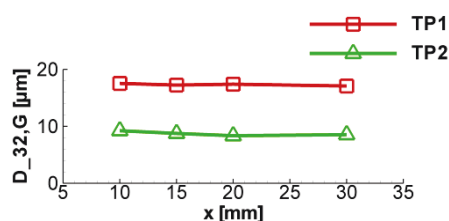


BILD 12 Globaler Sauter-Mean-Durchmesser für TP1 und TP2

### 4.2.3. Tropfengrößenabhängige Geschwindigkeitsverteilungen

BILD 13 zeigt die Abhängigkeit der Axialgeschwindigkeit über den Tropfendurchmesser bei  $x = 10$  mm und nahe der volumenflussgewichteten Koordinaten  $y_G$  und  $z_G$  nach Gleichung(3) für TP1 und TP2. Insbesondere für TP1 lässt sich eine Abhängigkeit der Tropfengröße auf die Axialgeschwindigkeit feststellen. Die vertikale Breite des Scatterplots nimmt bei steigendem Tropfendurchmesser ab, woraus sich geringere Geschwindigkeitsschwankungen für größere Tropfendurchmesser ableiten lassen.

Der Vergleich der Testpunkte TP1 und TP2 in BILD 13 zeigt sowohl für die Geschwindigkeiten als auch für die



Tropfengrößen völlig unterschiedliche Beträge. Für einen von den Tropfengrößen entkoppelten Vergleich wurden in BILD 14 die Geschwindigkeiten anhand der Tropfengrößenklasse  $D = 10 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$  miteinander verglichen. Somit lassen sich die radialen Geschwindigkeitsverläufe zwischen TP1 und TP2 eher in Hinblick auf die Wirkung der Luftströmung vergleichen. Die axiale Geschwindigkeitskomponente weist für TP2 mit Werten im Maximum von 115 m/s weitaus höhere Werte als TP1 mit 88 m/s auf.

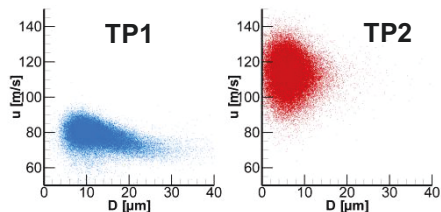


BILD 13 Scatterplots der Axialgeschwindigkeit über die Tropfengröße bei  $x = 10 \text{ mm}$ , links: TP1 bei  $y = 7,4 \text{ mm}$  und  $z = 18,8 \text{ mm}$ , rechts: TP2, bei  $y = 8,6$  und  $z = 17 \text{ mm}$

Die mittlere Radialkomponente  $v_{10}$  in BILD 14 beginnt für beide Testpunkte bei kleinen Radialpositionen negativ und steigt dann schnell kontinuierlich mit der Radialposition nach außen auf höhere positive Beträge an. Das Spray weitet sich aufgrund dessen radial nach innen und nach außen aus. Verglichen mit der Luftströmung in BILD 10 ist ein anschaulicher Unterschied zwischen den Verläufen der Radialkomponenten festzustellen. Die Luftströmung der MOS-Passage scheint keinen Einfluss auf den Verlauf der Radialkomponente des Sprays zu nehmen.

Die mittlere Tangentialkomponenten  $w_{10}$  der Testpunkte in BILD 14 zeigen ähnliche Verläufe mit einem radial nach außen verlagerten Maximum. Diese Ähnlichkeit ist auch mit dem Verlauf der Tangentialkomponente der Luftströmung in BILD 10 vorhanden.

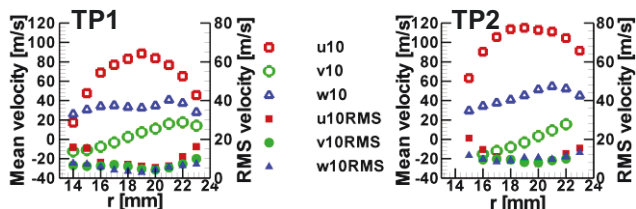


BILD 14 Radialprofile der mittleren- und der RMS-Geschwindigkeiten, links: TP1, rechts: TP2, für die Tropfengrößenklasse  $D = 10 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$ , bei  $x = 10 \text{ mm}$

Die RMS-Geschwindigkeiten in BILD 14 sind je Testpunkt in ihren Verläufen sehr ähnlich. Die Radial- und die Tangentialkomponente der RMS-Geschwindigkeiten überlappen sich fast vollständig, während die Axialkomponente an den Rändern der Verteilung zu höheren RMS-Beträgen neigt. Die Beträge der RMS-Werte weisen im Vergleich zwischen TP1 und TP2 erkennbare Unterschiede auf. Die Geschwindigkeitsschwankungen sind bei TP2 sichtbar höher. Dies wird auch anhand der vertikalen Streuung der Scatterplots in BILD 13 besonders deutlich. Die Schwankungsgrößen der Tropfengeschwindigkeiten sind demnach neben der Tropfengröße (BILD 13) vom Betriebspunkt abhängig.

Der Effekt unterschiedlicher Tropfengrößenklassen auf die axiale Geschwindigkeitskomponente wird durch BILD 15

sichtbar. Hier sind die Axialgeschwindigkeiten der Tropfengrößen  $D = 5$  und  $15 \mu\text{m} \pm 20 \%$  zusammen mit der Axialkomponente der Luftgeschwindigkeit bei  $x = 10 \text{ mm}$  und  $x = 20 \text{ mm}$  für TP1 aufgetragen. Die Maxima der mittleren Geschwindigkeitsverläufe  $u_{\text{air}}$ ,  $u_5$  und  $u_{15}$  unterscheiden sich deutlich voneinander. Die Beträge von  $u_5$  und  $u_{15}$  sind im Maximum ihrer Verläufe wesentlich kleiner als die der Luftströmung, wobei die der größeren Tropfen mit  $u_{15}$  nochmals kleiner sind als  $u_5$ . Bei  $x = 20 \text{ mm}$  kommt es zur Angleichung der Geschwindigkeitsbeträge von  $u_5$  und  $u_{15}$ . Die Geschwindigkeit der Luftströmung wurde in Abwesenheit des Sprays gemessen. Der Geschwindigkeitsverlauf  $u_5$  repräsentiert die Bewegung der kleinsten Tropfen und somit die Luftströmung des Sprays, vgl. BILD 13. Es zeigt sich daher, dass die Präsenz der Spraypartikel zu einer Reduzierung der Luftgeschwindigkeit im Spray führt. Diese Phänomenologie ist nicht neu und wurde in [17] ausgiebig untersucht.

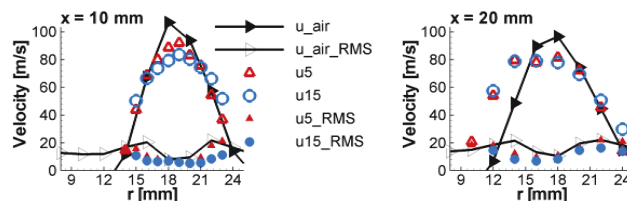


BILD 15 Radialprofile der mittleren und der RMS Axialgeschwindigkeiten der Luftströmung und der tropfengrößenabhängigen Axialgeschwindigkeiten  $u_5$  ( $D = 5 \pm 1 \mu\text{m}$ ) und  $u_{15}$  ( $D = 15 \pm 3 \mu\text{m}$ ), links:  $x = 10 \text{ mm}$ , rechts:  $x = 20 \text{ mm}$ , TP1

Die RMS-Verläufe von  $u_5$  und  $u_{\text{air}}$  in BILD 15 liegen für  $r \geq 18 \text{ mm}$  nahezu übereinander. Für  $r < 18 \text{ mm}$  sind im Vergleich zu  $u_5$  und  $u_{15}$  größere Beträge für  $u_{\text{air,RMS}}$  zu entnehmen. An diesen Radialpositionen wurden hohe Anzahldichten im Spray festgestellt. Nach [17] können Spraypartikel einen Dämpfungseffekt bewirken, der zu geringeren Geschwindigkeitsfluktuationen führt.

#### 4.2.4. Tropfenhistogramme und Rosin-Rammler Verteilung

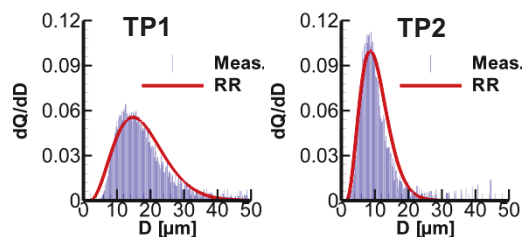


BILD 16 Tropfengrößenverteilung  $dQ/dD$  über  $D$  (Bin-Breite =  $0.23 \mu\text{m}$ ) und Rosin-Rammler Approximation bei  $x = 10 \text{ mm}$ , links: TP1 bei  $y = 7,4 \text{ mm}$  und  $z = 18,8 \text{ mm}$ , rechts: TP2, bei  $y = 8,6$  und  $z = 17 \text{ mm}$

Anhand der Scatterplots in BILD 13 lassen sich qualitativ Tropfengrößenverteilungen abschätzen. BILD 16 liefert für die gleichen Messpositionen quantitative Daten der Tropfengrößenverteilungen. Diese sind durch den durchmesserabhängigen Volumenanteil  $dQ/dD$  über den Tropfendurchmesser anhand von Bins je Tropfengrößenklasse aufgetragen. Die gemessenen Verteilungen ließen sich anhand der Rosin-Rammler (RR)-Verteilung gut approximieren. Hierfür wurde die modifizierte RR-Verteilung aus [38] nach [39] ausgewählt, die sich wie folgt definiert:

$$(4) \frac{dQ}{dD} = q_{RR} \frac{(\ln D)^{q_{RR}-1}}{D(\ln X)^{q_{RR}}} \exp - \left( \frac{\ln D}{\ln X} \right)^{q_{RR}}$$

Für Gleichung (4) werden die Parameter X und  $q_{RR}$  benötigt. Für X wurde der repräsentative Durchmesser  $D_{v632}$  nach [38] eingesetzt und  $q_{RR}$  derartig variiert, dass die Summe der lokalen Differenzen über D zwischen Gemessener- und RR- Verteilung ein Minimum ergaben. Die RR-Verteilungen in BILD 16 wurden für TP1 mit den Parametern  $D_{v632} = 20 \mu\text{m}$  und  $q_{RR} = 7$  und für TP2 mit  $D_{v632} = 11 \mu\text{m}$  und  $q_{RR} = 6$  ermittelt.

#### 4.2.5. Stokeszahlen

Die Bedeutung der Massenträgheit für die Bewegung der Tropfen in Bezug zur Luftströmung lässt sich durch die Stokeszahl St beschreiben. Die Vorgehensweise zur Bestimmung von St wird im Anhang beschrieben.

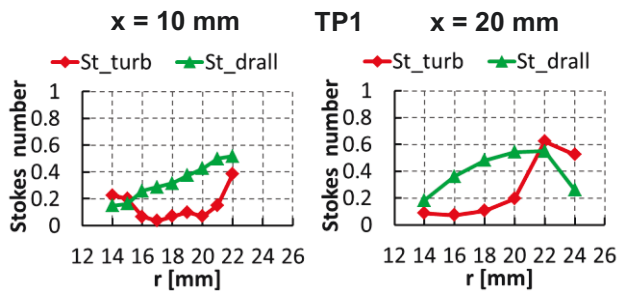


BILD 17 Radialverläufe der Stokeszahlen für TP1, links: x = 10 mm und rechts x = 20 mm

In BILD 17 sind die Radialverläufe der turbulenten Stokeszahlen  $St_{turb}$  und der Drall-Stokeszahlen  $St_{drall}$  aufgetragen. Die Drall-Stokeszahl beschreibt, inwieweit ein Partikel der drallbehafteten Luftströmung folgt oder durch die Massenträgheit radial nach außen driftet. Das grundlegend gleiche Prinzip gilt auch für  $St_{turb}$ . Die Größe der Wirbelstrukturen ist hierbei durch das turbulente Längemaß  $L_t$  definiert.

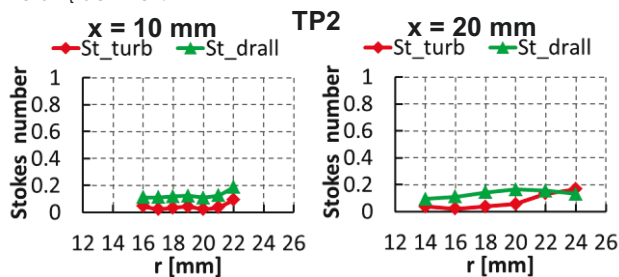


BILD 18 Radialverläufe der Stokeszahlen für TP2, links: x = 10 mm und rechts x = 20 mm

Die Stokeszahlen für TP1 in BILD 17 liegen im Bereich  $0,1 \leq St \leq 0,6$ . Für diesen Bereich werden die Partikeltrajektorien von der Massenträgheit der Partikel insbesondere im Bereich größerer Radialpositionen beeinflusst. Der Verlauf von  $St_{drall}$  wird hauptsächlich von  $D_{v50}$  und  $w_5$  bestimmt. Diese Größen steigen im Wesentlichen mit r. Bei x = 20 mm und r = 24 mm fallen beide Größen aufgrund der Nähe der äußeren Rezirkulationszone im zeitlichen Mittel ab.  $St_{turb}$  wird hingegen hauptsächlich von  $D_{v50}$ ,  $L_t$  und  $u_{5,RMS}$  dominiert. Die Maxima von  $St_{turb}$  bei x = 10 mm treten an den Rändern des Sprays auf, wo die  $u_{5,RMS}$ -Beträge groß (BILD 14 links) und die  $L_t$ -Beträge klein sind. Um die Verläufe bei x = 20 mm und r < 14 mm

exakt darzustellen, waren die Messdaten nicht gänzlich vollständig. Die vorhandenen Daten weisen jedoch auf einen gleichen Verlauf mit zwei Maxima im Verlauf von  $St_{turb}$  an den radialen Rändern des sich ausbreitenden Sprays wie für x = 10 mm hin, vgl.  $u_{5,RMS}$ -Beträge für r < 14 mm in BILD 15 rechts.

In BILD 18 sind die radialen Verläufe der Stokeszahlen  $St_{turb}$  und  $St_{drall}$  für TP2 aufgetragen. Die Beträge liegen im Bereich  $0,02 < St < 0,2$ , was bedeutet, dass der Einfluss der Massenträgheit auf die Trajektorien der Kerosinpartikel gering ist und die Tropfen der Luftströmung weitestgehend gut folgen, vgl. BILD 9.

## 5. SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK

### 5.1. Schlussfolgerungen

In diesem Beitrag wurden erstmals umfangreiche quantitative Ergebnisse der Zweiphasenströmung für einen Modell-Magerbrenner mit LJICF unter realistischen Bedingungen mit Kerosin Jet A-1 ohne Reaktion in einem Einzelsektor-Brennkammermodell vorgestellt. Hierfür wurden zwei sehr unterschiedliche Betriebspunkte TP1 und TP2 ausgiebig untersucht.

Anhand von Trajektorien des Sprays und der Luftströmung wurde ein deutlicher *Crossing-Trajectory* Effekt für TP1 aufgezeigt. PDA-Untersuchungen gaben tiefere Einblicke in die Tropfendispersion. Durch Messungen in Ebenen parallel zur Brennerkopfplatte wurden ab  $x/D = 55$  stufenförmige Tropfengrößenverteilungen ermittelt. Diese Verteilungen wurden durch eine sehr früh einsetzende Dispersion großer Tropfen in den radial außen liegenden Randbereich des Sprays hervorgerufen, was durch den Einsatz einer radial nach innen strömenden Kraftstoffdüse besonders hervorzuheben ist. Markante Asymmetrien in den Volumenflussverteilungen dieser Ebenen treten als Resultat hervor.

Die Beträge der Geschwindigkeiten der kleinsten Tropfen im Spray  $u_5$  sind kleiner als die der Luftströmung ohne Spray. Die Präsenz der Spraypartikel führt somit zu einer Reduzierung der Luftgeschwindigkeit im Spray.

Aufgrund der viel höheren Vorwärmtemperaturen der Luft und des Kraftstoffes und des höheren Druckes wurden für TP2 sehr viel kleinere Tropfengrößen gemessen als bei TP1. Diese Situation führte für TP2 zu einem sehr viel besseren Partikel-Folgeverhalten, was ausführlich durch die Ergebnisse der Tropfengrößen und -geschwindigkeiten und letztlich durch die Stokeszahlbetrachtung belegt wurde. Obwohl TP2 näherungsweise den Reiseflugbedingungen [42] entspricht, sei darauf hingewiesen, dass im vorliegenden Beitrag die Kerosinvorwärmtemperatur für TP2 mit 467 K nahe der Zersetzungstemperatur für Kerosin Jet-A1 in Höhe von 480 K [33] liegt. Nach [33] in [43] ist es in der Luftfahrt allgemeine Praxis, Kraftstofftemperaturen auf 433 K zu begrenzen. Durch niedrigere Kraftstofftemperaturen entstehen aufgrund der höheren Oberflächenspannung größere Tropfen. Für einen realen Brenner der mit vorhandenem Pilotmodul eine innere Rezirkulationszone erzeugt, wird nach [44] eine höhere Drallzahl benötigt. Sowohl durch größere Tropfen als auch durch höhere Drallzahlen sind höhere Stokeszahlen in der Main-Zone realer Magerbrenner für Reiseflugbedingungen in der nicht reagierenden Strömung zu erwarten.

Es wurden Austrittsprofile der zeitgemittelten und der RMS

Geschwindigkeiten der Luftströmung bei  $x = 5$  mm und für  $10 \mu\text{m}$  große Spraytropfen ab  $x = 10$  mm für TP1 und TP2 gezeigt. Zusammen mit den vorgestellten Tropfenhistogrammen und den Rosin-Rammler-Verteilungen ab  $x = 10$  mm steht somit ein Datensatz für die Validation numerischer Zweiphasencodes zur Verfügung. Somit wird die Möglichkeit eröffnet, CFD-Verbrennungs-Codes für Flüssigkraftstoffe im Sinne der Modellbildung für die dispensierende und verdampfende Zweiphasenströmung deutlich zu verbessern.

## 5.2. Ausblick

Um experimentelle Ergebnisse zu generieren, die noch dichter an der realen Anwendung für Magerbrennkammern für den Einsatz in modernen Flugtriebwerken liegen, können durch Modifikationen am Brenner und der Messstrecke Verbesserungen erreicht werden. Durch eine wirkungsvolle Isolierung kombiniert mit einer geregelten Vorwärmung des Kraftstoffes ließe sich unabhängig vom Betriebspunkt die Kraftstofftemperatur einstellen. Dieses als *thermal-management* benannte Vorgehen ließe einen besseren Vergleich der einzelnen Betriebsparameter wie statischer Druck und Vorwärmtemperatur der Luft zu. Die in diesem Beitrag vorgestellten ersten Messungen im BKM weisen ein hohes Potential hinsichtlich der einstellbaren Betriebspunkte auf, so dass es durchaus möglich erscheint, realere Magerbrenner mit höherem Drall und mit einem Luft durchströmten Pilotmodul zu testen.

Die Breite der Schlitzblende der verwendeten PDA-Empfangsoptik ist limitiert auf  $100 \mu\text{m}$ . Neuere Empfangsoptiken für das verwendete PDA System lassen eine Auswahl an Schlitzblenden mit Breiten bis zu  $25 \mu\text{m}$  zu. Im dichten Spray lassen sich so, durch Vermeidung von Mehrfachereignissen zum gleichen Zeitpunkt, höhere validierte Datenraten erzielen. Der Abstand vom Brenner zur ersten Messebene kann somit für die PDA-Messungen reduziert werden.

## 6. FORMELSYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN

### 6.1. Formelsymbole

A	[m <sup>2</sup> ]	Fläche
D	[m]	Durchmesser
D <sub>32</sub>	[m]	Sauter-Mean Durchmesser
D <sub>v50</sub>	[m]	Tropfendurchmesser bei Q = 50.0 %
D <sub>v632</sub>	[m]	Tropfendurchmesser bei Q = 63.2 %
Δp	[%]	Druckverlust
f	[m]	Brennweite
k	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
L	[m]	Länge
L <sub>t</sub>	[m]	turbulentes Längenmaß
p	[Pa]	Druck
Q	[-]	kumulativer Flüssigvolumenanteil
q	[-]	Impulsstromdichteverhältnis
q <sub>RR</sub>	[-]	Rosin-Rammler Parameter
ρ	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
r	[m]	Radiale Position
Re	[-]	Reynoldszahl
S	[-]	Drallzahl
σ	[kg/s <sup>2</sup> ]	Oberflächenspannung
St	[-]	Stokeszahl
T	[K]	Temperatur
U	[m/s]	Betrag des Geschwindigkeitsvektors
u	[m/s]	Axiale Geschwindigkeitskomponente
v	[m/s]	Radiale Geschwindigkeitskomponente
w	[m/s]	Tangentiale Geschwindigkeitskomponente
We	[-]	Weberzahl
xFlux	[cm <sup>3</sup> /cm <sup>2</sup> /s]	Flüssigvolumenstromdichte in x-Richtung

### 6.2. Tiefgestellte Zeichen

5 - 15	Tropfengrößenklasse D in [μm] +/- 20 %
a	Air
B	Burner
G	Globale xFlux gewichtete Größe
I	Liquid
N	Nozzle
P	Partikel
SF	Starterfilmluft

### 6.3. Abkürzungen

BKM	Brennkammermodell
FWHM	Full width at half maximum
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LDI	Lean Direct Injection
LJICF	Liquid Jet in Cross Flow
MIS	Main Inner Swirler
MOS	Main Outer Swirler
MWE	Messwerterfassung
RR	Rosin-Rammler Verteilung
SMD	Sauter-Mean Durchmesser
TP	Testpunkt

## 7. DANKSAGUNG

Der Autor bedankt sich bei seinen Kollegen I. Otterpohl und D. Döring für die erfolgreiche Unterstützung am Prüfstand und der Messstrecke. Des Weiteren gilt der Dank Herrn M. Mischke für die Hilfe bei der Aufbereitung der LDA- und der Mie- Daten.

## 8. SCHRIFTTUM

- [1] H. Mongia, „TAPS: A Fourth Generation Propulsion Combustor Technology for Low Emissions“, in AIAA 2003-2657, 2003.
- [2] W. Lazik, T. Doerr, S. Bake, R. v. d. Bank, und L. Rackwitz, „Development of Lean-Burn Low-NOx Combustion Technology at Rolls-Royce Deutschland“, in ASME GT2008-51115, Berlin, 2008, Bd. 3, S. 797–807.
- [3] T. Doerr, „The Significance of Fuel Preparation for Low Emissions Aero-Engine Combustion Technology“, in ICLASS 2012, Heidelberg, Germany, 2012.
- [4] M. Arienti, R. K. Madabhushi, P. R. van Slooten, und M. C. Soteriou, „Numerical Simulation of Liquid Jet Characteristics in a Gaseous Crossflow“, in ILASS - Americas 2005, Hyatt Regency Irvine, California, Hyatt Regency Irvine, California, 2005.
- [5] M. Herrmann, „Detailed Numerical Simulations of the Primary Atomization of a Turbulent Liquid Jet in Crossflow“, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 132, Nr. 6, S. 61506, 2010.
- [6] T. Inamura, N. Nagai, T. Hirai, und H. Asano, „Disintegration phenomena of metallized slurry fuel jets in high speed air stream“, in ICLASS-91, Gaithersburg, S. 839–846, 1991.
- [7] P.-K. Wu, K. A. Kirkendall, R. P. Fuller, und A. S. Nejad, „Breakup Processes of Liquid Jets in Subsonic Crossflows“, Journal of Propulsion and Power, Bd. 13, Nr. 1, S. 64–73, Jan. 1997.
- [8] J. Becker und C. Hassa, „Breakup and atomization of a kerosene jet in crossflow at elevated pressure“, Atomization and Sprays, Bd. 12, Nr. 1–3, S. 49–67, 2002.
- [9] S. B. Tambe, S.-M. Jeng, und H. C. Mongia, „Liquid Jets in Subsonic Crossflow“, in AIAA 2005, 2005.
- [10] S. Freitag und C. Hassa, „Spray Characteristics of a Kerosene Jet in Cross Flow of Air at Elevated Pres-



- sure“, in ILASS - Europe 2008, Como Lake, Italy, 2008.
- [11] J. Song, C. Cary Cain, und J. Guen Lee, „Liquid Jets in Subsonic Air Crossflow at Elevated Pressure“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Bd. 137, Nr. 4, S. 41502, Okt. 2014.
- [12] E. Lubarsky, J. R. Reichel, B. T. Zinn, und R. McAmis, „Spray in Crossflow: Dependence on Weber Number“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Bd. 132, Nr. 2, S. 21501, 2010.
- [13] S. B. Tambe und S.-M. Jeng, „Three-Dimensional Penetration and Velocity Distribution of Liquid Jets Injected Transversely into a Swirling Crossflow“, in ILASS-AMERICAS 2013, Cincinnati, 2010.
- [14] H. Fujiwara, K. Matsuura, K. Shimodaira, S. Hayashi, M. Kobayashi, T. Oda, A. Horikawa, R. Matsuyama, H. Ogata, und Y. Kinoshita, „Suppression of NOx Emission of a Lean Staged Combustor for an Aircraft Engine“, in ASME GT2011, S. 1027–1034, 2011.
- [15] J. Becker und C. Hassa, „Liquid Fuel Placement and Mixing of Generic Aeroengine Premix Module at Different Operating Conditions“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Bd. 125, Nr. 4, S. 901, 2003.
- [16] C. Hassa, E. Blümcke, M. Brandt, und H. Eickhoff, „Experimental and Theoretical Investigation of a Research Atomizer/Combustion Chamber Configuration“, in ASME GT1992, Cologne, Germany, S. V003T06A029, 1992.
- [17] M. Brandt, C. Hassa, und H. Eickhoff, „An Experimental Study of Spray - Gasphase Interaction for a Co-Swirling Airblast Atomizer“, in ILASS - Europe 1992, Amsterdam, 1992.
- [18] C. Hassa, A. Deick, und H. Eickhoff, „Investigation of the Two-Phase Flow in a Research Combustor Under Reacting and Non-Reacting Conditions“, in AGARD „Fuels and Combustion Technology in Advanced Aircraft Engines, Fiuggi, Italy, 1993.
- [19] A. G. Barker und J. F. Carotte, „The Impact of Representative Aerodynamic Flow Fields on Liquid Fuel Atomisation in Modern Gas Turbine Fuel Injectors“, in ASME Turbo Expo 2014, S. V04BT04A047, 2014.
- [20] A. Jasuja, „Plain-jet airblast atomization of alternative liquid petroleum fuels under high ambient pressure conditions“, in ASME GT1982, 1982.
- [21] J. Becker, D. Heitz, und C. Hassa, „Spray dispersion in a counter-swirling double-annular air flow at gas turbine conditions“, *Atomization and Sprays*, Bd. 14, Nr. 1, S. 15–35, 2004.
- [22] M. Chrigui, A. Sadiki, J. Janicka, M. Hage, und A. Dreizler, „Experimental and Numerical Analysis of Spray Dispersion and Evaporation in a Combustion Chamber“, *Atomization and Sprays*, Bd. 19, Nr. 10, S. 929–955, 2009.
- [23] E. Blümcke, „Turbulente Partikeldispersion in eingeschlossenen Drallströmungen“, DLR - Forschungsberichte, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Köln-Porz, 1992.
- [24] H. Hassa, „Experimentelle Untersuchung der turbulenten Partikeldispersion in Drallströmungen“, DLR - Forschungsberichte, Deutsches Zentrum fuer Luft- und Raumfahrt e.V., Köln, 1994.
- [25] J. Becker, „Spray dispersion in a generic premix module for aeroengine combustors“, DLR - Forschungsberichte, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Köln, 2004.
- [26] S. Freitag, U. Meier, J. Heinze, T. Behrendt, und C. Hassa, „Measurement of Initial Conditions of a Kerosene Spray from a Generic Aeroengine Injector at Elevated Pressure“, *Atomization and Sprays*, Bd. 21, Nr. 6, S. 521–535, Nov. 2011.
- [27] S. Freitag, T. Behrendt, J. Heinze, L. Lange, U. Meier, L. Rackwitz, und C. Hassa, „Study of an Airblast Atomizer Spray in a Lean Burn Aero-Engine Model Combustor at Engine Conditions“, in ILASS - Europe 2011, Estoril, Portugal, 2011.
- [28] R. Lecourt, G. Linossier, und G. Lavergne, „Detailed Characterisation of a Swirled Air/Kerosene Spray in Reactive and Non-Reactive Conditions Downstream From an Actual Turbojet Injection System“, in Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, S. 185–194, 2011.
- [29] S. Freitag und T. Behrendt, „Commissioning of the Optical Swirling Spray Injector: A new Test Section for Investigations of Atomization Inside an Aero Engine Burner at Realistic Operating Conditions“, in ILASS – Europe 2014, Bremen, Germany, 2014.
- [30] U. Meier, J. Heinze, L. Lange, C. Hassa, L. Rackwitz, und T. Doerr, „Characterisation of the combustion performance of low emission fuel injectors with laser measurements“, *CEAS Aeronautical Journal*, Bd. 3, Nr. 1, S. 45–53, Apr. 2012.
- [31] Dantec Dynamics A/S, „BSA Flow Software and User Guide, BSA Flow Version 5.20“.2014.
- [32] Dantec Measurement Technology, „Sizeware user’s guide, SIZEware Version 3.10“. 1992.
- [33] M. Rachner, „Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1“, DLR Deutsches Zentrum fuer Luft- und Raumfahrt e.V., Cologne, Germany, DLR-Mitt.-98-01, 1998.
- [34] H.-E. Albrecht, Hrsg., *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*. Berlin; New York: Springer, 2003.
- [35] C. Edwards und K. Marx, „Analysis of the ideal phase-doppler system: Limitations imposed by the single-particle constraint“, *Atomization and Sprays*, Bd. 2, S. 319–366, 1992.
- [36] C. Hassa und P.-F. Wiesmath, „The effect of initial fuel temperature on vaporization in aero engine combustors with prevaporization“, in ICLASS 2012, Heidelberg, Germany, 2012.
- [37] D. S. Olinger, K. A. Sallam, K.-C. Lin, und C. D. Carter, „Digital Holographic Analysis of the Near Field of Aerated-Liquid Jets in Crossflow“, *Journal of Propulsion and Power*, Bd. 30, Nr. 6, S. 1636–1645, Nov. 2014.
- [38] A. H. Lefebvre, *Atomization and sprays*. New York: Hemisphere Pub. Corp, 1989.
- [39] N. K. Rizk und A. H. Lefebvre, „Drop-size distribution characteristics of spill-return atomizers“, *Journal of Propulsion and Power*, Bd. 1, Nr. 1, S. 16–22, Jan. 1985.
- [40] C. Hassa, E. Bluemcke, und H. Eickhoff, „Measurements of eulerian macro timescales in highly swirling flows and comparison with a computational model“, in 5th Int’l Symp. on Application of Laser techniques to fluid mechanics, 1990.
- [41] J. Becker und C. Hassa, „Messung der turbulenten Längenmaße in einem generischen Vormischmodul für Flugtriebwerke“, in GALA-Fachtagung, Winterthur/Schweiz, 2001.
- [42] J. Tilston, J. Larkman, M. Plohr, A. Doepelheuer, T. Lischer, und N. Zarzalis, „Future Engine Cycle Predic-

tion and Emissions Study“, FINAL PUBLISHABLE REPORT GRD1-2000-25218, 2003.

- [43] T. Edwards und J. E. Peters, „Thermal stability of high temperature fuels“, in ASME 97-GT-143, Orlando, Florida, US, 1997.
- [44] A. K. Gupta, D. G. Lilley, und N. Syred, Swirl flows. Tunbridge Wells, Kent: Abacus Press, 1984.
- [45] J. Klinner, S. Freitag, C. Willert, T. Behrendt, und C. Hassa, „Tomographic shadowgraphy of swirled non-reactive spray injection in a generic aero engine burner under realistic operating conditions“, in ILASS – Europe 2016, Brighton, UK, 2016.

**9. ANHANG**

**9.1. Bestimmung der Stokeszahlen**

Die Stokeszahl definiert sich über das Verhältnis des charakteristischen Zeitmaßes der Tropfen  $\tau_{relax}$  zur Grundströmung  $\tau_a$ :

$$(5) St = \frac{\tau_{relax}}{\tau_a}$$

**9.1.1. Bestimmung von  $\tau_{relax}$**

Das charakteristische Zeitmaß  $\tau_{relax}$  definiert sich mit der in diesem Beitrag hierfür verwendeten Tropfengröße  $D_{v50}$  zu:

$$(6) \tau_{relax} = \frac{4}{3} \frac{\rho_l}{\rho_a} \frac{D_{v50}^2}{c_D Re_P v_a}$$

Die Partikelreynoldszahl  $Re_P$  für die Tropfengröße  $D_{v50}$  ergibt sich zu:

$$(7) Re_P = \frac{|(U_5 - U_{Dv50})| D_{v50}}{v_a}$$

Hierbei sind  $u_5$  und  $u_{Dv50}$  tropfengrößenabhängige Geschwindigkeiten für 5  $\mu\text{m}$  und  $D_{v50}$  große Tropfen. Die so ermittelten Reynoldszahlen lagen für TP1 im Bereich  $4 < Re_P < 80$ . Für die Bestimmung des Widerstandskoeffizienten  $c_D$  in Gleichung (6) wurde daher folgender Zusammenhang verwendet:

$$(8) c_D = \frac{24}{Re_P} (1 + 0,15 Re_P^{0,687})$$

**9.1.2. Definition von  $\tau_a$**

Die Stokeszahl kann für die Betrachtung verschiedener Bahnkurven der Grundströmung angewendet werden. In diesem Beitrag wurden die charakteristischen Zeitmaße der Grundströmung in Hinblick auf die zirkulierende Drallströmung Gleichung (9) und auf die Längenmaße der turbulenten Wirbel Gleichung (10) angewendet:

$$(9) \tau_{a,drall} = \frac{r}{w_5}$$

$$(10) \tau_{a,turb} = \frac{L_t}{U_{5,RMS}}$$

**9.2. Berechnung der turbulenten Längenmaße**

Die Bestimmung der turbulenten Längenmaße  $L_t$  erfolgte durch die Aufnahme von  $1e+6$  Ereignissen der LDA-Messungen. Mit Hilfe eines Korrelationsmoduls der Messtechniksoftware von Dantec BSA-Flow v5.2 konnte so die zeitliche Autokorrelationsfunktion  $R(\tau)$  abgeschätzt werden. Mit Hilfe des Integrals unterhalb der Funktion  $R(\tau)$  bis

zur ersten Nullstelle wurde das Makrozeitmaß  $\tau_t$  bestimmt. Durch eine erweiterte Taylor-Hypothese [40] ließ sich das turbulente Längenmaß wie folgt bestimmen:

$$(11) L_t = \tau_t \sqrt{\bar{u}^2 + u_{RMS}^2}$$

Eine sehr ausführliche Herleitung von  $L_t$  findet sich in [41].

In TAB. 3 sind die Längenmaße der drei Raumrichtungen bzw. Geschwindigkeitskomponenten entlang der Radialpositionen bei  $x = 10$  mm abgebildet. Für die Berechnung der Stokeszahlen wurde der entsprechende Betrag aus den drei Komponenten herangezogen.

r [mm]	L <sub>t<sub>u</sub></sub> [mm]	L <sub>t<sub>v</sub></sub> [mm]	L <sub>t<sub>w</sub></sub> [mm]
14	2,1	1,1	3,4
15	3,7	0,9	2,7
16	14,0	0,7	2,0
17	25,6	0,8	3,3
18	14,3	1,8	6,3
19	10,3	1,6	3,6
20	18,0	0,8	3,6
21	11,8	0,4	4,4
22	9,5	0,6	5,7
23	3,7	0,9	2,7

TAB. 3 Turbulente Längenmaße der Grundströmung an der Position  $x = 10$  mm

**9.3. Turbulente kinetische Energie**

In TAB. 4 ist die kinetische Energie  $k$  der Luftströmung ohne Spray entlang der Radialpositionen bei  $x = 5$  mm für TP1 und TP2 aufgelistet.

r [mm]	k(TP1) [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	k(TP2) [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
14	228	384
16	369	621
18	104	175
20	105	177
22	495	833
24	120	201

TAB. 4 Turbulente kinetische Energie der Grundströmung an der Position  $x = 5$  mm für TP1 und TP2

**9.4. Volumenflussgewichtete Koordinaten**

Mit den nach Gleichung (3) berechneten volumenflussgewichteten Koordinaten  $y_G$  und  $z_G$  in TAB. 5 lassen sich 3-D Trajektorien für TP1 und TP2 erstellen.

TP \ x	10	15	20	30	40
TP1 $y_G$	7,4	9,1	11,4	14,2	17,2
$z_G$	17,9	16,9	15,6	11,8	6,1
TP2 $y_G$	8,3	10,2	11,1	13,9	-
$z_G$	16,9	16,2	15,0	10,5	-

TAB. 5 Volumenflussgewichtete Koordinaten  $y_G$  und  $z_G$  für TP1 und TP2, Werte in mm