

STUDIE ÜBER DIE DYNAMIK VON BRENNKAMMERN MIT MAGERER VORVERMISCHUNG

H. Lipowsky, Diplomarbeit
Institut für Luftfahrtantriebe (ILA), Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 6, 70569 Stuttgart

ÜBERSICHT

Das Ziel der Diplomarbeit, die diesem Paper zugrunde liegt [Lipowsky 2005], war die Untersuchung der Schwingungsdynamik von Brennkammern mit magerer Vorvermischung (engl. 'lean-premixed', kurz LPM). Dazu wird in einem ersten Schritt ein Einzel-LPM-Brenner konstruiert, der auf Resonanzfrequenzen, Wellenformen und Stabilität untersucht wird. Die Erstellung eines einfachen akustischen Modells inklusive einem Flammenmodell ermöglicht die Vorhersage von Resonanzfrequenzen und Wellenformen. Das akustische Modell wird durch Messungen validiert.

In einem zweiten Schritt wird ein Doppel-LPM-Brenner konstruiert, der zur Untersuchung der akustischen Kopplung zweier Brenner herangezogen wird. Das akustische Modell muss an die Komplexität des Doppel-LPM-Brenners angepasst werden. Es werden ebenfalls Resonanzfrequenz- und Wellenformanalysen durchgeführt und durch Messungen validiert. Die Untersuchung der akustischen Interaktion der beiden Brenner bildet den Abschluss der Diplomarbeit.

Die Diplomarbeit wurde am Whittle Laboratorium der Universität Cambridge durchgeführt.

NOMENKLATUR

a	Länge des Mischrohrs
A...U	komplexe Schwingungsamplituden
b	axiale Position des Flammhalters
c	axiale Position der T-Verbindung beim Doppel-LPM-Brenner
c	Schallgeschwindigkeit
d	Länge des Verbindungsrohres des Doppel-LPM-Brenners
FAR	Brennstoff-Luft-Verhältnis ($\dot{m}_{\text{fuel}}/\dot{m}_{\text{air}}$)
FAR _{st}	stöchiometrisches Brennstoff-Luft-Verhältnis
L	Gesamtbrennerlänge
\dot{m}_{air}	Luftmassenstrom
\dot{m}_{fuel}	Brennstoffmassenstrom
M	Systemmatrix
p	Druck
p ₁ ...p ₈	Druckaufnehmer
Q	massenbezogene Wärmefreisetzung
T ₁ ...T ₄	Thermoelemente
T _{b+} /T _{b-}	Temperaturverhältnis über die Flamme
u	Strömungsgeschwindigkeit
x	Axialkoordinate in Brennerlängsrichtung

Griechische Symbole

β	dimensionsloser Parameter im Flammenmodell
---------	--

ρ	Dichte
τ	Zeitverzögerung
ϕ	Äquivalenzverhältnis (FAR/FAR _{st})
ω	Resonanzfrequenz (Kreisfrequenz)

Indizes

(·)'	Fluktuationsanteil der Größe (·)
(·) ⁺	Größe stromab der axialen Position (·)
(·) ⁻	Größe stromauf der axialen Position (·)

1. EINLEITUNG

Im Laufe des letzten Jahrzehnts haben strengere Emissionsvorschriften zu einer erheblichen Reduzierung der NO_x-Emissionen von sowohl industriellen Gasturbinen als auch Luftfahrtantrieben geführt. Die Schlüsseltechnologie bei der Reduzierung von NO_x-Emissionen ist der Einsatz von Systemen mit magerer Vorvermischung. Obwohl sich LPM-Systeme in Bezug auf die NO_x-Reduzierung bewährt haben, werfen sie neue Probleme auf, von denen ihre Anfälligkeit gegenüber thermoakustischen Instabilitäten am signifikantesten ist. Erhebliche Anstrengungen wurden daher im Laufe des letzten Jahrzehnts unternommen, um die Ursachen von Verbrennungsinstabilitäten in LPM-Systemen zu untersuchen und sie entweder durch geeignete Systemauslegung zu vermeiden oder durch aktive oder passive Kontrolle zu unterdrücken.

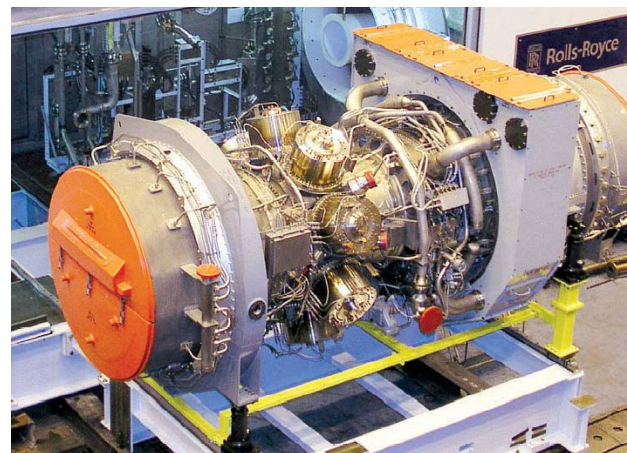


Bild 1: Rolls-Royce Industrial Trend 60

Die Motivation der Diplomarbeit ergab sich aus der Zusammenarbeit des Whittle Laboratoriums der Universität Cambridge mit Rolls-Royce Canada. Derzeitige Brennkammerkonzepte industrieller Gasturbi-

nen bei Rolls-Royce, die mit magerer Vorvermischung arbeiten, verfügen über radial angeordnete Rohrbrennkammern, üblicherweise 8 Brennkammern gleichmäßig über den Umfang verteilt (Bild 1 und Bild 2a). Zur Reduzierung von Bauaufwand und damit verbundenen Kosten sollen zukünftige Konzepte über Ringbrennkammern mit 16 bis 20 Brennstoffeinspritzpunkten verfügen, die mit LPM Technik ausgestattet sind (Bild 2b).

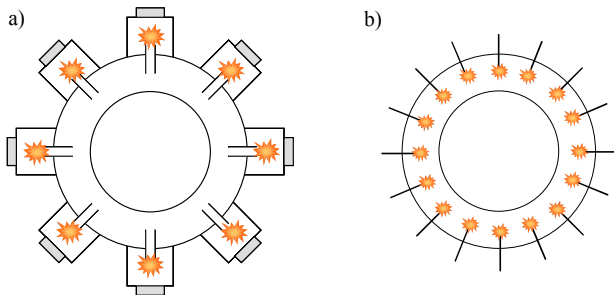


Bild 2: a) Rohrbrennkammern der Industrial Trend 60
b) Ringbrennkammer zukünftiger Konzepte

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1. Grundlagen der LPM Verbrennung

Die Bildung von NO_x erfordert hohe Flammentemperaturen, damit die hohe Aktivierungsenergie von NO_x überwunden wird. Der entscheidende Parameter für die Flammentemperatur ist das Äquivalenzverhältnis, definiert als

$$(1) \phi = \frac{\text{Fuel} - \text{Air} - \text{Ratio}}{\text{stoichiometric Fuel} - \text{Air} - \text{Ratio}} = \frac{FAR}{FAR_{st}}$$

Das Brennstoff-Luft-Verhältnis FAR ist definiert als

$$(2) FAR = \frac{\text{fuel mass flow}}{\text{air mass flow}} = \frac{\dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{air}}$$

Bild 3 zeigt die Produktion von NO_x und CO als Funktion der Flammentemperatur. Der Bereich niedriger Emissionen liegt zwischen 1670K und 1900K.

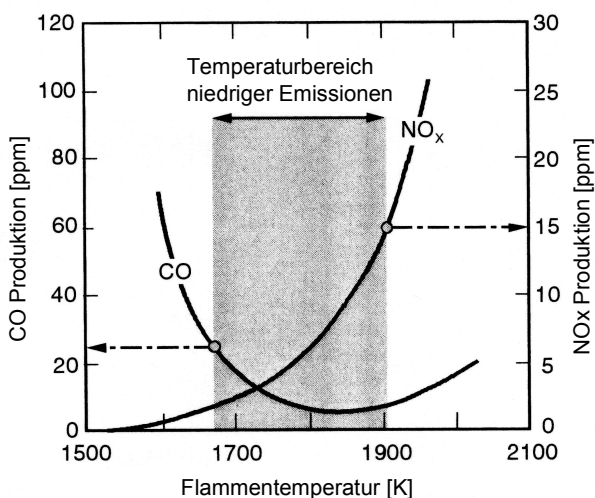


Bild 3: NO_x and CO Produktion als Funktion der Flammentemperatur [Bräunling 2004]

Dieser Temperaturbereich ist nur durch die Verbrennung eines mageren Gemisches möglich, dessen Äquivalenzverhältnis knapp über der mageren Erlöschgrenze liegt (Bild 4). Konventionelle Diffusionsflammen arbeiten mit einer Flammentemperatur von 2200K bis 2300K in der Nähe der stöchiometrischen Verbrennung (Äquivalenzverhältnis = 1).

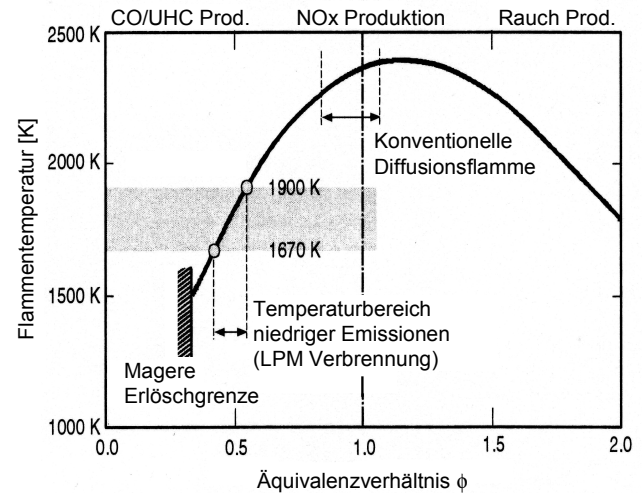


Bild 4: Flammentemperatur als Funktion des Äquivalenzverhältnisses [Bräunling 2004]

2.2. Grundlagen der Thermoakustik

In LPM Verbrennungsprozessen wird ein vorgemischtes Brennstoff-Luft-Gemisch gezündet und durch einen Flammhalter an einer bestimmten Position stabilisiert (Bild 5). Die LPM Flamme stellt dabei eine Ebene dar, in der die chemische Energie des Brennstoffs in Wärme umgesetzt wird, was zu einer Temperaturerhöhung und zu einer Dichteverringering der Luft führt. Die Brennkammer kann in ihrer einfachsten Form als Rohr angesehen werden, in dem Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen angeregt und verstärkt werden können.

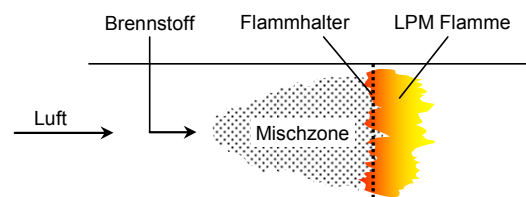


Bild 5: Einfaches Modell einer LPM Verbrennung

Im Gegensatz zu Diffusionsflammen ist die Flammenzone bei LPM Flammen sehr kompakt, was zu einer Zone intensiver Wärmefreisetzung führt, die in der Lage ist, akustische Schwingungen anzuregen. Der Schlüsselmechanismus, der Instabilitäten in LPM Systemen hervorruft, läuft in seiner einfachsten Form wie folgt ab [Lieuwen 2003]: Fluktuationen in Strömung und Gemisch verursachen Schwankungen in der Wärmefreigabe der Flamme, die ihrerseits Druckschwankungen in der Brennkammer anregt, die wiederum die Gemischschwankungen verstärken und somit zu einer Rückkopplung führen (Bild 6).

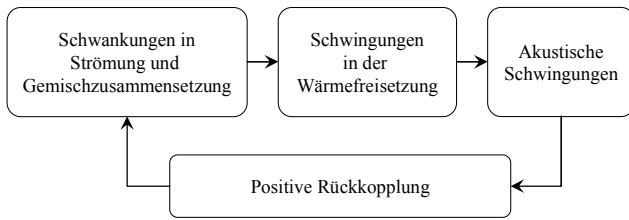


Bild 6: Entstehung von thermoakustischen Instabilitäten in LPM Systemen [Lieuwen 2001]

Neben der Zone intensiver Wärmefreisetzung begünstigt eine weitere Eigenschaft der LPM Verbrennung die Anfälligkeit für thermoakustische Instabilitäten, die Zündverzugszeit. Bei Äquivalenzverhältnissen von 0,95 bis 1,05 ist die Zündverzugszeit vom Äquivalenzverhältnis nahezu unabhängig (Bild 7) und im Bereich ihres Minimums von 0,3ms. Eine Schwankung im Äquivalenzverhältnis hat keine veränderte Zündverzugszeit zur Folge. Bei Äquivalenzverhältnissen kleiner als 0,8 zeigt sich dagegen eine starke Abhängigkeit. Eine Schwankung im Äquivalenzverhältnis um 0,1 (hervorgerufen durch Gemischschwankungen) hat eine Schwankung in der Zündverzugszeit um bis zu 1ms zur Folge, was zu Schwankungen in der Wärmefreisetzung führt.

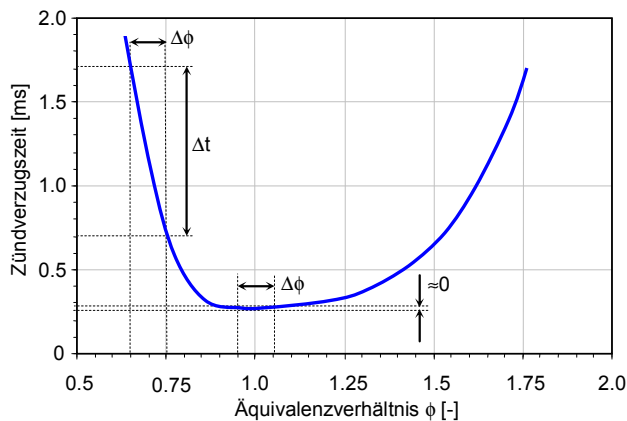


Bild 7: Zündverzugszeit als Funktion des Äquivalenzverhältnisses [Zukoski 1978]

2.3. Grundlagen der Schwingungslehre

Akustische Schwingungen können in eindimensionaler Form als Schwankung von Druck und Dichte um einen Mittelwert betrachtet werden, die nur von einer Raumvariablen x und der Zeit t abhängen. In Rohren, deren Länge ihren Durchmesser um einige Größenordnungen überschreitet, ist diese Annahme zutreffend. Der Druck p an einer Stelle x zur Zeit t lässt sich wie folgt definieren:

$$(3) \quad p(x, t) = p_0 + p'(x, t)$$

Für die Dichte ρ an der Stelle x zur Zeit t gilt:

$$(4) \quad \rho(x, t) = \rho_0 + \rho'(x, t)$$

Aus der eindimensionalen Massenerhaltung,

$$(5) \quad \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} = 0$$

der eindimensionalen Impulserhaltung

$$(6) \quad \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0$$

und der allgemeinen inhomogenen Wellengleichung

$$(7) \quad \frac{1}{c^2} \cdot \frac{D^2 p'}{Dt^2} - \nabla^2 p' = \frac{\gamma - 1}{c^2} \cdot \frac{Dq'}{Dt}$$

ergibt sich die inhomogene Wellengleichung in eindimensionaler Form [Dowling 1983]

$$(8) \quad \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = \frac{\gamma - 1}{c^2} \cdot \frac{\partial q'}{\partial t}$$

Für den Fall, dass keine Wärmezufuhr q' vorliegt, erhält man die homogene eindimensionale Wellengleichung

$$(9) \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0$$

Eine allgemeine Lösung dieser Wellengleichung ist

$$(10) \quad p'(x, t) = f(x - ct) + g(x + ct)$$

wobei $f(X)$ und $g(X)$ beliebige Funktionen darstellen und Störungen beschreiben, die sich in positiver bzw. negativer x -Richtung ausbreiten. Eine spezielle Wellenform ist die harmonische Schwingung, bei der $f(X)$ und $g(X)$ harmonische Funktionen sind. In diesem Fall kann die allgemeine Wellengleichung durch

$$(11) \quad p'(x, t) = A \cdot e^{i\omega(t-x/c)} + B \cdot e^{i\omega(t+x/c)}$$

beschrieben werden, wobei ω die Kreisfrequenz in [rad/s] und A und B die komplexen Amplituden der Schwingung darstellen.

3. EINZEL-LPM-BRENNER

3.1. Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau des Einzel-LPM-Brenners ist in Bild 21 dargestellt. Der Einzel-LPM-Brenner besteht aus einem Mischrohr mit 19mm Durchmesser und einer Länge von $a=0,33m$ und einem Resonanzrohr mit 48mm Durchmesser. Der geringere Durchmesser des Mischrohrs führt zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten und somit zu verbesserter Vermischung, wohingegen der größere Durchmesser des Resonanzrohrs geringere Strömungsgeschwindigkeiten zur Folge hat, was zusätzlich zum Flammhalter die Stabilisierung der Flamme erleichtert. Die Gesamtlänge des Systems beträgt $L=1,05m$, der Flammhalter ist bei $b=0,34m$ positioniert. Die Luftzufuhr geschieht durch ein Plenum, dessen Aufgaben die Erreichung einer gleichmäßigen Zuströmung zum Mischrohr und die Gewährleistung der Umgebungsdruckbedingung am offenen Ende des Mischrohrs umfasst.

3.2. Akustische Modellierung

Zur Akustischen Modellierung des Einzel-LPM-Brenners wird der Brenner in 3 Sektionen unterteilt (Bild 20). Sektion 1 umfasst das Mischrohr ($0 < x < a$), Sektion 2 das Resonanzrohr bis zum Flammhalter ($a < x < b$) und Sektion 3 das Resonanzrohr vom Flammhalter bis zum offenen Ende ($b < x < L$). Gemäß Gleichung (11) lauten die Druckgleichungen für die 3 Sektionen

$$\begin{aligned}
p'_1(x,t) &= A \cdot e^{i\omega(t-x/c)} + B \cdot e^{i\omega(t+x/c)} \\
(12) \quad p'_2(x,t) &= C \cdot e^{i\omega(t-x/c)} + D \cdot e^{i\omega(t+x/c)} \\
p'_3(x,t) &= E \cdot e^{i\omega(t-x/c)} + F \cdot e^{i\omega(t+x/c)}
\end{aligned}$$

Aus der Impulserhaltung nach Gleichung (6) ergibt sich folgende Beziehung zwischen Druck und Geschwindigkeit

$$(13) \quad u'(x,t) = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p'}{\partial x} dt$$

Leitet man die Druckgleichungen nach der Ortskoordinate x ab und integriert nach der Zeit t so erhält man die Geschwindigkeitsgleichungen für die 3 Sektionen

$$\begin{aligned}
u'_1(x,t) &= \frac{1}{\rho_1 c_1} \cdot (A \cdot e^{i\omega(t-x/c)} - B \cdot e^{i\omega(t+x/c)}) \\
(14) \quad u'_2(x,t) &= \frac{1}{\rho_2 c_2} \cdot (C \cdot e^{i\omega(t-x/c)} - D \cdot e^{i\omega(t+x/c)}) \\
u'_3(x,t) &= \frac{1}{\rho_3 c_3} \cdot (E \cdot e^{i\omega(t-x/c)} - F \cdot e^{i\omega(t+x/c)})
\end{aligned}$$

Zur Modellierung der Flamme wird das Modell nach Dowling verwendet [Dowling 2003]. Der flächenbezogene Wärmeeintrag $Q'(t)$ an der Stelle $x=b$ ist eine Funktion des momentanen Brennstoff-Luft-Verhältnisses und damit abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit im Bereich des Brennstoffeinspritzpunktes. Dowling formuliert die Abhängigkeit des Wärmeeintrages von der Strömungsgeschwindigkeit wie folgt:

$$(15) \quad Q'(t) = -\frac{\beta \cdot \rho \cdot c^2}{\gamma - 1} \cdot u'(b^-, t - \tau)$$

Der Parameter b^- bezeichnet dabei die axiale Position knapp unterhalb des Flammhalters. Die Wärmefreisetzung der Flamme ist um die Zeit τ gegenüber der Strömungsgeschwindigkeit verzögert. Unter Verwendung der inhomogenen Wellengleichung (8) gelangt man zur Geschwindigkeitssprungfunktion

$$(16) \quad u'(b^+, t) = u'(b^-, t) - \beta \cdot u'(b^-, t - \tau)$$

Die Herleitung ist in der Diplomarbeit [Lipowsky 2005] zu finden. Der Parameter β gibt das Verhältnis der Wärmefreisetzungsamplitude zu ihrem Mittelwert an und beeinflusst demnach die Größe des Geschwindigkeitssprunges über die Flamme. Für $\beta=1$ wird die Geschwindigkeit in der Flammhalterebene einmal pro Schwingungszyklus zu null und damit auch die Wärmefreisetzung. Für Werte von $\beta>1$ kommt es zu einer Rückströmung für einen Teil des Schwingungszyklus und die Wärmefreisetzung ist nicht länger sinusförmig. Durch die Rückströmung besteht außerdem die Gefahr des Erlöschens der Flamme. Der Wert $\beta=1$ ist demnach die Grenze der Anwendung des verwendeten linearen Modells.

Um das Gleichungssystem (12) und (14) zu lösen, benötigt man 6 Randbedingungen. Diese sind die Druckbedingungen $p'=0$ an den offenen Enden $x=0$ und $x=L$, Massenerhaltung $\rho_1 u'_1 A_1 = \rho_2 u'_2 A_2$ bei $x=a$, Energieerhaltung $p'_1 u'_1 A_1 = p'_2 u'_2 A_2$ bei $x=a$, was bei gleichzeitiger Massenerhaltung und konstanter Dichte zum Druckgleichgewicht $p'_1 = p'_2$ führt, Druckgleichge-

wicht $p'_2 = p'_3$ über die Flamme und die Geschwindigkeitssprungbedingung über die Flamme nach Gleichung (16). Die Anwendung der 6 Randbedingungen führt auf ein Gleichungssystem, das sich in folgende Form fassen lässt,

$$(17) \quad M(\omega) \cdot x = 0$$

wobei x der Vektor der komplexen Amplituden A bis F ist. Das Gleichungssystem kann in seiner vollständigen Form in der Diplomarbeit [Lipowsky 2005] gefunden werden. Die Suche nach den Resonanzfrequenzen ω des Systems ist die Suche nach den nicht-trivialen Lösungen der Gleichung (17), bei denen der Amplitudenvektor x ungleich dem Nullvektor ist. Diese Lösungen verfügen über die Eigenschaft

$$(18) \quad \det(M) = 0$$

Diese Bedingung liefert eine einzige Gleichung mit der komplexen Unbekannten $\omega = \omega_r + i \cdot \omega_i$, deren Realteil $Re(\det(M))$ und Imaginärteil $Im(\det(M))$ beide gleich null sein müssen. Der Realteil ω_r der Kreisfrequenz ω liefert dann die Resonanzfrequenzen des Systems während der Imaginärteil ω_i gleich der negativen Wachstumsraten der Resonanzschwingungen ist [Dowling 1999]. Nach der Bestimmung der Resonanzfrequenzen können diese in das Gleichungssystem (17) eingesetzt werden. Setzt man eine der komplexen Amplituden zu 1, so können die übrigen Amplituden relativ dazu bestimmt werden. Die Wellenformen von Druck und Geschwindigkeitsschwingungen ergeben sich dann durch Einsetzen in die Gleichungen (12) und (14).

3.3. Ergebnisse der Frequenzanalyse

Um die Resonanzfrequenzen des Einzel-LPM-Brenners experimentell zu bestimmen, wurde zur Anregung ein Lautsprecher eingesetzt. Den Vergleich zwischen den Ergebnissen der Lautsprecherexperimente mit den errechneten Resonanzfrequenzen ohne Flamme ($\beta=0$) zeigt Bild 8. Des Weiteren ist Bild 8 zu entnehmen, dass sich die Resonanzfrequenzen verschieben, wenn sie von der Flamme angeregt (Annahme $\beta=1$) werden.

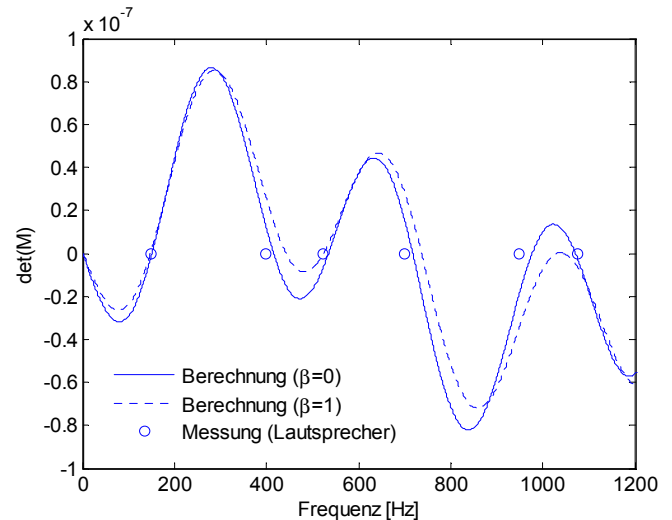


Bild 8: Resonanzfrequenzen des Einzel-LPM-Brenners

Die Berechnung der Resonanzfrequenzen mit Flamme ($\beta=1$) in Bild 8 wurden unter der Annahme durchgeführt,

dass kein Temperatursprung über die Flamme hinweg existiert. Diese Annahme ist physikalisch wenig sinnvoll. Eine erhöhte Temperatur hinter der Flamme hat eine höhere Schallgeschwindigkeit und eine geringere Dichte in Sektion 3 zur Folge. Zur Berechnung von Schallgeschwindigkeit und Dichte in Sektion 3 wurde die mittlere Temperatur der 4 Thermolemente gebildet, die sich alle in Sektion 3 befinden (Bild 21). Der Temperatursprung über die Flamme hinweg ist definiert als T_{b+}/T_{b-} , wobei für T_{b+} die mittlere Temperatur der 4 Thermolemente und für T_{b-} die gemessene Umgebungstemperatur angenommen wurde, d.h. es wurde angenommen, dass das Brennstoff-Luft-Gemisch bis zum Überqueren der Flammenfront Umgebungstemperatur besitzt.

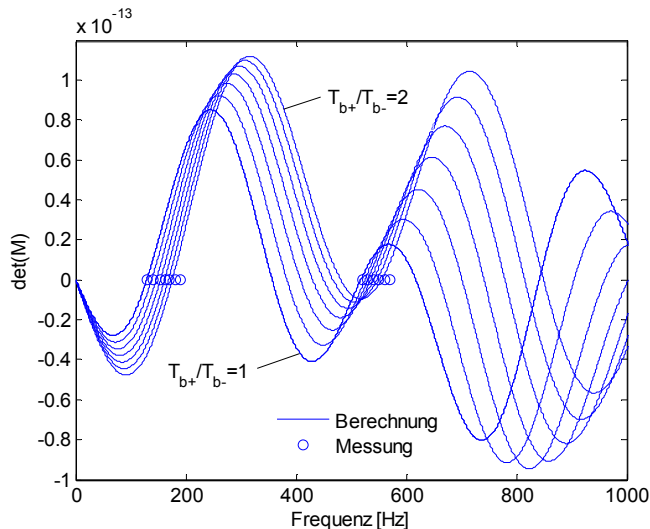


Bild 9: Einfluss des Temperatursprungs auf die Resonanzfrequenzen des Einzel-LPM-Brenners

Der Einfluss des Temperatursprungs auf die Resonanzfrequenzen des Einzel-LPM-Brenners ist in Bild 9 dargestellt. Es wurden Berechnungen zwischen $T_{b+}/T_{b-}=1$ und $T_{b+}/T_{b-}=2$ durchgeführt. In Bild 9 sind des Weiteren alle Frequenzen eingetragen, bei denen Instabilitäten erzeugt werden konnten. Bei den insgesamt über 300 Testläufen konnten Frequenzen zwischen 130 und 190 Hz und zwischen 520 und 580 Hz angeregt werden. Deutlich zu erkennen ist, dass es sich bei diesen beiden Frequenzbändern um die Grundschiwingung und die 2. harmonische Schwiwingung handelt. Auffällig ist, dass Grundschiwingung und 2. Harmonik im Vergleich zur 1., 3. und 4. Harmonik weniger stark in ihrer Frequenz von der Variation des Temperaturverhältnisses T_{b+}/T_{b-} beeinflusst werden.

Bild 10 zeigt einen Überblick über alle Messreihen zur Untersuchung des Einzel-LPM-Brenners. Wie bereits oben beschrieben konnten ausschließlich die Grundschiwingung und die 2. harmonische Schwiwingung angeregt werden. Es bleibt festzuhalten, dass die 1. harmonische Schwiwingung in keinem der Versuche angeregt werden konnte. Die Ergebnisse der Berechnungen in Bild 9 legen nahe, dass ein möglicher Grund für diese Tatsache die hohe Sensitivität der 1. Harmonik auf Schwankungen im Temperaturverhältnis T_{b+}/T_{b-} ist.

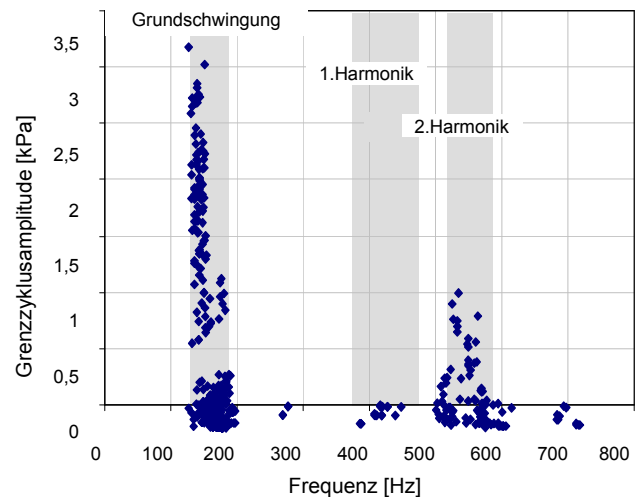


Bild 10: Zusammenfassung aller Messreihen zur Untersuchung des Einzel-LPM-Brenners

3.4. Ergebnisse der Wellenformanalyse

Zur Bestimmung der Wellenform der Schwiwingungen lassen sich die gemessenen Amplituden der 8 Druckaufnehmer in dimensionsloser Form über der axialen Koordinate des Brenners, ebenfalls dimensionslos, auftragen. Die axiale Position der Druckaufnehmer ist Bild 21 zu entnehmen. Die so erhaltenen Punkte der Wellenform können in Vergleich gebracht werden zu den errechneten kontinuierlichen Verläufen.

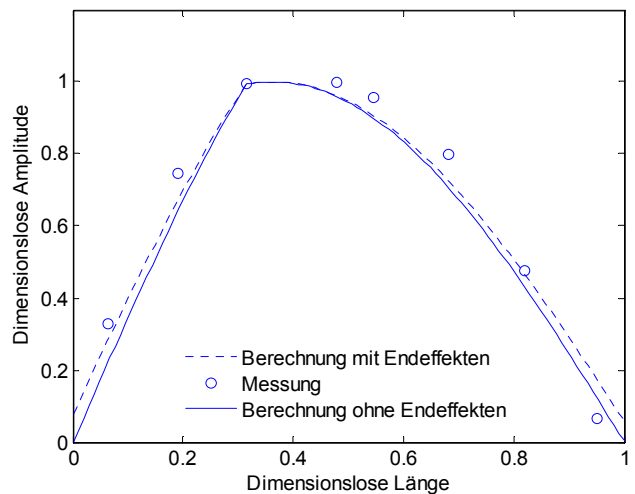


Bild 11: Wellenform der Grundschiwingung des Einzel-LPM-Brenners ($\beta=1$, $T_{b+}/T_{b-}=1,95$)

Bild 11 zeigt die Wellenform der Grundschiwingung des Einzel-LPM-Brenners. Bei der Berechnung mit Endeffekten wird die Tatsache berücksichtigt, dass die Schwiwingungsamplitude am offenen Ende nicht exakt null ist, sondern sich der Schwiwingungsknoten in Realität außerhalb der Röhre befindet. Zur Berechnung wird die effektive Länge der Röhre an jedem Ende um $3/10$ des jeweiligen Durchmessers vergrößert. Die Einbeziehung der Endeffekte bringt keine erhebliche Verbesserung mit sich, da die Längen-Durchmesser-Verhältnisse beider Röhre des Brenners deutlich über 10 liegen ($L/d=17,4$ für das Mischrohr und $L/d=15$ für das Resonanzrohr). Der Unterschied zwischen realer Länge des Brenners

($L=1.05\text{m}$) und effektiver Länge ($L_{\text{eff}}=1.07\text{m}$) beträgt lediglich 1,9%.

Der Einfluss des Temperatursprungs T_{b+}/T_{b-} wird bei Betrachtung der Wellenformen der höheren Harmoniken deutlich. Bild 12 zeigt die gemessenen dimensionslosen Amplituden der 2. Harmonik im Vergleich zu den Berechnungen mit $T_{b+}/T_{b-}=1$ und $T_{b+}/T_{b-}=2$. Das gemessene Temperaturverhältnis lag bei $T_{b+}/T_{b-}=1,95$. Nur durch die korrekte Modellierung des Temperatursprungs über die Flamme ist eine Vorhersage über die Wellenform möglich.

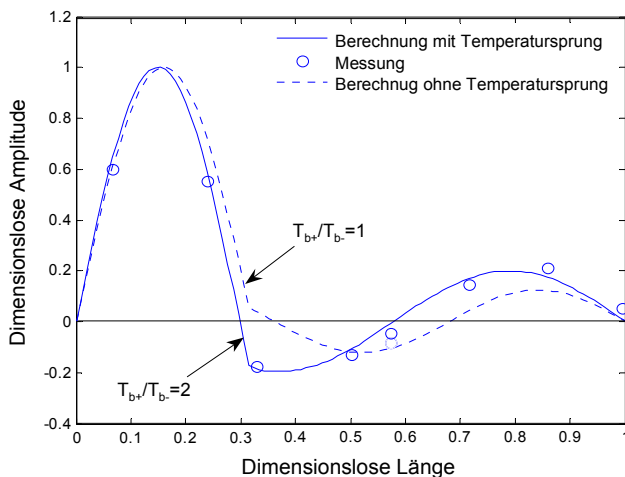


Bild 12: Wellenform der 2. Harmonik des Einzel-LPM-Brenners ($\beta=1$, $T_{b+}/T_{b-}=1,95$)

3.5. Ergebnisse der Stabilitätsanalyse

Große Anstrengungen wurden in die Erstellung von Stabilitätskennfeldern (jeweils für Grundschwingung und 2. harmonische Schwingung) des Einzel-LPM-Brenners investiert. Dazu wurde eine Reihe von Messläufen nach folgendem Muster durchgeführt:

- Zündung des Gemisches bei konstantem Brennstoff- und Luftmassenstrom
- Anpassung des Luftmassenstroms bei konstantem Brennstoffmassenstrom zur Erregung der Grundschwingung bzw. der 2. Harmonik
- Erhöhung des Luftmassenstroms bis zum Erreichen der mageren Erlöschgrenze (Datenaufzeichnung an diskreten Punkten)
- Einhaltung einer ausreichenden Abkühlperiode
- Wiederholung des Vorganges für den selben Brennstoffmassenstrom, diesmal Verringerung des Luftmassenstroms bis es zum Flammenrückschlag und damit zur Diffusionsflamme kommt (Datenaufzeichnung an diskreten Punkten)
- Einhaltung einer ausreichenden Abkühlperiode
- Wiederholung des gesamten Vorganges mit verändertem Brennstoffmassenstrom

Bild 13 zeigt das Stabilitätskennfeld der Grundschwingung des Einzel-LPM-Brenners. Es ist zu beachten, dass nur an den mit (\square) markierten Punkten Daten erfasst wurden. Der Rest des Kennfeldes wurde durch Interpolation zwischen den Messpunkten berechnet. Es ist zu

erkennen, dass hohe Schwingungsamplituden, und damit hohe Anfälligkeit auf Instabilitäten, für Äquivalenzverhältnisse von $0,4 < \phi < 0,7$ auftreten. Diese entscheidende Erkenntnis deckt sich mit der Aussage, dass LPM Systeme wesentlich anfälliger für akustische Instabilitäten sind, als Systeme, die mit herkömmlichen Diffusionsflammen ($\phi \approx 1$) arbeiten.

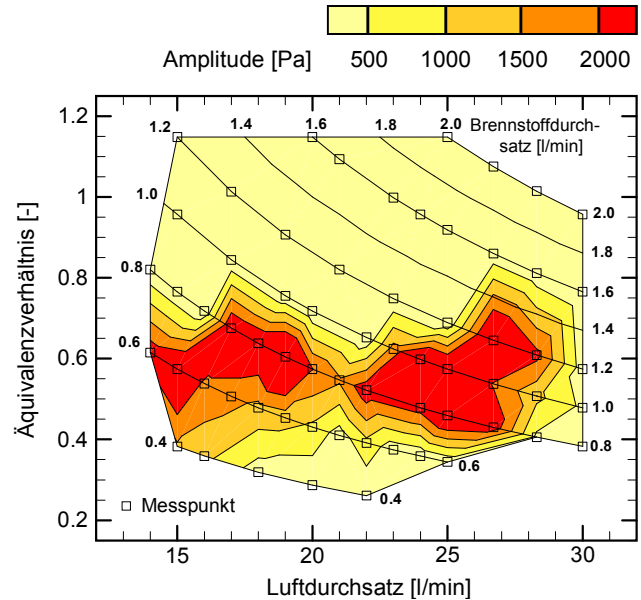


Bild 13: Stabilitätskennfeld der Grundschwingung des Einzel-LPM-Brenners

Während den Untersuchungen zur Stabilität konnte jedoch kein Kriterium gefunden werden, wann welche der beiden Schwingungen angeregt wird. Sobald eine der beiden Schwingungen angeregt ist, bleibt diese über die andere Schwingung dominant, bis die Schwingung durch mageres Erlöschen, Flammenrückschlag oder verteilten Wärmeintrag der aufgeheizten Rohrwände abklingt. Das Stabilitätskennfeld der 2. harmonischen Schwingung kann in der Diplomarbeit [Lipowsky 2005] gefunden werden.

4. DOPPEL-LPM-BRENNER

4.1. Experimenteller Aufbau

Nachdem mit dem Einzel-LPM-Brenner ein robustes und gut verstandenes System zur Verfügung stand, lag die Aufgabe des Doppel-LPM-Brenners darin, die Interaktion zwischen zwei parallel arbeitenden Brennern zu untersuchen. Der experimentelle Aufbau des Doppel-LPM-Brenners besteht aus zwei baugleichen Einzel-LPM-Brennern, die über ein horizontales Verbindungsrohr akustisch interagieren können (Bild 22). Das Verbindungsrohr besitzt eine Länge von $d=0,48\text{m}$, einen Durchmesser von 32mm und befindet sich an axialer Position $c=0,4\text{m}$. Damit befindet es sich 0,06m oberhalb der Flammhalterposition. Das System wird durch unabhängige Luft- und Brennstoffzuführungen versorgt.

4.2. Akustische Modellierung

Um auf den Doppel-LPM-Brenner anwendbar zu sein, muss die für den Einzel-LPM-Brenner entwickelte

akustische Modellierung um ein Element erweitert werden, die T-Verbindung des Verbindungsrohrs an die beiden Resonanzröhren. Wie Bild 23 zu entnehmen ist, besteht der Doppel-LPM-Brenner aus 10 Sektionen. Da die T-Verbindung 3 Sektionen miteinander verbindet, benötigt sie 3 beschreibende Gleichungen. Die Druckerhaltung muss in allen 3 Sektionen erfüllt sein, d.h.

$$(19) \quad p'_3 = p'_4 \quad \text{und} \quad p'_3 = p'_9$$

Darüber hinaus gilt die Massenerhaltung

$$(20) \quad \rho_3 u_3 A_3 = \rho_4 u_4 A_4 + \rho_9 u_9 A_9$$

Um das Gleichungssystem bestehend aus 10 Sektionen, d.h. 20 unbekannten komplexen Amplituden A bis U zu lösen müssen die entsprechenden Randbedingungen angewendet werden. Eine Übersicht über die Randbedingungen in Form eines akustischen Netzwerkes ist in der Diplomarbeit [Lipowsky 2005] zu finden. Die Vorgehensweise ist entsprechend der beim Einzel-LPM-Brenner, das entstehende Gleichungssystem des Doppel-LPM-Brenners hat wieder die Form von Gleichung (17) und kann in seiner vollständigen Form ebenfalls in der Diplomarbeit [Lipowsky 2005] nachgeschlagen werden.

4.3. Ergebnisse der Frequenzanalyse

Zur Untersuchung der Resonanzfrequenzen des Doppel-LPM-Brenners kommt wie beim Einzel-LPM-Brenner ein Lautsprecher zum Einsatz. Den Vergleich zwischen Lautsprechermessungen und Berechnung zeigt Bild 14. Der Einfluss des Temperaturverhältnisses T_{b+}/T_{b-} auf die Resonanzfrequenzen ist beim Doppel-LPM-Brenner deutlich geringer als beim Einzel-LPM-Brenner. In Bild 15 sind neben den Berechnung für $T_{b+}/T_{b-}=1,2$, $T_{b+}/T_{b-}=1,5$ und $T_{b+}/T_{b-}=1,8$ alle Messungendargestellt, die im Rahmen der Untersuchungen am Doppel-LPM-Brenner durchgeführt wurden. Es ist zu erkennen, dass lediglich die Grundschwingung und die 1. und 5. Harmonik angeregt werden konnten.

Bild 16 zeigt einen Überblick über alle Messungen, wobei (■) Messpunkte bezeichnet, bei denen beide Brenner parallel betrieben wurden und (□) Messpunkte, bei denen nur einer der Brenner betrieben wurde.

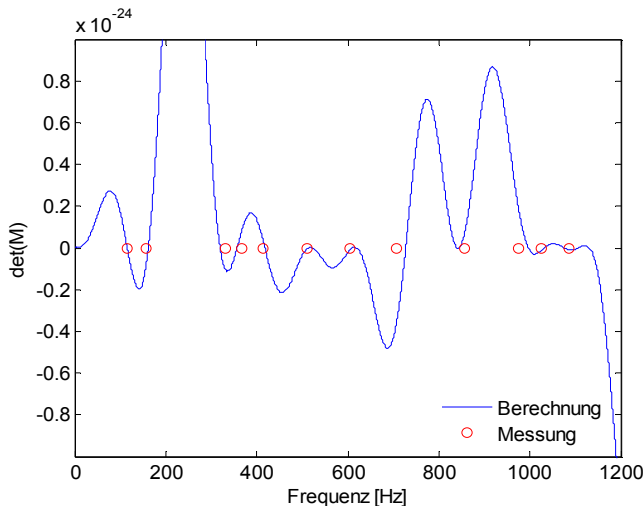


Bild 14: Resonanzfrequenzen des Doppel-LPM-Brenners

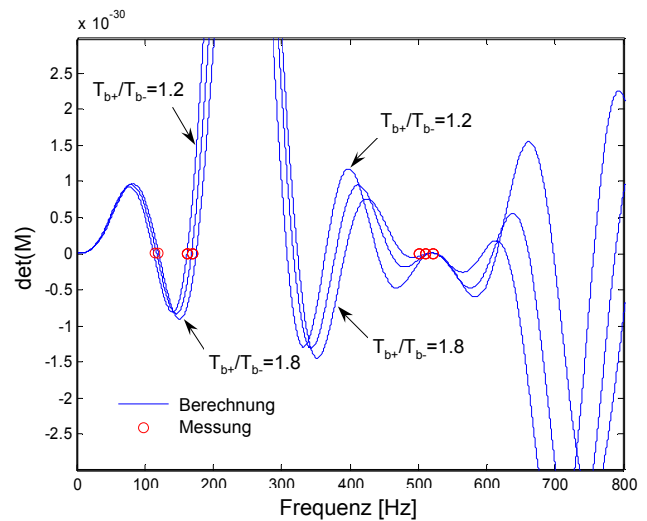


Bild 15: Einfluss des Temperaturverhältnisses T_{b+}/T_{b-} auf die Resonanzfrequenzen des Doppel-LPM-Brenners

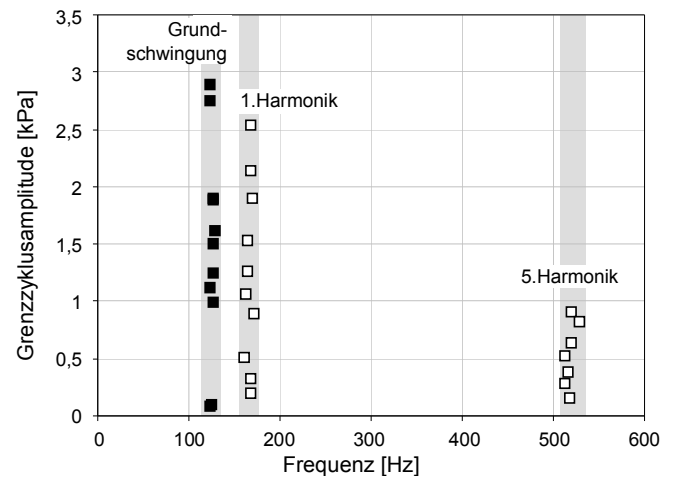


Bild 16: Zusammenfassung aller Messläufe des Doppel-LPM-Brenners (■ beide Brenner in Betrieb, □ nur einer der Brenner in Betrieb)

Bei den Messungen, bei denen nur ein Brenner betrieben wurde lag das gemessene Temperaturverhältnis T_{b+}/T_{b-} zwischen 1,45 und 1,85, bei den Messungen mit beiden Brenner zwischen 1,55 und 1,85.

4.4. Ergebnisse der Wellenformanalyse

Die Analyse der Wellenform der Schwingungen des Doppel-LPM-Brenners wurde entsprechend den Untersuchungen am Einzel-LPM-Brenner durchgeführt. Eine sinnvolle Darstellung der Wellenform ist die Auftragung der Schwingungsamplituden über einem Koordinatensystem, das die Form des Doppel-LPM-Brenners besitzt. Bild 17 und Bild 18 zeigen exemplarisch die Ergebnisse der Wellenformanalyse für die Grundschwingung und die 1. Oberschwingungen des Doppel-LPM-Brenners. Da die Messungen bei Anregung des Systems per Lautsprecher aufgenommen wurde, konnte auf die Variation des Temperaturverhältnisses T_{b+}/T_{b-} in der Berechnung verzichtet werden.

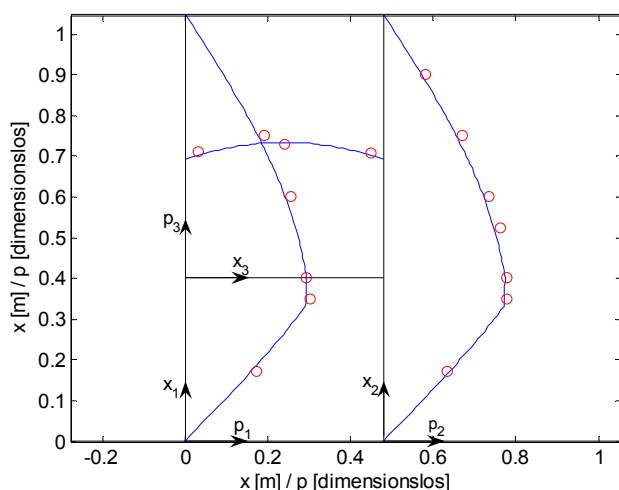


Bild 17: Wellenform der Grundschiwingung des Doppel-LPM-Brenners

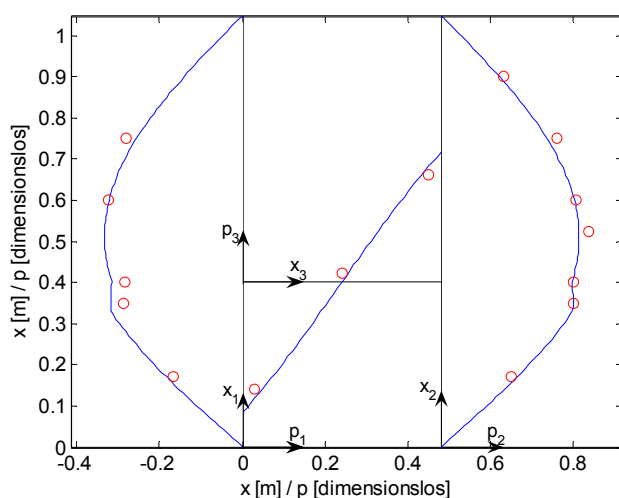


Bild 18: Wellenform der 1. harmonischen Oberschiwingung des Doppel-LPM-Brenners

Das hatte den Vorteil, dass die Resonanzzustände beliebig lange generiert werden konnten, was dazu genutzt wurde, mit Hilfe der 8 zur Verfügung stehenden Druckaufnehmer an 16 Positionen zu messen. Dadurch konnten auch höhere Oberschwingungen dargestellt werden.

4.5. Untersuchung der akustischen Kopplung

Wie bereits erwähnt, konnten beim Betrieb eines der beiden Brenner die 1. und 5. Harmonik und bei Betrieb beider Brenner nur die Grundschiwingung angeregt werden. Der Vergleich aus Berechnung und Messung der Wellenform der 1. Harmonik für den Fall des Einzelbrennerbetriebes ist in Bild 19 zu sehen. Eine entscheidende Eigenschaft des akustischen Modells ist die Fähigkeit der Vorhersage der Asymmetrie in diesem Fall. Man beachte den Unterschied zu Bild 18, in dem die Lautsprecheranregung in beiden Resonanzröhren zu symmetrischen Amplituden führt. Die Asymmetrie in Bild 19 kommt durch die unterschiedlichen Temperaturen (und damit Schallgeschwindigkeiten) in den beiden Resonanzröhren zustande.

Abschließend sollte untersucht werden, wie sich der Übergang von der 1. harmonischen Schwingung während

des Einzelbrennerbetriebes zur Grundschiwingung während des Doppelbrennerbetriebes vollzieht. Die entscheidende Messung ist in Bild 24 dargestellt. Während des Einzelbrennerbetriebes liegt die Schwingungsfrequenz im Bereich der 1. Harmonik (176Hz). Im Moment der Zündung des zweiten Brenners wird diese Schwingung sofort unterbunden und es findet ein Frequenzwechsel statt. Die Frequenz wechselt in den Bereich der Grundschiwingung (130Hz). Nach wenigen zehntel Sekunden beginnt sich der Grenzyklus der Grundschiwingung auszubilden. Beide Brenner arbeiten nun gleichphasig, was für die Ausbildung des Grundschiwingungsgrenzyklus eine notwendige Bedingung darstellt.

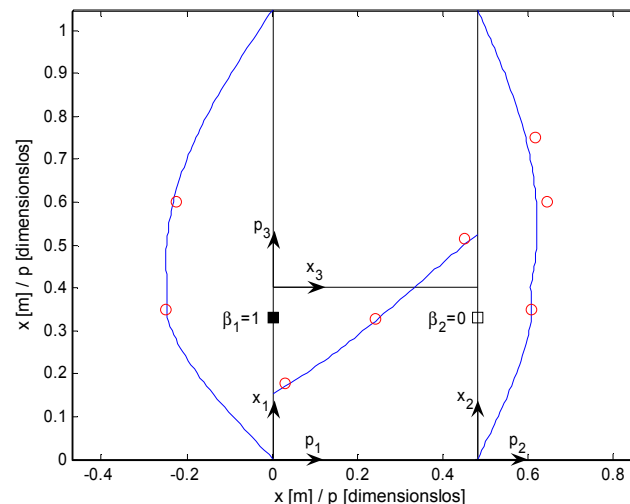


Bild 19: Anregung der 1. harmonischen Schwingung durch einen Brenner des Doppel-LPM-Brenners

5. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen der zugrunde liegenden Diplomarbeit konnte ein robustes System eines Einzel-LPM-Brenners entwickelt, gebaut und getestet werden. Ein selbst erstelltes akustisches Modell des Einzel-LPM-Brenners zur Berechnung von Resonanzfrequenzen und Wellenformen der Schwingungen konnte erfolgreich mit Hilfe von Messungen validiert werden. Das Temperaturverhältnis über die Flamme hinweg konnte als entscheidender Parameter für die korrekte Berechnung der Wellenformen identifiziert werden. Basierend auf umfangreichen Versuchsreihen konnten Stabilitätskennfelder für den Einzel-LPM-Brenner erstellt werden, die eine hohe Schwingungsanfälligkeit der Verbrennung für Äquivalenzverhältnisse zwischen 0,4 und 0,7 bestätigen.

Die Untersuchungen eines Doppel-LPM-Brenners bestätigten die Richtigkeit der akustischen Modellierung, da auch in diesem Fall Resonanzfrequenzen und Wellenformen in Übereinstimmung mit Messungen berechnet werden konnten. Darüber hinaus konnten Asymmetrien beim Einzelbrennerbetrieb des Doppel-LPM-Brenners vom akustischen Modell korrekt wiedergegeben werden. Bei der Untersuchung der akustischen Kopplung der beiden Brenner stellte sich der Frequenzübergang von der 1. harmonischen Schwingung zur Grundschiwingung des Systems als notwendige Bedingung für die Ausbildung eines Grenzyklus heraus.

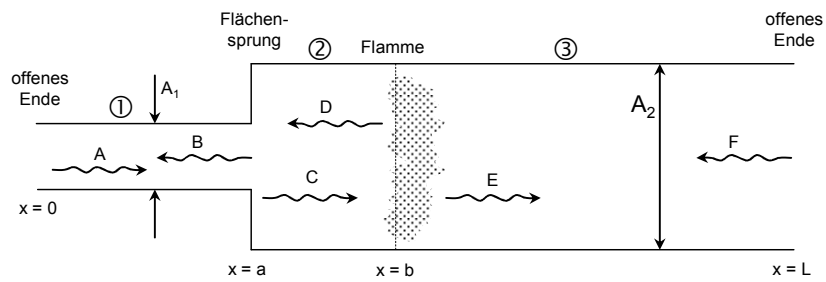


Bild 20: Akustische Modellierung des Einzel-LPM-Brenners

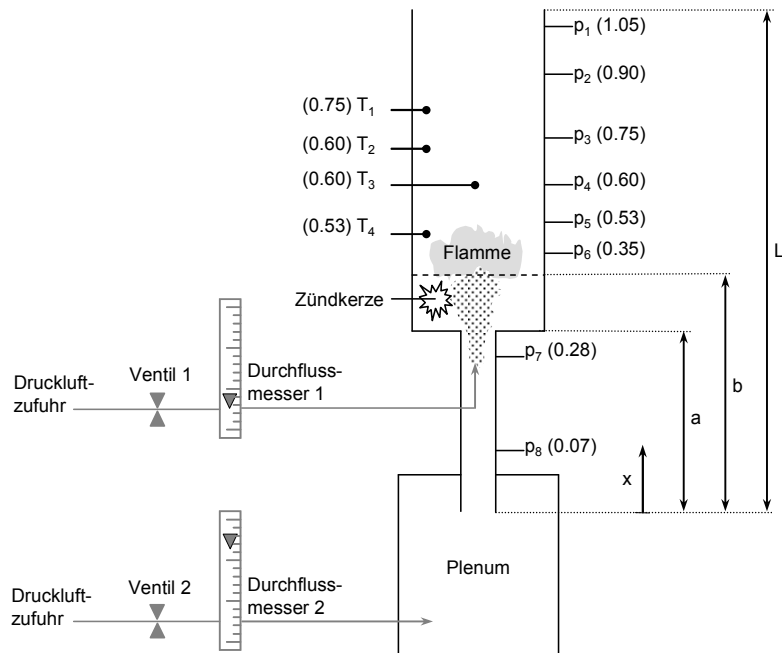


Bild 21: Experimenteller Aufbau des Einzel-LPM-Brenners

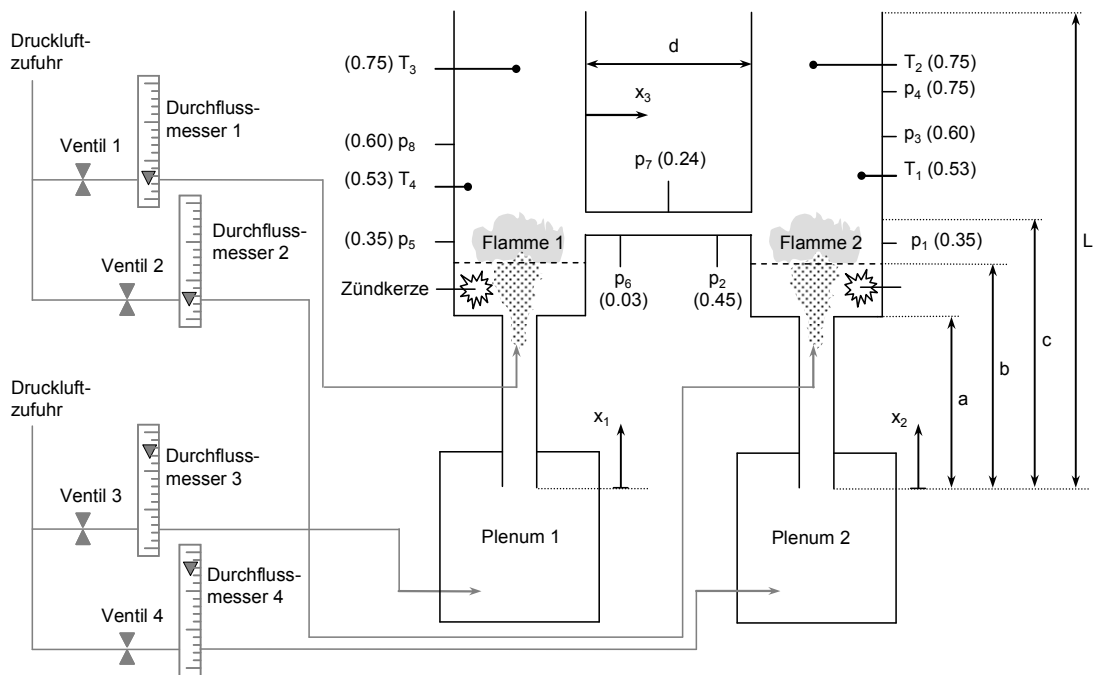


Bild 22: Experimenteller Aufbau des Doppel-LPM-Brenners

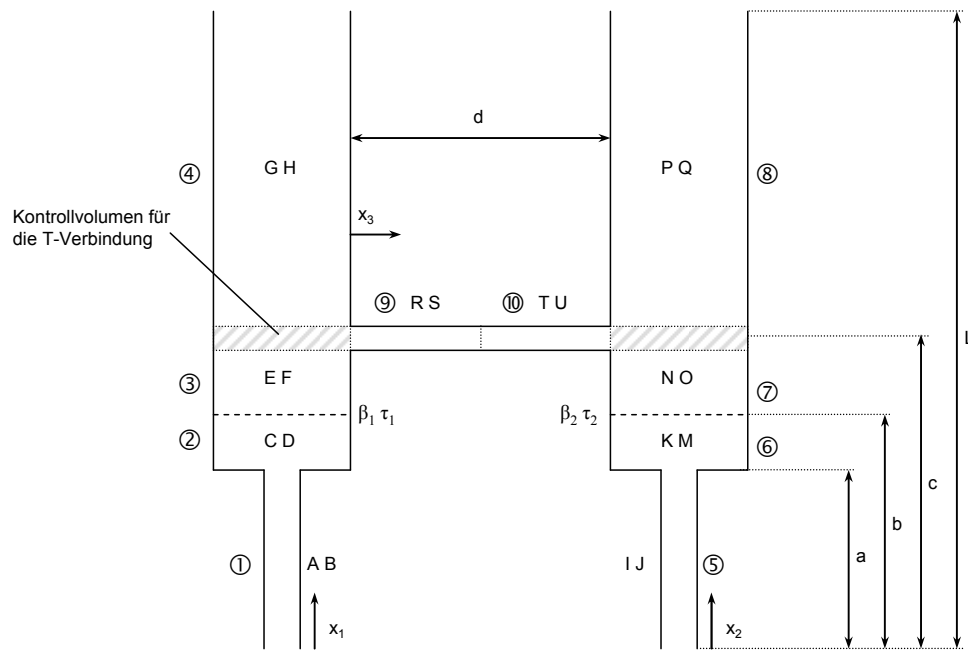


Bild 23: Akustische Modellierung des Doppel-LPM-Brenners

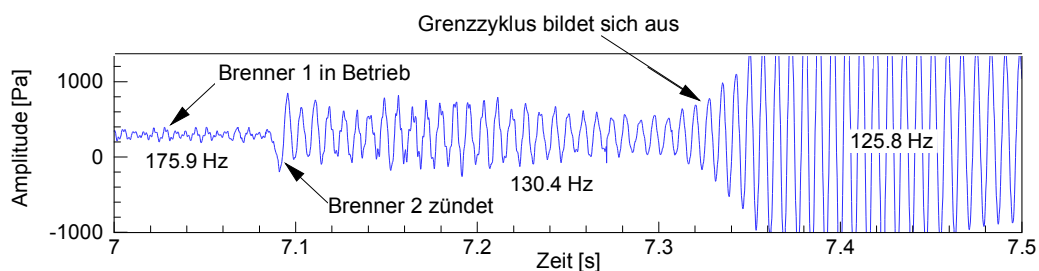


Bild 24: Akustische Kopplung der beiden Brenner des Doppel-LPM-Brenners

6. DANKSAGUNG

Großer Dank gebührt Dr. Ivor J. Day, der es mir ermöglichte, die vorliegende Diplomarbeit am Whittle Laboratorium der Universität Cambridge unter seiner Betreuung durchzuführen. Zahlreiche fruchtbare Diskussionen mit ihm sowie mit Professor Ann Dowling und Dr. Tom Hynes haben zum ständigen Fortschritt der Arbeit beigetragen. Weiterer Dank gebührt Tomas Scarinci und Ken Young, die seitens Rolls-Royce Canada im Rahmen eines Projektmeetings weitere wichtige Impulse gegeben haben. Des Weiteren bedanke ich mich bei Professor Staudacher für die Betreuung der Diplomarbeit seitens des Instituts für Luftfahrtantriebe der Universität Stuttgart und für den Vorschlag der vorliegenden Arbeit für den DGLR Nachwuchspreis 2006.

7. LITERATUR

Bräunling, W.J.G. (2004), "Flugzeugtriebwerke", 2nd Edition, Springer
Dowling, A.P. (1999), "A Kinematic Model of a Ducted Flame", Journal of Fluid Dynamics, Vol.

394, pp. 51-72

Dowling, A.P. and Ffowcs, J.E. (1983), "Sound and Sources of Sound", Ellis Horwood Limited, West Sussex, PO191EB, England

Dowling, A.P. and Stow, S.R. (2003), "Acoustic Analysis of Gas Turbine Combustors", Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5

Lieuwen, T., Torres, H., Johnson, C., Zinn, B.T. (2001), "A Mechanism of Combustion Instability in Lean Premixed Gas Turbine Combustors", ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123, pp. 182-189

Lieuwen, T. (2003), "Modeling Premixed Combustion – Acoustic Wave Interactions: A Review", Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5, pp. 765-781

Lipowsky, H. (2005), "A Study of Lean-Premixed Combustor Dynamics", Diplomarbeit, Institut für Luftfahrtantriebe, Universität Stuttgart

Zukoski, E. (1978), "Afterburners", Chapter 21 in "The Aerothermodynamics of Aircraft Gas Turbine Engines", Oates, G. (ed.), Air Force Propulsion Laboratory