

VORHERSAGE DES WANDTEMPERATURVERLAUFES IN RAKETEN-BRENNKAMMERN UNTER BERÜKSICHTIGUNG ZEITLICHER UND ÖRTLICHER WANDRAUHIGKEITSENTWICKLUNGEN

Björn Kniesner, Manuel Frey und Oliver Knab

ASTRIUM Space Transportation

Ottobrunn, Deutschland

bjoern.kniesner@astrum.eads.net, manuel.frey@astrum.eads.net,
oliver.knab@astrum.eads.net

Zusammenfassung

Experimentelle Untersuchungen an mehreren Raketenmotoren zeigen eine deutliche Steigerung der integralen Wärmelast an die Brennkammerwand mit zunehmender Brenndauer, was auf eine Vergrößerung der Wandrauhigkeit schließen lässt. Rauhigkeitsmessungen bestätigen dies und zeigen außerdem, dass diese Vergrößerung lokal sehr unterschiedlich ausfällt. Als einer der Haupteinflussparameter ist neben dem Material der Brennkammer das vorliegende Wandtemperaturniveau zu nennen.

Zur Bestimmung des Einflusses unterschiedlicher Wandrauhigkeiten auf den Wärmestrom und damit die Wandtemperatur in Raketenbrennkammern wird bei ASTRUM Space Transportation der Mehrphasen- Navier-Stokes-Löser Rocflam-II verwendet. Innerhalb dieses rotationssymmetrischen Berechnungsprogramms wird bei zunehmender Rauhigkeit mit Hilfe der dimensionslosen Größe A_μ die Dämpfungsfunktion der turbulenten Viskosität im verwendeten 2-Schichten $k-\epsilon$ Modell reduziert. Die im Betrieb der Brennkammern auftretende zeitliche und örtlich unterschiedliche Rauhigkeitsentwicklung wird zum jeweiligen Zeitpunkt mittels lokal variablen A_μ - Faktoren abgebildet. Zur Bestimmung dieser Faktoren werden die oben erwähnten experimentellen Ergebnisse verwendet. Die anschließende Simulation mehrerer Raketenbrennkammern zeigt gegenüber früheren Simulationen, bei welchen die örtliche und zeitliche Rauhigkeitsentwicklung nicht berücksichtigt wurde, deutlich veränderte Wandtemperaturen. Eine Berücksichtigung der Rauhigkeitsentwicklung in Raketenbrennkammern stellt sich damit als essentiell für eine korrekte Lebensdauerberechnung dar.

1. EINFÜHRUNG

Obwohl der starke Einfluss der Wandrauhigkeit auf den Wärmestrom gemeinhin bekannt ist, wird er bei der Lebensdauervorhersage in Raketenbrennkammern selten im Detail berücksichtigt. Meist wird nur die aus Versuchen gemessene Erhöhung der integralen Wärmelast global in den Auslegungsprozess mit einbezogen. Dass diese Erhöhung jedoch zum Großteil durch lokal begrenzte und folglich sehr starke Rauhigkeitsvergrößerungen bedingt ist, wird bislang nicht berücksichtigt. Dabei bedeutet dies, dass die lokal auftretenden Wandtemperaturen erheblich größer werden als bei einer über die Länge der Brennkammer gleichmäßigen Erhöhung der Rauhigkeit.

Ziel der folgenden Untersuchung ist es, die Vergrößerung der Rauhigkeit triebwerksspezifisch in Abhängigkeit der Zeit und des Ortes zu quantifizieren und damit für verschiedene Lastpunkte mit Hilfe eines numerischen Verfahrens eine möglichst realistische Vorhersage der zu erwartenden Wandtemperatur zu treffen.

Dabei ist klar, dass die Erhöhung der Rauhigkeit von einer Vielzahl an Parametern abhängt. Neben dem Material der Brennkammer spielen die Wandtemperatur selbst sowie die Dauer der Einwirkung eine entscheidende Rolle. Auch die wandnahe Geschwindigkeit und somit die Wandschubspannung sind ebenso wie die Stoffzusammensetzung an der Wand wichtige Einflussgrößen. Da eine de-

taillierte experimentelle Untersuchung der genannten Einflussparameter gerade im Bereich der Raketentriebwerke sehr aufwändig und kostspielig ist, wird für die nachfolgende Analyse auf bereits vorhandene experimentelle Informationen zurückgegriffen. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um Messungen der Rauhigkeit, des lokalen Wärmestromverlaufes sowie der Gesamtaufheizung im Kühlkreislauf der Triebwerke.

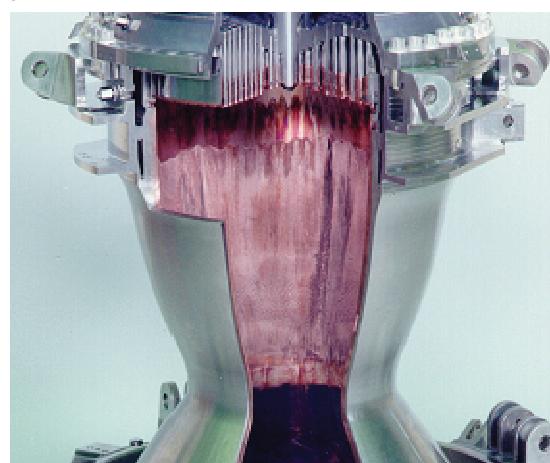


BILD 1. Aufgeschnittene Brennkammer mit deutlich sichtbarer Wandrauigkeit

2. NUMERISCHES VERFAHREN

Zur Vorhersage der Wandtemperatur wird bei ASTRUM Space Transportation auf der Heißgasseite der rotations-symmetrische Euler-Lagrange Mehrphasen Navier-Stokes Löser Rocflam-II [2] verwendet. Dieser ermöglicht die Berechnung der Strömung, Verdampfung und Verbrennung nahezu beliebiger Treibstoffe in rotationssymmetrischen Raketenbrennkammern. Als Verbrennungsmodell kann sowohl ein gleichgewichtsbasiertes Presumed Probability Density Function (PPDF) - Verfahren, als auch eine auf dem Eddy Dissipation Concept (EDC) beruhende und Nichtgleichgewicht berücksichtigende Globalchemie-Methode gewählt werden. Beide Verfahren verwenden ein 2-Schichten Low - Re k- ϵ Turbulenzmodell, welches in der wandnahen Schicht auf ein Eingleichungsmodell für die turbulente kinetische Energie umschaltet [5]. Das implementierte Rauhigkeitsmodell verwendet die äquivalente Sandrauhigkeit k_s und wird über den dimensionslosen Parameter A_μ gesteuert, welcher die Dämpfungsfunktion der turbulenten Viskosität in Wandnähe verändert. Ein großer Wert von A_μ reduziert das turbulente Längenmaß l_μ und somit die turbulente Viskosität μ_t , wodurch die Grenzschichtcharakteristiken entlang einer glätteren Wand approximiert werden. Umgekehrt wird durch kleinere Werte von A_μ eine rauhere Wand simuliert.

$$(1) \quad \mu_t = C_\mu \rho \sqrt{k} l_\mu$$

$$(2) \quad l_\mu = C_l \delta y \left[1 - \exp \left(- \frac{\text{Re}_y}{A_\mu} \frac{25}{A^+} \right) \right]$$

Dabei bleibt der Wandwert null der turbulenten Viskosität wie auch der turbulenten kinetischen Energie erhalten.

Zur Bestimmung eines Wandtemperaturverlaufes muss neben der Brennkammersimulation, also der Heißgasseite, auch noch der Kühlkreislauf (Kühlmittelseite) simuliert werden.

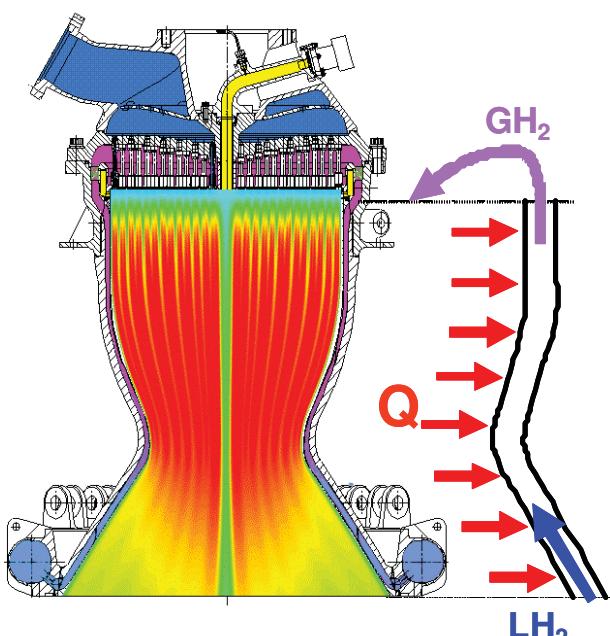


BILD 2. Skizze zum gekoppelten Wärmeübergangsproblem in Raketenbrennkammern

Dazu wird im vorliegenden Fall der nusseltbasierte in-house Code RCFS-II [1] verwendet. Beide Programme sind miteinander über eine lose Kopplung verbunden. Zur Verdeutlichung des gekoppelten Wärmeübergangsproblems in Raketenbrennkammern ist in BILD 2 skizzenhaft ein Triebwerk mit Einspritzkopf und Kühlkreislauf gezeigt. Der auf der Heißgasseite berechnete Wandwärmestrom Q heizt das zunächst meist noch flüssige Kühlmittel in den Kühlkanälen auf, wodurch die Wandtemperatur und damit wiederum der Wandwärmestrom beeinflusst werden. Ist die Kopplung konvergiert, stellen sich Wärmestrom, Wandtemperatur und Kühlmittelaufheizung zueinander passend ein.

3. KALIBRIERUNG DES RAUHIGKEITSMODELLS

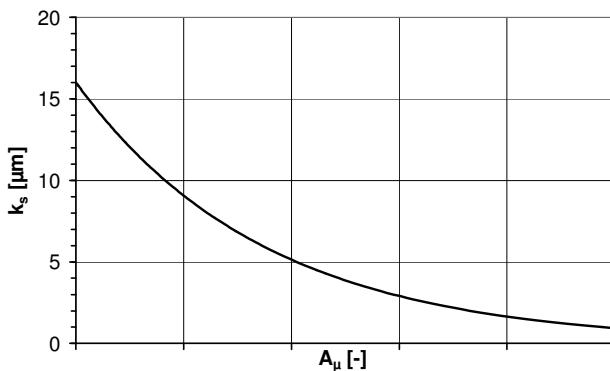
Anders als bei den Verfahren zur Berücksichtigung der Rauhigkeit, die einen Wandwert ungleich null für die turbulente Viskosität μ_t und die turbulente kinetische Energie k verwenden, wird bei dem hier verwendeten Modell kein direkter Rauhigkeitsverlauf in einer Längeneinheit vorgegeben, sondern der Faktor A_μ in der Dämpfungsfunktion (2). Es ist jedoch essentiell zu wissen, welcher Wert von A_μ für eine bestimmte Rauhigkeit eingestellt werden muss. Literaturwerte für diesen Faktor fallen recht unterschiedlich aus und sind auch nicht direkt mit Rauhigkeitswerten korreliert. Aus diesem Grund muss in einem ersten Schritt dieser empirische Faktor A_μ mit Werten äquivalenter Sandrauhigkeiten in Verbindung gebracht werden. In einem zweiten Schritt muss dann von der experimentellen Seite her die gemessene technische Rauhigkeit in eine äquivalente Sandrauhigkeit transferiert werden.

3.1. Numerische Seite

Zur Erstellung einer Korrelation zwischen dem Parameter A_μ und der äquivalenten Sandrauhigkeit k_s werden zunächst zahlreiche Simulationen voll entwickelter turbulenter Rohrströmungen durchgeführt. Dabei wird sowohl die Sandrauhigkeit, als auch die Reynoldszahl variiert. Die Gaszusammensetzung und die Reynoldszahlen werden dabei so gewählt, dass sie charakteristisch für bei ASTRUM hergestellte Raketenbrennkammern sind. Durch Vergleich des erreichten Druckverlustes mit theoretischen Werten (Colebrook'sche Formel [10] / Moody Diagramm [11]) kann ein Zusammenhang zwischen dem Rauhigkeits-Faktor A_μ und der äquivalenten Sandrauhigkeit k_s hergestellt werden. Der erzielte analytische Zusammenhang welcher durch die exponentielle Gleichung

$$(3) \quad A_\mu = -B \ln \left[\frac{k_s}{16} \right] \text{ bzw. } k_s = 16 e^{-A_\mu/B}$$

beschrieben wird, ist in BILD 3 dargestellt. Der maximal einstellbare Wert für die äquivalente Sandrauhigkeit liegt demnach bei $k_s=16\mu\text{m}$. Dies stellt keine starke Rauhigkeit dar, wie sich später allerdings noch zeigen wird, ist dieser Maximalwert ausreichend für die auftretenden Rauhigkeitswerte.

BILD 3. Korrelation zwischen A_μ und k_s , vgl. (3)

3.2. Messtechnische Seite

Nachdem ein Zusammenhang zwischen A_μ und k_s hergestellt wurde, steht es noch aus, die real gemessene Rauigkeit in eine äquivalente Sandrauigkeit zu überführen. Die meisten in der Literatur zu findenden Umrechnungsformeln wie z.B. nach Dirling [4] gehen von Modellrauhigkeiten aus. Eine Korrelation zwischen real gemessenen Oberflächenrauhigkeiten und der äquivalenten Sandrauigkeit findet sich im Prinzip nicht. Dies ist auch nicht verwunderlich, denn der Unterschied zwischen beiden Größen hängt von vielen, schwer quantifizierbaren Größen ab. In den meisten Fällen wird die Sandrauigkeit daher experimentell über Druckverlustmessungen in Rohrströmungen und Vergleich mit der Theorie bestimmt. Da dies im vorliegenden Fall nicht zur Verfügung steht, wird ausgehend von den Korrelationen für Modellrauhigkeiten und unter Zuhilfenahme interner Daten für gemessene Rauigkeiten und zugehörige Druckverluste in Kühlkanälen angenommen, dass die äquivalente Sandrauigkeit bis auf einen Faktor α mit der Zehnpunktsrauigkeit R_z übereinstimmt ($k_s = \alpha R_z$). Liegt diese nicht direkt vor, sondern nur die Mittenrauigkeit R_a , wird R_z überschlägig aus $R_z = 6R_a$ bestimmt. Dieser Zusammenhang konnte anhand zahlreicher Rauigkeitsmessergebnisse beider Rauigkeitskennzahlen gewonnen werden. Damit ist die Zuordnung $R_a \Leftrightarrow A_\mu$ zunächst abgeschlossen.

3.3. Unterschiedlicher Einfluss der Rauigkeit auf Impuls- bzw. Wärmeübertragung

Wie unter anderem von Nunner [8] und Dipprey und Sabsky [7] gezeigt wurde, ist der Einfluss der Rauigkeit auf die Wärmeübertragung nicht so stark wie der auf die Impulsübertragung. Dies bedeutet, dass mit Modellen vergleichbar zu dem in Rocflam-II verwendeten, welche die turbulente Wärmeleitfähigkeit über einen Gradientenflussansatz, also über die turbulente Viskosität und eine turbulente Prandtl-Zahl bestimmen,

$$(4) \quad \lambda_t = \frac{\mu_{t,p}}{\Pr_t}$$

bei konstanter turbulenter Prandtl-Zahl der Einfluss auf die Wärmeübertragung überschätzt wird (BILD 4). Zur Kompensation dieses Verhaltens wird die vorgegebene Rauigkeit für die Wärmeübertragung künstlich reduziert. Damit ist eine Abschwächung des Rauigkeitseinflusses

gewährleistet. Einen vergleichbaren Effekt hätte die Erhöhung der turbulenten Prandtl-Zahl zur Wand hin. Zur Bestimmung der notwendigen Stärke der Reduktion werden wiederum zahlreiche Rohrströmungen mit unterschiedlich starker Wärmezufuhr bei variierender Rauigkeit betrachtet.

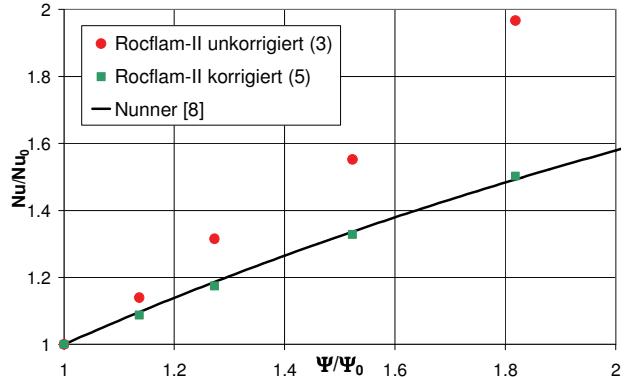


BILD 4. Einfluss der Rauigkeit auf Wärme- bzw. Impulsübertragung nach [8] im Vergleich zu Rohrströmungssimulationen mit und ohne Rauigkeitskorrektur

BILD 4 zeigt zum einen die experimentellen Ergebnisse von Nunner [8], welche anhand von Messungen an Rohrströmungen erzeugt wurden. Auf der Ordinate ist das Verhältnis der Nusseltzahl des rauen Rohres zu der des glatten Rohr aufgetragen. Analog dazu ist auf der Abszisse der Quotient aus Widerstand im rauen zu Widerstand im glatten Rohr gezeigt. Das Abflachen der von Nunner erhaltenen Kurve wird mit der Korrektur gut wiedergegeben. Zum Vergleich sind noch die Ergebnisse ohne Korrektur mit eingetragen. Man erkennt deutlich die Überschätzung dieser Klasse von Rauigkeitsmodellen ohne Korrektur. Arbeitet man diese Rauigkeitskorrektur direkt in den Zusammenhang $k_s \Leftrightarrow A_\mu$ ein, so ergibt sich abweichend von BILD 3 ein neuer Verlauf (BILD 5) mit der analytischen Beziehung:

$$(5) \quad A_\mu = -B \ln \left[\frac{k_s}{16 \cdot (2 - e^{-Ck_s})} \right]$$

mit $k_s = \alpha R_z \approx 6\alpha R_a$,
 $\alpha, B, C = \text{konst.}$ abgeleitet aus Tests

Gleichung (5) ist nicht mehr explizit nach der äquivalenten Sandrauigkeit k_s auflösbar. Tendenziell ist es jedoch so, dass für große Rauigkeiten der effektive Wert von k_s im Hinblick auf Wärmeübertragung nahezu halbiert wird. Dies bedeutet, dass im Fall der Wärmeübertragung eine doppelt so große Rauigkeit wie im Fall ohne Korrektur bzw. im Fall der Impulsübertragung abgebildet werden kann, folglich also maximal $k_s \approx 32 \mu\text{m}$.

Da im Fokus unserer Anwendung der Einfluss auf den Wärmeübergang steht, wird im Folgenden Gleichung (5) verwendet. Der Einfluss der Rauigkeit auf den Druckverlust in einer Raketenbrennkammer ist ohnehin sehr gering. Bei einer Verdoppelung der äquivalenten Rauigkeit k_s steigt der Druckverlust in einer typischen Brennkammer um nur ca. 1.5 Prozent.

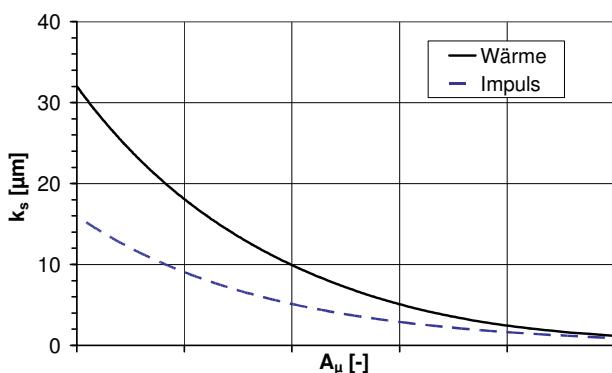


BILD 5. Für Wärmeübertragung korrigierte Korrelation zwischen A_μ und k_s

4. RÄUMLICHE UND ZEITLICHE RAUHIGKEITSENTWICKLUNG

Wie schon in der Einleitung erwähnt, entwickelt sich die Rauigkeit über die Länge der Brennkammerwand stark unterschiedlich. Wesentlicher Einflussparameter ist hier das Niveau der Wandtemperatur, wie anhand von BILD 6 zu erkennen ist.

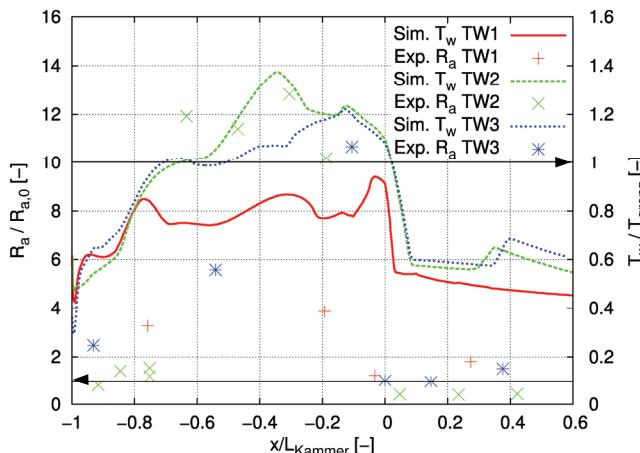


BILD 6. Einfluss der Wandtemperatur auf die Rauigkeitsentwicklung

In dieser Abbildung ist der berechnete Wandtemperaturverlauf zusammen mit dem gemessenen örtlichen Rauheitsverlauf für drei unterschiedliche Triebwerke mit gleichem Brennkammer-Material aufgetragen. Gemessene Wandtemperaturverläufe sind aufgrund der enormen messtechnischen Schwierigkeiten nicht vorhanden. So-wohl die Wandrauigkeit und Wandtemperatur auf der Ordinate als auch die Längskoordinate der Kammer auf der Abszisse werden zwecks besserer Vergleichbarkeit dimensionslos dargestellt. Dafür wird die gemittelte Anfangsrauigkeit $R_{a,0}$ der Triebwerke sowie eine Art Grenztemperatur verwendet, ab der die Rauigkeitsbildung stark begünstigt wird. In der Abbildung sind beide Referenzzustände mit einer horizontalen Linie gekennzeichnet. Die Längskoordinate wird mit der Brennkammerlänge gemessen bis zum Hals entdimensioniert. Der Brennkammerhals befindet sich somit bei $x/L_{Kammer}=0$, die Kopfplatte bei $x/L_{Kammer}=-1$. Man erkennt, dass in Bereichen unterhalb der Grenztemperatur die Rauigkeitszunahme

je nach Temperaturniveau gering bis moderat bleibt. Generell lassen sich 5 charakteristische Bereiche identifizieren, die aber je nach Triebwerk nicht immer alle klar sichtbar sein müssen. BILD 7 zeigt skizzenhaft, wo sich diese 5 Bereiche innerhalb der Schubkammer befinden:

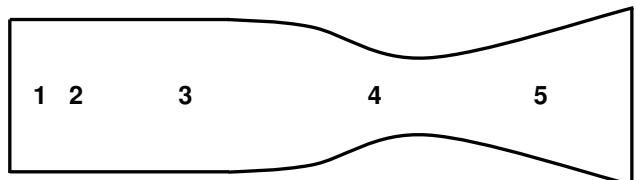


BILD 7. Position der verschiedenen Rauigkeitsbereiche innerhalb der Schubkammer

Im divergenten Teil der Brennkammer, also der Position 5 stromab des Halses, bleibt die Rauigkeit nahezu bei der anfänglichen Fertigungsrauigkeit bestehen. Dies ist auch noch nach einer langen Betriebszeit der Fall. Vereinzelt kann es hier zwar zu lokal begrenzten, rauhen Stellen kommen aber im Mittel über alle Triebwerke gesehen bleibt dieser Bereich relativ glatt. Weiter Richtung stromauf bis direkt im Hals ist ebenfalls bei keinem Triebwerk eine nennenswerte Rauigkeitsentwicklung zu erkennen. Dies ist zunächst verwunderlich, da der Hals allgemein als die thermisch am höchsten belastete Stelle bekannt ist. Wie in BILD 6 jedoch zu erkennen ist, tritt zum einen die höchste Temperatur kurz vor dem Hals auf und fällt durch die Entspannung nach dem Hals rapide ab. Zum anderen wird durch die starke Beschleunigung und die damit verbundene sehr hohe Geschwindigkeit der Strömung Wandmaterial abgetragen, was eine starke Rauigkeitsentwicklung verhindert.

Der Bereich mit der eindeutig stärksten Rauigkeitszunahme (Position 4) beginnt stromauf des Halses in der Nähe des Beginns des konvergenten Brennkammerteils und endet kurz vor dem Hals. Zwar streuen die Rauigkeitsmessungen hier auch sehr stark, das generell hohe Niveau ist jedoch in BILD 8 klar zu erkennen. Die beiden Positionen 2 und 3, welche sich stromauf der Position 4 im zylindrischen Teil der Brennkammer befinden, zeigen nur eine geringe Rauigkeitszunahme. Je nach Geometrie der Kammer fallen diese beiden Bereiche stark unterschiedlich lang aus. Bei manchen Triebwerken gibt es auch eine leicht erhöhte Rauigkeitszunahme nahe der Einspritzebene (Position 1 in BILD 7).

Eine entscheidende Rolle bei der möglichst korrekten Vorhersage der Wärmebelastung spielt nun auch der zeitliche Verlauf der Rauigkeit. Diesbezüglich lässt sich festhalten, dass die Rauigkeit beginnend bei der Fertigungsrauigkeit stetig zunimmt, bis nach einer bestimmten Zeit eine Sättigung erreicht ist. Die Sättigung der Rauigkeit ist darin begründet, dass ab einer bestimmten Rauigkeitshöhe diese nicht weiter zunimmt, sondern wie oben schon beschrieben Wandmaterial abgetragen wird, wodurch die Rauigkeit wieder sinkt, dann wieder bis zu Abtragsgrenze ansteigt und so weiter. Dass Material der Brennkammerwand abgetragen wird, wurde anhand visueller Inspektionen von Schnittproben bestätigt. Zur Beschreibung der zeitlichen Rauigkeitsentwicklung bietet sich somit eine Exponentialfunktion an, die ab einer bestimmten Brenndauer eine Sättigung erreicht. Der Anfangspunkt einer Funktion, die die Zunahme der Rauigkeit mit Zunahme der Betriebszeit beschreibt, liegt trivialer Weise bei Null. Zur Anpassung des weiteren Funktionsverlaufes stehen im vorliegenden Fall drei Informationen aus Messungen in Tests zur Verfügung. Zum ersten muss

der angenommene Verlauf die Steigerung der Gesamt-aufheizung im Kühlkreislauf abbilden. Weiterhin gibt der Verlauf der lokalen Steigerung des Wandwärmestroms, welcher anhand von speziellen Testkampagnen mit kleinskalierten Kammern gewonnen wurde, Auskunft über die zeitliche Rauhigkeitszunahme. Den dritten Baustein bilden die Rauhigkeitsmessungen, wobei die Aussagefähigkeit dieser Daten aufgrund zweier Punkte begrenzt ist. Zum ersten liegen nahezu alle Daten versuchsbedingt bei einer Testdauer von 10 Minuten oder 600s (BILD 8), weisen also wenig zeitliche Variation auf. Zum zweiten zeigen die Messungen starke Streuungen. Diese werden auf der einen Seite dadurch verursacht, dass nicht immer exakt an der gleichen Stelle gemessen werden kann, auf der anderen Seite dadurch, dass die Brennkammern kreisförmig sind und daher einen teilweise starken Krümmungsradius aufweisen, der die Messungen verfälschen oder auch unmöglich machen kann. Trotzdem sind in BILD 8 der Vollständigkeit halber die Daten und die schließlich verwendete Exponentialfunktion für Triebwerk 3 aufgetragen.

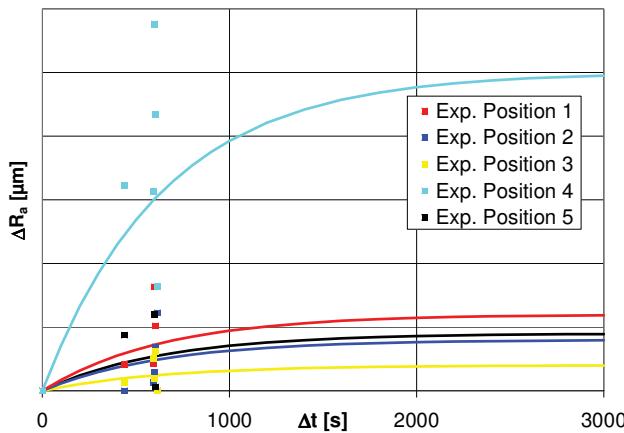


BILD 8. Gewonnene Funktion der zeitlichen Rauhigkeitsentwicklung an 5 Positionen in der Brennkammer zusammen mit gemessenen Rauhigkeitszunahmen für Triebwerk 3

Man sieht auch hier wieder deutlich die starke Zunahme der Rauhigkeit in den Bereichen 1 und 4, welche den bereits oben erwähnten Hauptregionen der Rauhigkeits erhöhung entsprechen.

Zur Weiterverarbeitung der oben gezeigten Ergebnisse wird bei Vorgabe einer Anfangsrauhigkeit und einer Betriebsdauer der Brennkammer ein dem jeweiligen Rauhigkeitsentwicklungsstand entsprechender k_s - bzw. A_μ -Verlauf für die numerische Simulation erzeugt (BILD 9). Damit numerisch gesehen keine Probleme auftreten, sollte der Rauhigkeitsverlauf möglichst glatt verlaufen. Aus diesem Grund wird zwischen den Positionen an denen die zeitliche Entwicklung bekannt ist, ein möglichst glatter Verlauf angenommen (BILD 9). Generell bleibt zu beachten, dass der Verlauf der Exponentialfunktion noch triebwerksspezifisch ist. An der Erstellung einer verallgemeinerten Funktion, die von den bereits oben genannten Haupteinflussgrößen Material, Wandtemperatur, Gaszusammensetzung und Wandschubspannung abhängt, wird aktuell gearbeitet.

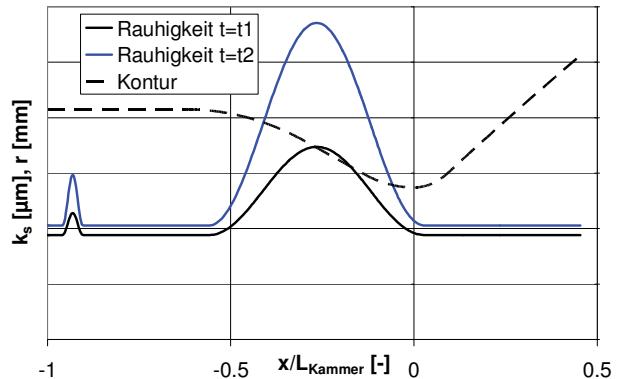


BILD 9. Beispielhafter örtlicher Verlauf der äquivalenten Sandrauhigkeit k_s für zwei unterschiedliche Betriebsdauern (Triebwerk 3)

5. ERGEBNISSE

Die Ergebnisse verschiedener Brennkammersimulationen mit den oben gezeigten Rauhigkeits-Funktionen werden im Folgenden am Beispiel unterschiedlicher Triebwerksbrennkammern dargestellt. Dabei wird jeweils der Ausgangszustand der Kammer (Fertigungsrauhigkeit) mit dem Zustand einer mittleren Rauhigkeit und der Endrauhigkeit verglichen. Dafür wird für jedes Triebwerk jeweils der gleiche Lastpunkt verwendet. Um zunächst einen Eindruck der durchgeführten 2D rotationssymmetrischen Simulationen zu bekommen, wird in BILD 10 ein Konturplot der Temperatur und des Mischungsverhältnisses dargestellt.

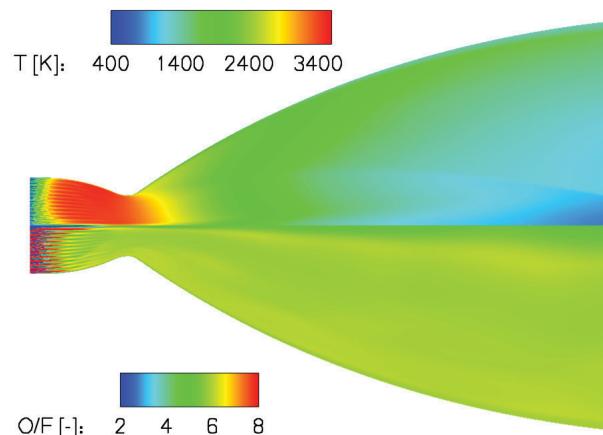


BILD 10. Konturplot der Temperatur (oben) und des Mischungsverhältnisses (unten) eines Triebwerks

Anhand der hohen Temperaturen (rot) erkennt man gut den Bereich der Verbrennung. In diesem Bereich haben der Wandwärmestrom und damit auch die Wandtemperatur ein sehr hohes Niveau, wie schon in BILD 6 zu erkennen war. Auch der starke Abfall der Temperatur im divergenten Teil aufgrund der Entspannung in der Düse ist anhand der Temperaturskala ersichtlich. Das Mischungsverhältnis zwischen Oxidator und Brennstoff in der unteren Hälfte von BILD 10 zeigt, dass die Treibstoffaufbereitung und somit die Vermischung in der Brennkammer bis zum Hals sehr gut ist, was auch einen guten Ausbrenn-

grad zur Folge hat. Einzig in Achsennähe ist ein geringfügig inhomogener Streifen zu erkennen. Der Bereich der Einspritzung ist im vergrößerten Ausschnitt (BILD 11) des Konturplots der Temperatur besser zu sehen.

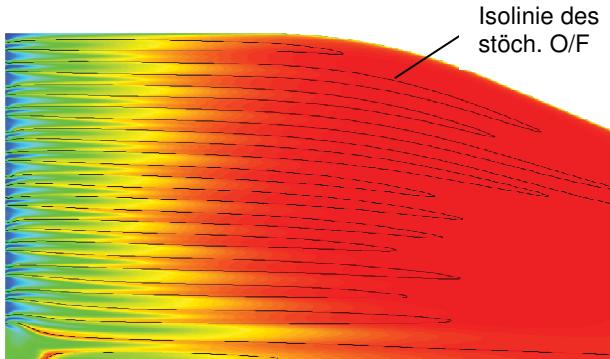


BILD 11. Vergrößerter Ausschnitt des Konturplots der Temperatur zusammen mit Isolinien des stöchiometrischen Mischungsverhältnisses

Man sieht deutlich die einzelnen Einspritzreihen verteilt über den Radius der Kammer. Direkt an der Kopfplatte bleibt die Temperatur moderat. Mit zunehmender Vermischung ändert sich dies schnell. Die beste Durchmischung wird in den Scherschichten zwischen Oxidator und Brennstoff erreicht. Hier befindet sich jeweils die Hauptverbrennungszone, wie anhand der Isolinien des stöchiometrischen Mischungsverhältnisses erkennbar wird.

5.1. Triebwerk 2

Wie schon in BILD 6 zu erkennen ist, zeigt Triebwerk 2 die am stärksten ausgeprägte Rauhigkeitszunahme. Diese ist hauptsächlich auf die hohe Wandtemperatur zurückzuführen, wie ebenfalls schon in BILD 6 erkennbar war. BILD 12 zeigt drei Simulationen zugehörig zu dem anfänglichen, dem mittleren und dem finalen, maximal erreichten Rauhigkeitsverlauf. Der Unterschied vor allem am Ende des zylindrischen Teiles und im konvergenten Bereich der Kammer ist enorm. Die Temperatur steigt dort um ca. 30% an, wodurch die Rauhigkeitsbildung noch verstärkt wird. Ab einem gewissen Punkt beginnt der Materialabtrag und die Rauhigkeitsentwicklung gerät in eine Sättigung.

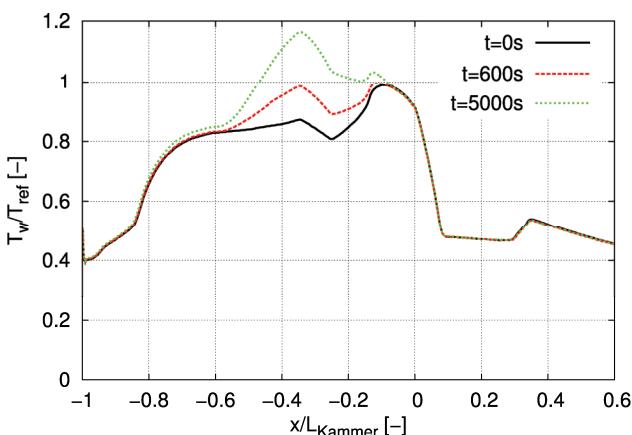


BILD 12. Heißgaswandtemperatur von Triebwerk 2 bei unterschiedlichen Betriebsdauern

Der zunehmende Materialabtrag führt zusammen mit anderen Schädigungsmechanismen (z.B. "dog-house"-Effekt) nach einer gewissen Zeit und einer gewissen Anzahl von Heißläufen zu Rissen in der Heißgaswand. Das dann austretende Kühlmittel, im vorliegenden Fall kryogener Wasserstoff, fließt dann aus dem Kühlkanal in die Kammer und bildet lokal eine Art Filmkühlung aus, wodurch die Brennkammerwand wiederum gekühlt wird und die Temperatur sinkt. Dieser Selbstheilungseffekt verhindert ein Versagen der Kammer. Im Flug befindet sich eine Brennkammer maximal im 4. Betriebszyklus, in welchem noch kein Riss auftritt.

Im Gegensatz zum konvergenten Teil ist im Hals kaum ein Temperaturanstieg zu erkennen, was darauf zurückzuführen ist, dass die Rauhigkeitsbildung hier aus den schon diskutierten Gründen gering bleibt. Damit stellt sich der Hals, zumindest nach einer gewissen Betriebsdauer, nicht mehr als die thermisch am höchsten belastete Stelle der Heißgaswand dar.

k_s	$\Delta Q_{\text{integral}} [\%]$
$f(x,0s)$	0
$f(x,600s)$	6
$f(x,5000s)$	15

TAB 1. Vergleich der berechneten Gesamtaufheizungen für Triebwerk 2

Tabelle 1 zeigt die prozentuale Änderung der integralen Brennkammer-Wärmelast mit steigender Versuchsdauer. Man erkennt, dass in der Rechnung integral gesehen bis zu 15% mehr Wärme in den Kühlkreislauf abgegeben wird. Im Versuch wird sogar eine Steigerung von bis zu 20% gemessen. Mögliche Ursache für die Unterschätzung der Steigerung in diesem Fall ist der angenommene Rauhigkeitsverlauf wie er beispielhaft in BILD 9 zu erkennen ist. Die zunächst für Triebwerk 1 und 3 erstellte Funktion reicht für Triebwerk 2 nicht weit genug stromauf, so dass der rauhe Bereich etwas zu klein ausfällt.

5.2. Triebwerk 3

Das Wandtemperaturniveau des dritten Triebwerkes liegt unter dem des Triebwerkes 2.

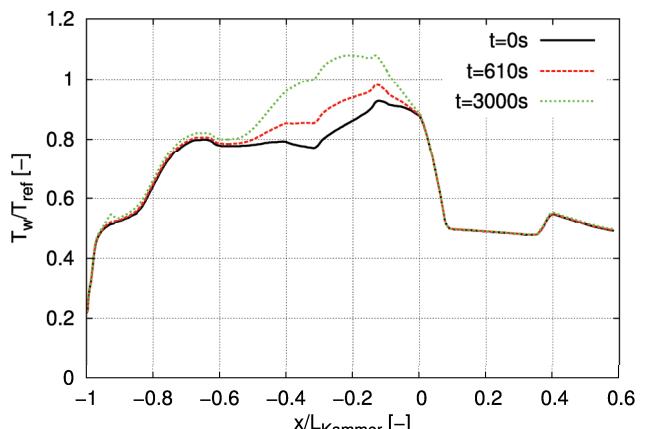


BILD 13. Heißgaswandtemperatur von Triebwerk 3 bei unterschiedlichen Betriebsdauern

Außerdem wird die Sättigung der Rauhigkeitsentwicklung nicht erst nach 5000 s sondern schon nach ca. 3000 s

erreicht. Bis auf den Bereich nahe der Kopfplatte (Position 1) gestaltet sich der generelle Wandtemperaturverlauf jedoch bei beiden Triebwerken sehr ähnlich. Im Bereich nahe der Kopfplatte zeigt sich bei Triebwerk 3 eine zusätzliche Rauhigkeitssteigerung. Wie man jedoch sehen kann, bleibt dieser Beitrag gering und macht sich überhaupt erst bei Erreichen der Endrauhigkeit nach 3000 s bemerkbar.

k_s	$\Delta Q_{\text{integral}} [\%]$
$f(x,0s)$	0
$f(x,610s)$	5
$f(x,3000s)$	12

TAB 2. Vergleich der berechneten Gesamtaufheizungen für Triebwerk 3

Entsprechend des niedrigeren Wandtemperaturniveaus bleibt auch die Rauhigkeitssteigerung und damit die Steigerung der integralen Wärmelast unterhalb der des zweiten Triebwerkes. Bei 610 s wird eine Steigerung von 5% berechnet, was genau der im Versuch gemessenen Steigerung entspricht. Maximal wird eine Steigerung von 12% vorhergesagt. Gemessen werden maximale Steigerungen zwischen 10% und 12%.

5.3. Triebwerk 1

Triebwerk 1 wird gegenüber den Triebwerken 2 und 3 stärker gekühlt, so dass das Wandtemperaturniveau generell deutlich niedriger liegt. Eine deutliche Rauhigkeitszunahme ist hier nur nach hohen Lastpunkten zu verzeichnen. Fährt man nach einem hohen wieder niedrigere Lastpunkte, so nimmt die Rauhigkeit wiederum kaum bis überhaupt nicht zu. Es wurde teilweise sogar eine Rauhigkeitsabnahme beobachtet. Aufgrund dieser, bei einem Großteil der Lastpunkte festgestellten, Unempfindlichkeit der Betriebszeit gegenüber ist in BILD 14 keine zeitliche Wandtemperaturentwicklung sondern der Wandtemperaturverlauf vor und nach einem zwischenzeitlich hohen Betriebspunkt dargestellt.

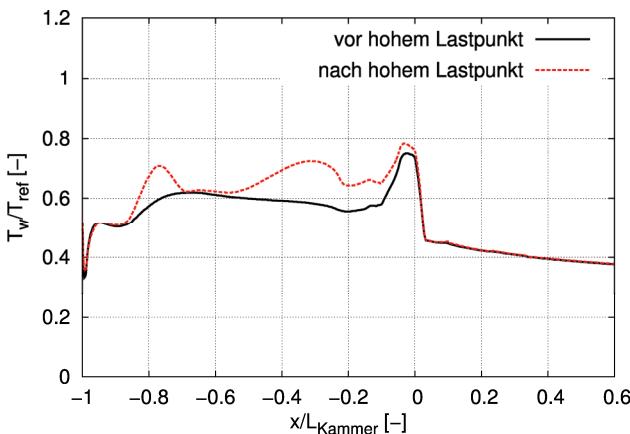


BILD 14. Heißgaswandtemperatur von Triebwerk 1 vor und nach einem zwischenzeitlich hohen Betriebspunkt

Man erkennt anhand der Steigerung der Wandtemperatur, dass sich die Rauhigkeit ähnlich zu den beiden vorherigen Triebwerken ca. ab der Hälfte der Kammerlänge bis zum Hals und am meisten im konvergenten Teil erhöht. Hinzu

kommt noch ein Bereich mit vergrößerter Rauhigkeit stromauf, jedoch nicht so nah an der Kopfplatte wie im Fall von Triebwerk 3. Auch die gemessene Größe der Rauhigkeit liegt hier höher als beim dritten Triebwerk, was sich auch in der deutlich erhöhten Wandtemperatur in diesem Bereich widerspiegelt. Wie schon erwähnt steigt die Rauhigkeit bei einer Beibehaltung des gezeigten Lastpunktes nicht mehr weiter an.

Die berechnete Erhöhung der integralen Wärmelast aufgrund der Rauhigkeitssteigerung beträgt ca. 7% (Tabelle 3). Im Versuch ergibt sich bei einem etwas niedrigeren Lastpunkt als dem in BILD 14 gezeigten ein Unterschied von knapp 6% zwischen den Läufen vor und nach dem zur Rauhigkeitssteigerung führenden hohen Lastpunkt.

k_s	$\Delta Q_{\text{integral}} [\%]$
vor hohem Lastpunkt	0
nach hohem Lastpunkt	7

TAB 3. Vergleich der berechneten Gesamtaufheizungen für Triebwerk 1

6. FAZIT

Im Rahmen der dargestellten Arbeit wurden vorhandene experimentelle Daten dazu verwendet, ein sowohl orts- als auch zeitabhängiges Rauhigkeitsmodell für numerische Simulationen von Raketenbrennkammern zu erstellen. Die Anwendung des Modells auf drei unterschiedliche Triebwerke zeigt, dass der Unterschied im integralen Wärmeeintrag in die Brennkammerwand aufgrund von Wandrauhigkeitszunahme einige Prozent betragen kann und darum unbedingt bei Nachrechnung von Test, Vor- auslegung, Spezifizierung von Wärmelasten oder einer Lebensdaueranalyse berücksichtigt werden muss. Noch dramatischer gestaltet sich die Situation, wenn man die erhaltene lokale Wandtemperaturentwicklung betrachtet. Es zeigte sich, dass der Großteil der Steigerung in der integralen Wärmelast nur etwa auf der Hälfte der Länge zwischen Kopfplatte und Hals, vornehmlich im konvergenten Brennkammerteil, erzeugt wird. Dadurch fällt die lokale Überhöhung der Wandtemperatur umso stärker aus. Aus diesem Grund kann je nach Lastpunkt und Betriebsdauer die in der Brennkammer auftretende maximale Wandtemperatur schon in einiger Entfernung stromauf und nicht in bzw. kurz vor dem Hals liegen.

Zur Verbesserung der Vorhersagefähigkeit ist es geplant, in einem nächsten Schritt die zur Zeit noch triebwerkspezifischen Verläufe der RauhigkeitSENTWICKLUNG in einem verallgemeinerten Modell zu vereinen, in welches neben der Brenndauer und dem Material vor allem die lokale Wandtemperatur selbst sowie die Stoffzusammensetzung an der Wand eingehen.

DANKSAGUNG

Die gezeigten Ergebnisse wurden im Rahmen des Projektes "Lebensdauer thermomechanisch belasteter Bauteile" erarbeitet. Die Autoren danken der Bayerischen Forschungsstiftung (BFS) für die finanzielle Unterstützung dieses Projektes.

SCHRIFTTUM

- [1] Mäding, C., Wiedmann, D., Quering, K. and Knab, O.: "Improved Heat Transfer Prediction Engineering Capabilities for Rocket thrust Chamber Layout", EUCASS2009-90, 3rd European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Versailles, France, 2009
- [2] Görgen, J., Aichner, T. and Frey, M.: "Spray Combustion and Heat Transfer Modelling in LOX/H₂, LOX/HC and MMH/NTO Combustion Chambers", EUCASS2009-104, 3rd European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Versailles, France, 2009
- [3] Aupoix, B., Spalart, P. R. "Extension of the Spalart-Allmaras turbulence model to account for wall roughness", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 24, Number 4, pp. 454-462, 2003
- [4] Dirlng, R. B. "A Method for computing roughwall heat transfer rates on reentry nosetips", AIAA 8th. Thermophysics Conference, pp. 73-763, 1973
- [5] Patel, V. C., Rodi, W., Scheurer, G., "Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows - A review", AIAA Journal 23, pp. 1308-1319, 1984
- [6] Wolfshtein, M.W. "The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 12, pp. 301-318
- [7] Dipprey, D. F.; Sabersky, R. H. "Heat transfer and friction in smooth and rough tubes at various prandtl numbers", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.6, pp. 329-353, 1963
- [8] Nunner, W. "Wärmeübertragung und Druckabfall in rauen Röhren", VDI-Forschungsheft 455, 1956
- [9] Nikuradse, "Laws for Flows in Rough Pipes", VDI-Forschungsheft 361, Series B, Vol. 4, 1933
- [10] Colebrook, C.F. "Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between smooth and rough pipe laws". Journal of the Institution of Civil Engineers (London), 1939
- [11] Moody, L.F. "Friction Factors for Pipe Flow". Transactions of the ASME 66 (8): 671-684, 1944