

# EINDIMENSIONALE UNTERSUCHUNGEN ZUR GESTUFTEN BRENNSTOFFEINBRINGUNG IN EINER SCRAMJET- BRENNKAMMER

T. Scheuermann, M. Banica, J. Chun, J. von Wolfersdorf  
*Universität Stuttgart, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt  
Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart, Deutschland*

## Zusammenfassung

Um ein effizientes Scramjet- Antriebssystem entwickeln zu können, müssen insbesondere für die Brennkammer verschiedene Forderungen erfüllt werden. Diese sind zum einen eine möglichst verlustfreie Einbringung des Brennstoffs in die Hauptströmung und zum anderen eine gute Vermischung von Brennstoff und Oxidator. Weiterhin muss eine stabile Zündung und eine möglichst vollständige Verbrennung sichergestellt werden. Um effiziente Scramjet-Brennkammern auslegen zu können, ist es deshalb wichtig, die ablaufenden gasdynamischen und thermodynamischen Vorgänge zu verstehen. Dazu wurde am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt an der Universität Stuttgart ein Programm entwickelt, mit dem sich eine reaktive Brennkammerströmung eindimensional berechnen lässt. Dabei werden die drei Erhaltungsgleichungen und die ideale Gasgleichung gelöst und mit einem Reaktionslöser gekoppelt. Dieses Programm wurde anhand verschiedener experimenteller Untersuchungen sowie mehrdimensionaler numerischer Simulationen validiert. Mit diesem Ansatz wird eine Parameterstudie durchgeführt, die sich insbesondere auf die zweistufige Brennstoffeinbringung konzentriert. Das Konzept der zweistufigen Brennstoffeinblasung wird hier vor allem aus zwei Gründen untersucht: Die Wärmefreisetzung kann über größere axiale Erstreckungen verteilt werden, um zu starke Druckanstiege zu glätten. Weiterhin lässt sich über eine zweite Einblasestelle global mehr Brennstoff in die Strömung einbringen. Die Einflüsse verschiedener Brennstoffparameter wie Äquivalenzverhältnis, Mischungswirkungsgrad oder Brennstoffimpuls werden näher diskutiert.

## Nomenklatur

$x$	Brennkammerkoordinate
$\Delta x$	Distanz
$h$	Höhe
$b$	Breite
$t$	Tiefe
$Ma$	Machzahl
$T$	Temperatur
$p$	Druck
$\eta$	Wirkungsgrad
$\alpha$	Öffnungswinkel

## Indizes

$\infty$	Flugfall
0	Totale Größe
1	Brennstoffposition 1
2	Brennstoffposition 2
$b$	Brennkammer
$d$	Divergenter Teil
$e$	Eintrittsbedingung Brennkammer
$eff$	Effektivwert
$m$	Mischung
$s$	Ablösung
$w$	Brennkammerwand

## Einleitung

Für zukünftige hypersonische Raumtransportsysteme stellt der Scramjet- Antrieb eine vielversprechende Alternative zu den herkömmlichen Raketenantrieben dar. Der große Vorteil eines Scramjet- Antriebes ist die gesteigerte Nutzlastkapazität, weil auf das Mitführen von Oxidator verzichtet werden kann. Leider kann mit Hilfe eines derartigen Antriebes keine vollständige Flugtrajektorie abgedeckt werden, weil selbst kleine Änderungen z. B. in Flughöhe oder Anströmmachzahl die Eintrittsbedingungen erheblich verändern können. Veränderliche Eintrittsbedingungen haben insbesondere großen Einfluss auf die Brennkammerströmung, weil es in den Grenzfällen einerseits zur Flammlöschung und andererseits zum thermischen Sperren kommen und damit das Antriebssystem versagen kann. Dieser Umstand erfordert daher eine stabile Regelung des Triebwerks. Die Regelung kann über eine variable Brennstoffeinbringung erfolgen. Das bedeutet, dass die Brennstoffmenge dem jeweiligen Anströmzustand angepasst werden muss, um die oben genannten Effekte zu verhindern. Speziell um thermisches Sperren zu verhindern, muss in der Regel die Brennstoffmenge begrenzt werden. Dadurch kommt es bei dieser Methode zu vermindertem Schub. Um diesen Schubverlust zu umgehen und eine effektivere Regelung zu ermöglichen, wird das

Konzept der Brennstoffstufung vorgeschlagen [1]. Hierbei wird bei gleichem Brennstoffmassenstrom der Druckanstieg infolge der Verbrennung besser in der Brennkammer verteilt, um Druckspitzen, die thermisches Sperren hervorrufen, auszugleichen. In jedem Falle ist die Auslegung eines derartigen Scramjet Antriebes außerordentlich aufwändig. Aus diesem Grund muss während des konzeptionellen Auslegungsprozesses auf einfache Hilfsmittel zurückgegriffen werden, die es ermöglichen, Parameterstudien über einen weiten Auslegungsbereich und mit verschiedensten Brennstoffkonditionen durchzuführen.

Grundsätzlich gilt es einen Kompromiss zu finden zwischen einerseits analytischen Ansätzen, denen z. T. sehr grobe Vereinfachungen zu Grunde liegen, und andererseits komplexen dreidimensionalen numerischen Simulationen, die wegen ihres hohen Aufwands nur eingeschränkt für umfangreiche Parameterrechnungen zu verwenden sind [2–7]. In der vorliegenden Abhandlung wurde daher der vielfach angewendete eindimensionale Ansatz gewählt und um einige Funktionen erweitert [8, 9]. Dieser Ansatz beinhaltet ebenfalls Einschränkungen und Vereinfachungen allgemeine gasdynamische Effekte betreffend. Mehrdimensionale Effekte wie Strömungsablösungen oder Stoßsysteme in der Brennkammer können per Definition nicht widergegeben werden. Vereinfachend wird häufig angenommen, dass sich die Strömung aus einem Gemisch idealer Gase zusammensetzt. Am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt wurde ein Strömungslöser entwickelt, der die eindimensionalen Erhaltungsgleichungen und die ideale Gasgleichung mit einem Standard Runge-Kutta Verfahren löst [10]. Die Wärmefreisetzung in der Brennkammer wird über zwei verschiedene Reaktionslöser berechnet, die es erlauben sowohl die schwache als auch die starke Verbrennungsform zu simulieren. Besonderen Wert wurde auf eine realitätsnahe Brennstoffeinbringung gelegt, die es ermöglicht verschiedene Brennstoffinjektor-konzepte als auch gestufte Brennstoffeinbringung zu simulieren.

In den folgenden Kapiteln werden die numerischen Details und Besonderheiten des vorliegenden eindimensionalen Ansatzes näher erläutert. Weiterhin werden Strömungs- und Reaktionslöser anhand von experimentellen Untersuchungen sowie numerischen Simulationen validiert. Am Beispiel einer generischen Scramjet- Brennkammer, wird eine Parameterstudie für verschiedene Brennstoffinjektionskonfigurationen vorgestellt, die die Leistungsfähigkeit einer gestuften Brennstoffeinbringung zeigt.

## 1 Numerisches Verfahren

Das vorliegende numerische Verfahren simuliert nur unter Angabe von Eintrittsbedingungen und Geometrie die Strömung in einer Scramjet- Brennkammer mit chemischer Reaktion. Es sind, wie in vielen Arbeiten üblich, *keine* experimentellen Untersuchungen im Vorfeld notwendig, um die Rechnungen ggf. anzupassen [11–13]. Im Wesentlichen lässt sich das Verfahren in zwei Funktionsbausteine einteilen. Einerseits die Strömungsberechnung

und andererseits die Reaktionsberechnung. Beide Mechanismen interagieren unter Austausch von im Wesentlichen zwei thermodynamischen Größen wie im Folgenden gezeigt wird.

### 1.1 Strömungslöser

Dem Strömungslöser liegen wie erwähnt einige maßgebende Annahmen zugrunde: Zunächst wird die Stromröhrentheorie angewendet. Hierbei stellt die axiale Brennkammerkoordinate die einzige Dimension im Rechengebiet dar. Innerhalb der Stromröhre wird von einem parallelen Strömungsfeld ausgegangen, so dass die Zustandsgrößen als gleichwertig über den Brennkammerquerschnitt angesehen werden können. Weiterhin wird von einem stationären Strömungsfeld ausgegangen, in dem transiente Effekte wie Wirbelgebiete oder stromaufwandernde Verdichtungsstöße nicht nachgebildet werden können. Letztere sind vorwiegend während des thermischen Sperrens zu beobachten, so dass dies unter anderem deswegen von dem Strömungslöser nicht korrekt nachgebildet werden kann. Schließlich wird die Strömung als Gemisch thermisch idealer Gase behandelt, bei dem die spezifische Wärmekapazität sowie der Isentropenkoeffizient lediglich Funktionen der Temperatur sind.

Der Strömungslöser berechnet statische Temperatur und Machzahl der Strömung. Alle anderen thermodynamischen Größen wie Druck, Dichte oder Geschwindigkeit werden daraus abgeleitet. In dieser Berechnung werden unter anderem Flächenänderungen, die sich durch eine variable Brennkammergeometrie ergeben können, Massenänderungen infolge Brennstoffeinbringung und Wärmefreisetzung durch die chemische Reaktion mit berücksichtigt. Dazu werden drei Erhaltungsgleichungen und die ideale Gasgleichung gelöst. Mathematische Umformungen führen auf ein System zweier gekoppelter Differentialgleichungen (siehe Gleichungen 1 und 2). Sie beinhalten sogenannte Einflusskoeffizienten die Flächenänderung, Reibungseffekte und Masseänderung sowie alle damit verbundenen Effekte wie Impulsänderung, Wärmefreisetzung und Änderung der molaren Masse der Strömung beschreiben [14, 15].

$$(1) \quad \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{1}{1 - Ma^2} \left( - (1 + \kappa Ma^2) (\kappa - 1) Ma^2 \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} + \kappa (\kappa - 1) Ma^2 \frac{d\dot{m}}{dx} + (\kappa - 1) Ma^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + (\kappa - 1) Ma^2 \frac{1}{M} \frac{dM}{dx} + (1 - \kappa Ma^2) Ma^2 \frac{1}{c_p T} \frac{d\dot{q}}{dx} - \frac{1}{2} \kappa (\kappa - 1) Ma^4 \frac{4f}{D_h} \right)$$

$$(2) \quad \frac{1}{Ma} \frac{dMa}{dx} = \frac{1}{1 - Ma^2} \left( (1 + \kappa Ma^2) \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} - \kappa \frac{d\dot{q}}{dx} - \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} - \frac{1}{M} \frac{dM}{dx} + \frac{1}{c_p T} \frac{d\dot{q}}{dx} + \frac{1}{2} \kappa Ma^2 \frac{4f}{D_h} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{M} \frac{dM}{dx} \right)$$

Geringe Änderungen der Brennkammerquerschnittsfläche können abhängig von der Brennkammermachzahl die Strömung sehr verändern. Einerseits geht eine zu starke Expansion (Flächenerweiterung) in einer Überschallströmung mit stark sinkenden statischen Temperaturen einher, die unter Umständen unter die Zündgrenze für das gewählte Brennstoff-/Luftgemisch fallen können. Andererseits kann eine zu kleine Brennkammerdivergenz die Wärmefreisetzung durch die Verbrennung nicht kompensieren, so dass thermisches Sperren einsetzt.

Die Wandreibung geht über einen Reibungskoeffizient in das Differentialgleichungssystem ein. Dieser ist gültig für turbulente voll ausgebildete Rohrströmungen bei Reynoldszahlen bis  $10^8$  [16]. Die Grenzschichtverdrängungsdicke wird mit Hilfe eines Integralverfahrens für kompressible turbulente Grenzschichten berechnet. Ein äußerer Druckgradient wird bei diesem Verfahren nicht berücksichtigt [17].

Die Änderung des Brennstoffmassenstroms wird einzig über das Äquivalenzverhältnis  $\phi$  vorgegeben. Weitere, die Mischung von Oxidator und Brennstoff betreffende Größen sind statische Brennstofftemperatur und Brennstoffgeschwindigkeit. Letztere stellt die axiale Komponente des Brennstoffs dar, die durch ihren Impuls einen z. T. erheblichen Beitrag zum Gesamtschub des Triebwerks liefert. Der Brennstoffmasseeintrag ändert die Zusammensetzung des Gasgemisches und damit die spezifische Wärmekapazität sowie die molare Masse. Beide Einflüsse werden in dem eindimensionalen Verfahren berücksichtigt.

Die Wärmeströme an der Brennkammer ergeben sich einerseits aus der chemischen Reaktion (Wärmefreisetzung) und andererseits aus den Verlusten wie Wärmeleitung in die Brennkammerwand oder Wärmestrahlung in der Brennkammer selbst. Die chemische Reaktion (Abschnitt 1.2) berechnet in jedem Rechenschritt neben der neuen Gaszusammensetzung auch eine neue statische Temperatur. Die Differenz zur statischen Strömungstemperatur ergibt in Verbindung mit der spezifischen Wärmekapazität den Wärmestrom der als Einflusskoeffizient in die Differentialgleichungen eingeht. Über den selben Einflusskoeffizient werden auch die beiden Verlustmechanismen berücksichtigt. Die Wärmeleitung in der Brennkammerwand wird vereinfacht, für voll ausgebildete turbulente Strömungen, mit Hilfe der Dittus Boelter Beziehung beschrieben. Das Brennkammerinnere wird als Schwarzer Strahler angesehen. Für beide Mechanismen muss die Brennkammerwandtemperatur vorgegeben werden. Dabei lassen sich Kurzzeitversuche mit annähernd

adiabaten Wänden (z. B. „Blow Down“-Windkanäle) mit sehr hoher Brennkammerwandtemperatur und Langzeitversuche mit diabaten Wänden (in kontinuierlichen Anlagen) mit niedrigeren Brennkammerwandtemperaturen simulieren.

Als Lösungsalgorithmus des Systems gekoppelter Differentialgleichungen wurde das Runge-Kutta Verfahren 4. Ordnung gewählt, da es ein explizites Verfahren mit besonders hoher Genauigkeit bei verhältnismäßig großer Schrittweite darstellt.

## 1.2 Reaktionslöser

Der zweite Hauptbestandteil des numerischen Verfahrens ist der Reaktionslöser. Strömungslöser und Reaktionslöser werden in jedem Rechenschritt getrennt voneinander berechnet, so dass keine gleichzeitige Beeinflussung wie in der Realität existiert. Vergleichsrechnungen mit sehr verkleinerter Schrittweite haben jedoch gezeigt, dass selbst bei relativ grober Schrittweite der Einfluss dieser Entkoppelung verschwindend gering ist [10]. Wie bereits in Abschnitt 1.1 erwähnt, werden Strömungslöser und Reaktionslöser über die Gaszusammensetzung und die Reaktionstemperatur, die in den Wärmestromeinflusskoeffizienten eingeht, zusammengeführt. Beide Größen können mit zwei verschiedenen Reaktionslösern berechnet werden. Die Algorithmen unterscheiden die starke und die schwache Verbrennungsform, die beide in Scramjet Brennkammern auftreten können. Die starke Verbrennung geht mit großem Druckerhöhung und hell leuchtender Flamme direkt am Brennstoffinjektor einher, so dass sich eine starke Wärmefreisetzung einstellt. Sie zeigt im Gegensatz zur schwachen Verbrennungsform, deren Flammenposition deutlich stromab des Injektors liegt, fast keinen Zündverzug [18–20]. Dieser Mechanismus lässt sich mit Hilfe der Gleichgewichts-Chemie simulieren. Diese Idealisierung basiert auf der Annahme von unendlich schnellen Reaktionsraten, so dass sich in jedem Rechenschritt chemisches Gleichgewicht einstellt. Im Gegensatz dazu berücksichtigt die Nicht-Gleichgewichts-Chemie komplexe Reaktionsmechanismen und zeitabhängige Faktoren wie z. B. Reaktionsgeschwindigkeiten. Die Reaktion besitzt daher eine gewisse Trägheit, die sich darin widerspiegelt, dass das Gasgemisch zwar bestrebt ist das chemische Gleichgewicht zu erreichen, sich aber zumindest im Verlauf der Verbrennung nicht darin befindet. Das Nicht-Gleichgewichtsverfahren ist daher geeignet die schwache Verbrennungsform zu berechnen.

Im chemischen Gleichgewicht laufen die Vorwärtsreaktionen und die Rückwärtsreaktionen mit der gleichen Geschwindigkeit ab. Das bedeutet, dass sich die Gaszusammensetzung im chemischen Gleichgewicht makroskopisch nicht ändert. Der Zustand selbst hängt von der Gemischzusammensetzung und der statischen Temperatur der Strömung ab. In anderen Worten existiert für jedes Gasgemisch genau eine Gleichgewichtstemperatur. Auf den Verbrennungsprozess in der Scramjet-Brennkammer angewendet bedeutet dies, dass der Brennstoffeintrag die

sich im chemischen Gleichgewicht befindliche Gaszusammensetzung auslenkt. Der Reaktionslöser kann daraufhin ein neues chemisches Gleichgewicht bei einer neuen Temperatur bestimmen. Bei der Annahme einer isobaren Verbrennung besagt der erste Hauptsatz der Thermodynamik, dass die Enthalpie der Strömung konstant bleiben muss. Diese Forderung ermöglicht die iterative Berechnung der neuen Gleichgewichtstemperatur [21]. Die Genauigkeit dieses Verfahrens hängt vor allem von dem Abbruchkriterium ab.

Bei der Anwendung des Nicht- Gleichgewichtsreaktionslösers ist es notwendig, detaillierte Reaktionsmechanismen vorzugeben. Ein weit verbreitetes Reaktionsschema wurde von Jachimowski speziell für die Anwendung bei mäßigen Drücken und hohen Strömungsgeschwindigkeiten, wie sie in einer Scramjet- Brennkammer vorliegen, angegeben [22]. Es enthält 19 Einzelreaktionen mit den dazugehörigen Koeffizienten und Aktivierungsenergien, um die Reaktionsgeschwindigkeiten zu berechnen. Dieses Schema wurde unter anderem von Gerlinger validiert und für numerische Untersuchungen herangezogen [7]. Allgemein gilt, je detaillierter und komplexer das Reaktionsschema, desto genauer aber auch rechenintensiver sind die Ergebnisse. Zur Lösung der Reaktionsgleichungen wird ein steifes System nichtlinearer Differentialgleichungen nach einem Schema von Lomax und Bailey gelöst [23–25].

### 1.3 Brennstoffeinbringung

Die Brennstoffeinbringung in die Scramjet- Brennkammer besteht im Wesentlichen aus zwei Mechanismen. Zum einen muss der Brennstoffmassenstrom über einen Injektor in die Brennkammer eingeleitet werden. Zum anderen muss dieser Brennstoff ausreichend vermischt werden, um der chemischen Reaktion zur Verfügung zu stehen. In den meisten Untersuchungen, die sich mit eindimensionalen Ansätzen zur Simulation von Scramjet-Brennkammern beschäftigen, werden beide Mechanismen gekoppelt [26]. Die Koppelung erfolgt in der Art, dass entlang einer sogenannten Mischungsfunktion der Brennstoffmassenstrom eingebracht wird. Dies ist jedoch physikalisch nicht korrekt, da in Realität der Massenstrom an einer diskreten Stelle eingebracht wird und sich Impuls und alle gemittelten Stoffeigenschaften des Gemisches sprunghaft ändern.

In dieser Studie werden die Brennstoffeinbringung und die Vermischung entkoppelt, um eine bessere Übereinstimmung mit der Realität zu erzielen. Der Brennstoff wird am Injektor (Position  $x_i$ ) in vollem Umfang diskret in die Hauptströmung eingegeben. In diesem Stadium wird der Brennstoff noch als inert behandelt. Trotzdem wird er für die Berechnung der Impulsänderung und die Änderung der Stoffeigenschaften des Gasgemisches herangezogen. Danach wird der „inerte“ Brennstoff entlang vordefinierter Mischungsfunktionen der chemischen Reaktion zur Verfügung gestellt. Die Umwandlung des „inerten“ Brennstoffs findet nur bis zu einem maximalen Vermischungs-

wirkungsgrad statt. Das bedeutet, ein Teil des Brennstoffs kann z. B. durch ungenügende Mischung, die Brennkammer unverbrannt verlassen (siehe Abbildung 1). Zur Beschreibung des Mischungsmechanismus sind drei Parameter notwendig: Erstens muss die Mischungsfunktion  $f_i(x)$ , entlang derer der „inerte“ Brennstoff zur Verfügung gestellt wird, vorgegeben werden. Diese Mischungsfunktion hat einen Maximalwert, der durch den Vermischungswirkungsgrad  $\eta_{m,i}$  beschrieben wird. Zuletzt ist die Kenntnis über die axiale Vermischungslänge ( $\Delta x_i$ ) bis zum maximalen Vermischungswirkungsgrad notwendig.

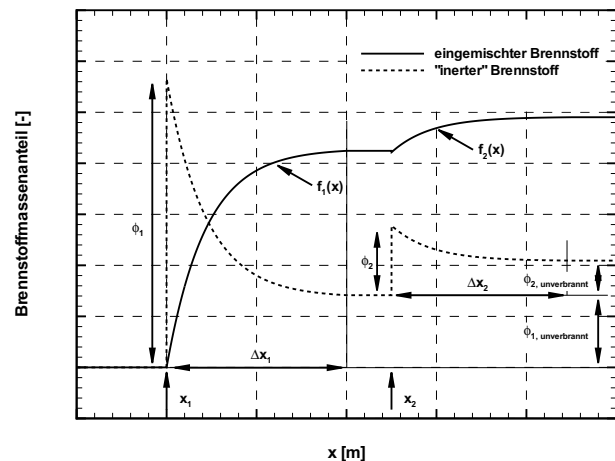


Abbildung 1: Brennstoffeinbringung und Mischung

## 2 Validierung des 1D Ansatzes

### 2.1 Vergleich mit experimentellen Daten

Da diesem eindimensionalen Ansatz einige Annahmen und Vereinfachungen zu Grunde liegen (Abschnitt 1.1, wurden verschiedene Testfälle, für die experimentelle Daten vorlagen, nachgerechnet. Dabei konnte festgestellt werden, dass die eindimensionale Formulierung nicht in allen Fällen zu korrekten Ergebnissen führt (siehe Abschnitt 2.3). Innerhalb ihres Gültigkeitsbereiches wird allerdings trotz des verhältnismäßig groben Ansatzes gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten beobachtet. Im Folgenden werden die nachgerechneten Ergebnisse denen des Kurzzeitexperiments von Sunami et al. [10, 27] gegenübergestellt. Für die Geometrie der Brennkammer und die verwendeten Randbedingungen wird auf deren Veröffentlichung verwiesen. Hier sei lediglich erwähnt, dass Wasserstoff als Brennstoff verwendet und über einen Zentralinjektor eingebracht wurde. Das Mischungsverhalten dieses Injektors wurde von Kodera et al. [28] in dreidimensionalen numerischen Simulationen berechnet. In den Abbildungen 2 und 3 sind zwei Gegenüberstellungen mit verschiedenen Äquivalenzverhältnissen  $\phi$  angegeben. Die sowohl qualitative als auch quantitative Übereinstimmung der Experimente mit den eindimensionalen Berechnungen ist offensichtlich. Ungefähr um  $x \approx 0,3 \text{ m}$  ist jedoch eine deutliche Abweichung der Simulation zu erkennen. An diesem Ort befindet sich der Zentralinjektor. Er hat durch

seine Dicke eine verhältnismäßig große Versperrungswirkung in der Brennkammer, die einen starken Druckanstieg und eine damit einhergehende Grenzschichtablösung zur Folge hat [18]. Diese Ablöseblase um den Injektor kann von dem eindimensionalen Ansatz nicht nachgebildet werden. Weiterhin ist zu erkennen, dass der Druckabfall nach der Verbrennung in der Simulation leicht überbewertet wird. Die Ursache ist vermutlich in der Berechnung des Reibungskoeffizienten zu finden.

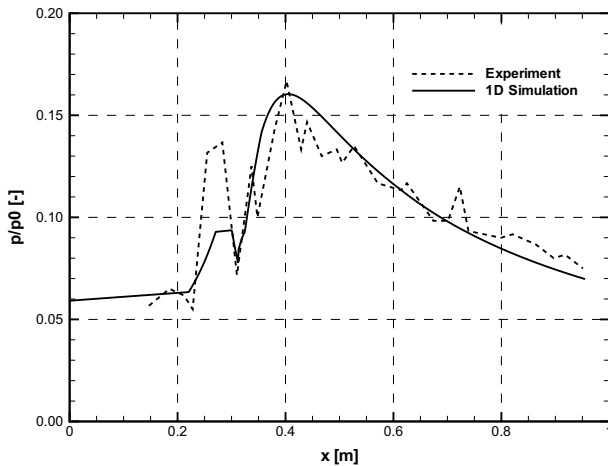


Abbildung 2: Normierter Wanddruckverlauf ( $\phi_1 = 0,5$ ), (Exp. [27])

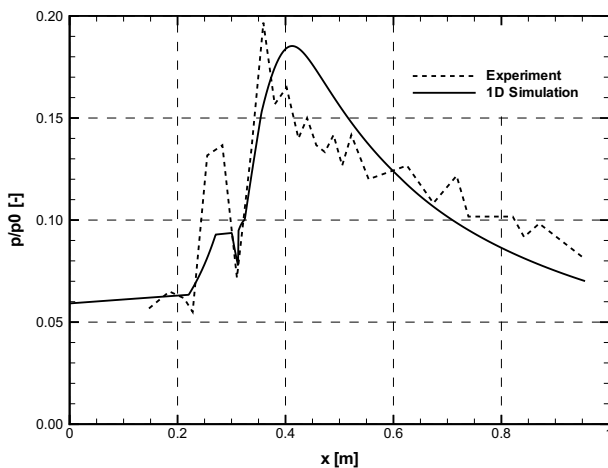


Abbildung 3: Normierter Wanddruckverlauf ( $\phi_1 = 1,0$ ), (Exp. [27])

## 2.2 Vergleich mit 3D numerischer Simulation

Um den Einsatz dieses Programms für die Parameterstudie zur Brennstoffstufung zu rechtfertigen wurden für die verwendete Geometrie und die angewendeten Randbedingungen dreidimensionale Simulationen durchgeführt und mit den Ergebnissen des eindimensionalen Ansatzes verglichen.

### 2.2.1 Geometrie der Brennkammer und Randbedingungen

Für die Geometrie der Brennkammer wurde ein rechteckiger Strömungskanal gewählt, der mit seinen globa-

len Abmessungen durchaus in realen Brennkammerexperimenten untersucht werden könnte. In Erwartung kurzer Zündverzugszeiten und guter Ausbrenngrade wurde die Brennkammergesamtlänge auf  $l_b = 400$  mm festgelegt. Diese Annahme ist für die starke Verbrennungsform mit am Injektor anliegender Flamme und hoher lokaler Wärmefreisetzung angemessen. Die Einlauf- und Isolatorströmung werden nicht simuliert. Die Brennkammerhöhe wurde wegen des verwendeten Zentralinjektionskonzeptes mit  $h_b = 44$  mm recht hoch gewählt. Mit der Brennkammertiefe von  $t_b = 65$  mm ergibt sich ein günstiges Seitenverhältnis von ca. 2:3. Der Brennstoff soll für Vergleichsrechnungen zunächst nur über einen Zentralinjektor ( $x_1 = 83$  mm) eingebracht werden. Um die resultierende Wärmefreisetzung kompensieren zu können, divergiert die Brennkammer in der vertikalen Ebene mit einem Winkel von  $\alpha = 2,5^\circ$  sowohl an der oberen Wand als auch an der Unteren. Um die statischen Temperaturen nicht zu sehr abzusenken und eine sichere Zündung zu gewährleisten, wurde zunächst ein kurzer konstanter Brennkammeranteil vorgesehen, an den sich der divergente Teil anschließt ( $x_d = 43$  mm).

Die Brennkammereintrittsbedingungen liegen einem Auslegungsflugfall von  $Ma_\infty = 8$  in  $h_\infty = 30$  km Flughöhe und verschiedenen mehrdimensionalen Einlaufsimulationen zugrunde. Die Brennkammernumzahl ergibt sich aus einer Verzögerung zu  $Ma_e \approx 2,3$ . Die statischen Größen ( $T_e = 1041$  K,  $p_e = 91,7$  kPa) liegen damit in für die Überschallverbrennung günstigen Bereichen. Die vergleichsweise hohe Reynoldszahl von  $Re = 0,51 \cdot 10^6$  lässt nur mäßigen Grenzschichteinfluss erwarten. Die Stabilität des Algorithmus und die Qualität der berechneten Ergebnisse sind daher als gut einzuschätzen (vgl. Abschnitt 2.3). Die Brennkammerwandtemperatur wurde auf  $T_w = 600$  K gesetzt.

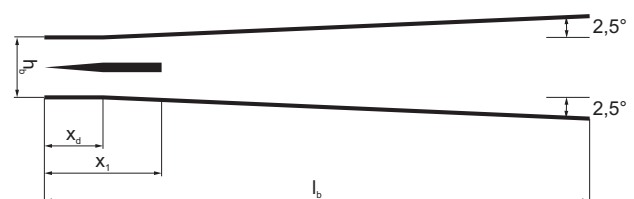


Abbildung 4: Brennkammer

Das Einmischverhalten des Zentralinjektors wurde in verschiedenen numerischen Arbeiten untersucht und mit anderen Konzepten verglichen [6, 29, 30]. Der Injektor mischt Wasserstoff als Brennstoff über eine kurze Mischungslänge von  $\Delta x_m = 300$  mm längs einer exponentiellen Mischfunktion  $f_m(x)$  abhängig vom Äquivalenzverhältnis annähernd vollständig  $\eta_m \approx 100\%$  in die Oxidatorströmung ein (siehe Abbildung 1). Um die Vermischung zu optimieren und einen möglichst großen Brennstoffimpuls ausnutzen zu können, wird mit einer hohen Brennstoffumzahl von  $Ma_1 = 2,6$  eingeblasen. Der Brennstofftotaldruck ergibt sich aus dem Brennstoffmas-

senstrom und liegt in Bereichen um  $p_{0,1} \approx 0,4 \text{ MPa}$ . Die Brennstofftotaltemperatur wird zu  $T_{0,1} = 500 \text{ K}$  gewählt.

### 2.2.2 Ergebnisse des Vergleichs

In Abbildung 5 ist der normierte Wanddruckverlauf (oben) über der Brennkammerlänge für zwei verschiedene Äquivalenzverhältnisse aufgetragen. Der eigentlichen Brennkammer, die bei  $x = 0 \text{ mm}$  beginnt, ist zumindest in den dreidimensionalen Rechnungen ein Isolator vorgeschaltet, der die Brennkammerströmung von der Einlaufströmung trennen soll. In diesen Rechnungen sind die Brennkammereintrittsbedingungen sehr unsymmetrisch über den Strömungsquerschnitt verteilt (siehe Abbildung 6). Die Randbedingungen für die eindimensionale Berechnung wurden im Eintrittsquerschnitt massagemittelt und weichen daher von den normierten Drücken v. a. um den Zentralkörper stark ab ( $0 \text{ mm} < x < 83 \text{ mm}$ ). Der Wanddruckverlauf in den dreidimensionalen Simulationen fluktuiert wegen des Systems an den Wänden reflektierter Stöße sehr. Wenn der eindimensional berechnete Verlauf als Mittelwert des dreidimensionalen aufgefasst wird, ist eine qualitative Übereinstimmung deutlich erkennbar. Sowohl die Druckerhöhung infolge Wärmefreisetzung als auch der Druckabfall infolge der Divergenz des Strömungskanales stimmen recht gut überein.

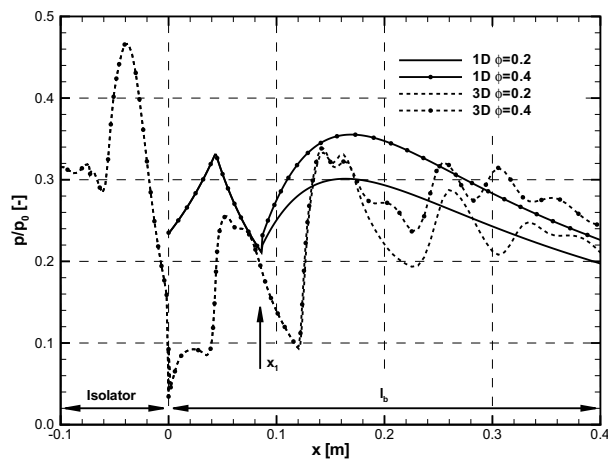


Abbildung 5: Vergleich mit numerischen Simulationen

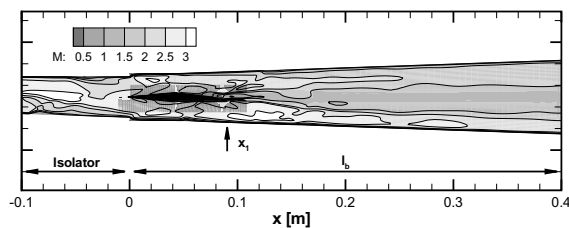


Abbildung 6: Machzahlverteilung aus 3D numerischer Simulation

## 2.3 Gültigkeitsbereich des Verfahrens

Mit Hilfe des eindimensionalen Ansatzes lassen sich mehrdimensionale Effekte wie Stöße oder Expansionen in der Brennkammer nicht nachbilden. Da diese aber im Falle einer idealen homogenen Brennkammeranströmung recht schwach sind, werden hier nur geringe Einflüsse erwartet. Sehr ungünstig für den eindimensionalen Ansatz sind große Ablöse- oder Rezirkulationsgebiete in der Brennkammer, da diese immer mit Unterschallgebieten gleichzusetzen sind. Die über die Brennkammerquerschnittfläche gemittelte Geschwindigkeit bzw. Machzahl ergibt in einem derartigen Fall häufig eine Unterschallströmung, obwohl der Kern durchaus noch mit Überschall strömt. Da an der Schallgrenze in den beschreibenden Gleichungen eine Singularität auftritt, ist es dem Algorithmus nicht möglich über die Schallgrenze hinweg zu rechnen. Ablösegebiete werden durch verschiedene Mechanismen wie z. B. zu große Wärmefreisetzung ausgelöst. Allgemein ist ein zu großer Druckanstieg in der Strömungsgrenzschicht die Ursache. Nach Korkegi nimmt die Fähigkeit der Grenzschicht einen gewissen Druckanstieg zu überwinden mit abnehmender Strömungsmachzahl ebenfalls ab [31].

$$(3) \quad \frac{p_s}{p_e} = 1 + 0,3 Ma_e^2$$

Darüber hinaus ist die Grenzschichtdicke und damit die Reynoldszahl ein weiteres Maß für die Ablösegefahr einer Strömung. Je geringer die Reynoldszahl, desto größer und ablösegefährdeter die Grenzschicht. Die begrenzten technischen Möglichkeiten bei der Durchführung experimenteller Untersuchungen ermöglichen es meist nur, Strömungen mit geringen Mach- und Reynoldszahlen zu untersuchen. Daher sind die meisten Experimente nicht einfach nachrechenbar. Optimale Strömungsbedingungen werden unter realen Flugbedingungen erzielt. Für die folgenden Untersuchungen zur gestuften Brennstoffeinbringung wird daher ein Flugfall mit den Randbedingungen entsprechend Abschnitt 2.2.1 gewählt.

## 3 Ergebnisse

### 3.1 Geometrie der Brennkammer und Randbedingungen für die Parameterstudie

In der folgenden Parameterstudie soll vor allem die Brennstoffstufung mit Wasserstoff als Brennstoff untersucht werden. Daher wird die Geometrie der Brennkammer bis auf ihre Länge in allen Fällen beibehalten. Es wird jedoch eine zusätzliche Wandinjektion stromab der Zentralinjektion eingeführt ( $x_2 = 0,25 \text{ m}$ ). Die Brennkammerlänge ist zu  $l_b = 600 \text{ mm}$  gewählt worden, um ausreichende Ausbrenngrade auch bei der zweiten Brennstoffstufe zu erreichen. Bei dieser zweiten Einblasung werden die gleichen Mischungsparameter ( $\eta_2$ ,  $\Delta x_2$  und  $f_2(x)$ ) wie für die Zentralinjektion angesetzt. Allerdings wird davon ausgegangen, dass der zweite Brennstoffstrahl erstens einen Winkel zur Brennkammerachse von  $45^\circ$  einschließt

und zweitens mit  $Ma_2 = 1$ , ausbläst. Die Schräganstellung des Brennstoffstrahles bei der Wandeinblasung wird über die reduzierte axiale Geschwindigkeitskomponente berücksichtigt, so dass sich eine effektive Geschwindigkeit längs der Brennkammerkoordinate von  $Ma_2 = 0,7$  ergibt.

### 3.2 Einfluss des Brennstoffimpulses auf den Netto-Schub

Im Folgenden wird der Einfluss des Brennstoffimpulses bei Zentralinjektion auf den Netto-Schub bei den in Abschnitt 2.2.1 und beschriebenen Randbedingungen diskutiert. In Abbildung 7 ist der Netto-Schub in Abhängigkeit der Brennstoffmachzahl mit dem Brennstoffmassenstrom  $\phi_1$  als Parameter dargestellt. Alle Verläufe wurden mit dem Netto-Schub für den Fall der senkrechten Einbringung ( $Ma_1 = 0,0$ ) normiert. Trotz steigenden Brennstoffmassenstroms wurde über die Veränderung des Mischungswirkungsgrades ein der Reaktion zur Verfügung stehendes globales Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{1,eff} = 0,2$  beibehalten, so dass eine Steigerung der Wärmefreisetzung vermieden wurde. Deutlich erkennbar ist der große Einfluss des Brennstoffmassenstromes, der bei einer Vervielfachung den Brennkammerschub um 40% erhöhen kann ( $Ma_1 = 2,6$ ). Zum Vergleich liegt die Zunahme des Netto-Schubs nur durch Wärmefreisetzung, in einem ähnlichen Bereich (ca. 50%)! Weniger ausgeprägt ist jedoch der Einfluss der Brennstoffmachzahl auf den Netto-Schub, wobei dieser mit zunehmendem Brennstoffmassenstrom leicht steigt. Der Einfluss beider Parameter auf die statische Wanddruckverteilung, die beispielsweise in Experimenten bestimmt werden kann, ist eher gering.

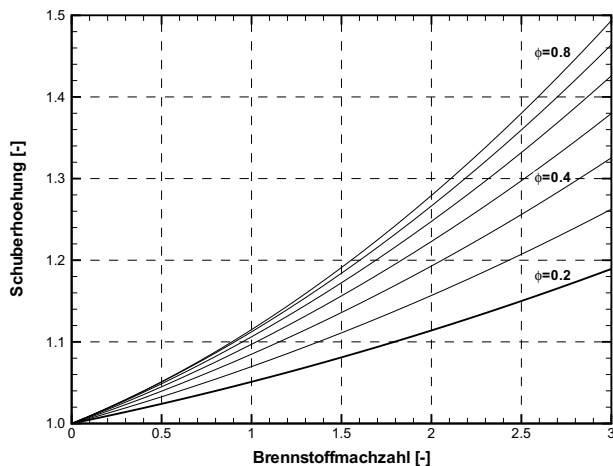


Abbildung 7: Einfluss des Brennstoffimpulses auf den Netto-Schub

### 3.3 Vermeidung von Druckspitzen

Druckanstiege in einer Brennkammer verzögern die Strömung sowohl im Unter- als auch im Überschall. Bei genügend großen Druckanstiegen droht Grenzschichtablösung. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, wird vielfach das Korkegi Kriterium angewendet, um das Grenzdruck-

verhältnis bei dem es zur Grenzschichtablösung kommt zu bestimmen. In Abbildung 8 ist der normierte Wanddruckverlauf über der Brennkammerlänge aufgetragen. Das Grenzdruckverhältnis nimmt für die gewählten Brennkammereintrittsbedingungen den Wert  $p_s/p_e = 0,21$  an. Ein Äquivalenzverhältnis von  $\phi_1 = 0,45$  bringt den statischen Druck in der Brennkammer nahe an die Ablösegrenze. Um bei gleichem globalem Brennstoffmassenstrom die Ablösegefahr zu verringern, wurde eine zweite stromabliegende Brennstoffeinblasung bei  $x_2 = 250$  mm vorgesehen ( $\phi_1 = 0,20$  und  $\phi_2 = 0,25$ ). Durch die Brennstoffstufung wird die Wärmefreisetzung über der Brennkammerlänge verteilt. Gleichzeitig beschleunigt die Strömung durch die Brennkammerdivergenz, so dass der Grenzdruck weder bei der ersten noch der zweiten Einblasposition erreicht wird.

Aus Abbildung 8 ist weiterhin zu erkennen, dass sich mit der Brennstoffstufung insgesamt mehr Energie in die Strömung bringen lässt. Dieser Effekt beruht wieder auf der Verteilung der Wärmefreisetzung über die divergente Brennkammer, durch die es zu einer Druckreduzierung kommt. Das Konzept der Stufung kann den Brennstoffmassenstrom in der betrachteten Brennkammer bei den gewählten Randbedingungen um ca. 44% erhöhen, ohne dass es zu thermischem Sperren kommt. Die größere mögliche Wärmefreisetzung wirkt sich positiv auf den erzielbaren Schub aus (vgl. Abschnitt 3.6)

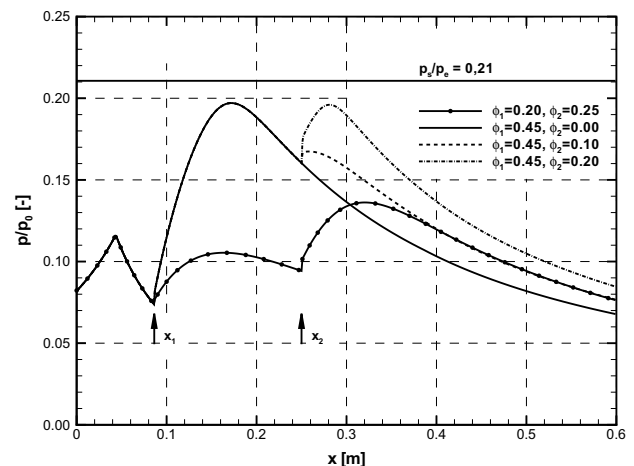


Abbildung 8: Verteilung des normierten Druckverlaufes entlang der Brennkammer

### 3.4 Totaldruckverlust bei gestufter Einblasung

Im Folgenden wird der Totaldruckverlust, der durch die Einführung der zweiten Brennstoffstufung hervorgerufen wird, betrachtet. Zu erwarten wäre, dass bei längerer Brennkammer die Totaldruckverluste durch Wandreibung steigen. In Abbildung 9 ist der mit den Eintrittsbedingungen normierte Totaldruck über der Brennkammerlänge aufgetragen. Für verschiedene Brennstoffkombinationen erkennt man nur geringen Totaldruckabfall am Brennkammerende. Die Reibungsverluste spielen also eine eher untergeordnete Rolle. Der thermische Totaldruckverlust, der

durch Wärmefreisetzung infolge Verbrennung entsteht, ist hier dominant.

$$(4) \quad \frac{dp_0}{p_0} = -\frac{\kappa}{2} Ma^2 \frac{dT_0}{T_0} + \dots$$

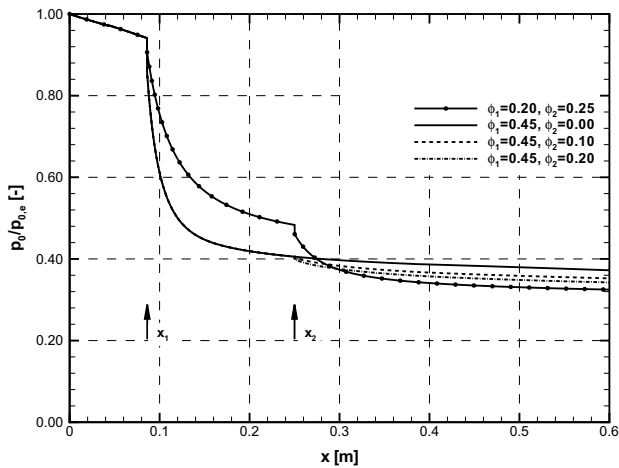


Abbildung 9: Verteilung des Totaldruckverlaufes entlang der Brennkammer

In Abbildung 10 ist der Totaldruck am Brennkammerende normiert mit dem Fall ohne Brennstoffeintrag in Abhängigkeit der beiden Äquivalenzverhältnisse aufgetragen. Es zeigt sich, dass für gleiches globales Äquivalenzverhältnis der Totaldruckverlust für jede Kombination der Brennstoffstufung gegenüber der einzelnen Einblasung zunimmt. Dies liegt insbesondere daran, dass der thermische Totaldruckverlust quadratisch von der Machzahl abhängt (Gleichung 4). Bei gestufter Brennstoffeinblasung wird Wärme bei höheren Machzahlen freigesetzt, so dass die Totaldruckverluste steigen.

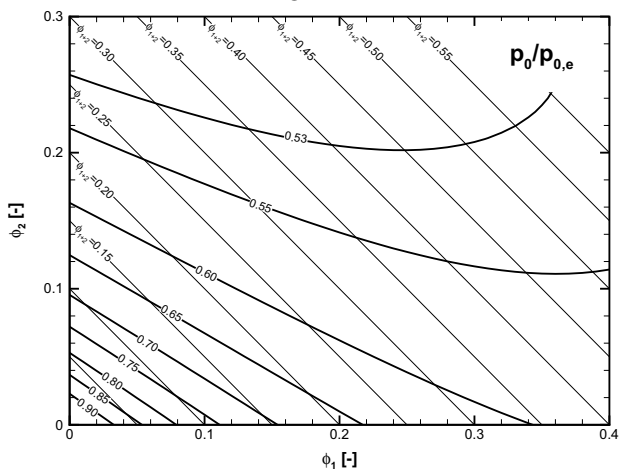


Abbildung 10: Totaldruckverlust in Abhängigkeit von  $\phi_1$  und  $\phi_2$

### 3.5 Steigerung der globalen Wärmefreisetzung

Ein großer Vorteil der gestuften Brennstoffeinbringung ist es, global mehr Energie in der Brennkammer umsetzen zu können. In Abbildung 11 ist das globale Äquivalenzverhältnis über den Einblaseparametern Vermischungslänge

$\Delta x_2$  und Einspritzposition  $x_2$  angegeben. Der Brennstoffeintrag über den Zentralinjektor wurde so konservativ gewählt, dass thermisches Sperren an dieser Position vermieden wird ( $\phi_1 = 0,2$ ). Die Konturlinien stellen die Veränderung des globalen Äquivalenzverhältnisses zum maximalen Äquivalenzverhältnis bei einstufiger Einblasung ( $\phi_{1,max} \approx 0,49$ ) dar. Die globale Wärmefreisetzung kann gegenüber einstufiger Auslegung bei großen Mischungslängen und stromabliegenden Einspritzpositionen deutlich zunehmen. Zu beobachten ist aber auch, dass kleine Mischungslängen und nahe an der ersten Stufe platzierte Wandeinblasungen eine verminderte Wärmefreisetzung zur Folge haben. In diesen Fällen ist die Wärmefreisetzung auf sehr kleine axiale Erstreckungen beschränkt. Dies hat zur Folge, dass die statischen Drücke sehr schnell ansteigen und somit früh thermisches Sperren erreicht wird.

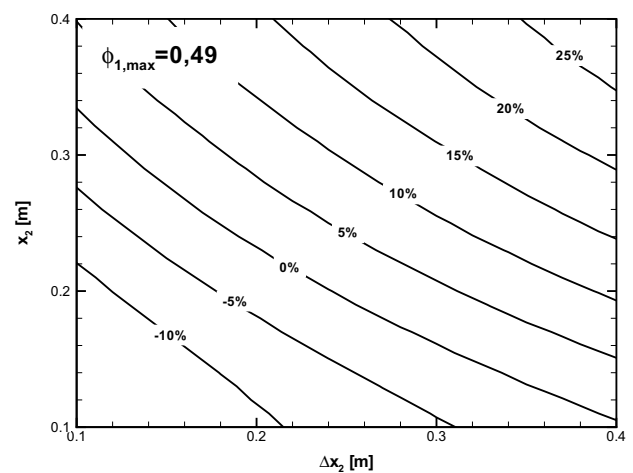


Abbildung 11: Erhöhung des globalen Äquivalenzverhältnisses durch gestufte Einblasung

### 3.6 Netto-Schuberrhöhung

Der Netto-Schub ergibt sich aus der Impulsbilanz, die an einem Kontrollvolumen das nur die Brennkammer einschließt, angewendet wurde. Die Differenz aus Austrittsimpuls und Eintrittsimpuls stellt die Kraft auf die inneren Brennkammerwände dar und wird hier als Bewertungskriterium für die Brennkammer herangezogen (Gleichung 5).

$$(5) \quad F = \dot{m}_x v_x - \dot{m}_e v_e + p_x A_x - p_e A_e$$

In Abbildung 12 ist die dimensionslose Schubsteigerung über den Äquivalenzverhältnissen der ersten und zweiten Stufe aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Schubsteigerung bei Brennstoffstufung immer kleiner ausfällt als bei einzelner Brennstoffeinblasung. Somit kann die zusätzliche Wärmefreisetzung durch Brennstoffstufung nicht in zusätzlichen Schub umgewandelt werden. Diese Tatsache ist auf den erhöhten Totaldruckverlust bei Wärmefreisetzung bei hohen Machzahlen zurückzuführen (vgl. Abschnitt 3.5).

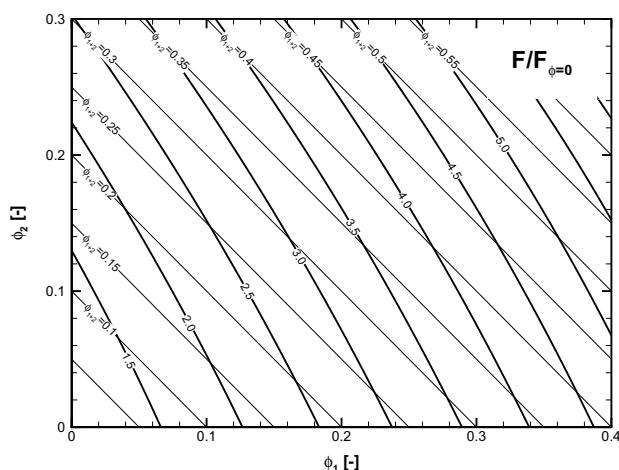


Abbildung 12: Netto-Schuberrhöhung durch gestufte Einblasung

#### 4 Zusammenfassung

Untersucht wurde die gestufte Brennstoffeinblasung in einer Scramjet- Brennkammer mit Hilfe eines eindimensionalen Ansatzes. Dieser Ansatz wurde sowohl mit Hilfe von experimentellen als auch 3D numerischen Untersuchungen validiert. Unter Beachtung des Gültigkeitsbereiches des Verfahrens lassen sich damit aussagekräftige Parameterstudien zur Vorauslegung von Scramjet- Brennkammern ableiten.

Die Brennstoffstufung wurde unter Variation verschiedener Parameter näher betrachtet. Dabei stellte sich heraus, dass ein großer Vorteil der Brennstoffstufung darin besteht, den Druckverlauf innerhalb der Brennkammer zu glätten und Druckspitzen, die zur Grenzschichtablösung führen können, zu vermeiden. Für diese Aufgabe wäre eine kontinuierliche Brennstoffverteilung längs der Brennkammer am besten geeignet. Weiterhin lässt sich mit Brennstoffstufung global mehr Wärme in der Brennkammer freisetzen. Diese größere Wärmefreisetzung trägt allerdings nicht zu größerem Brennkammerschub bei, weil die thermischen Totaldruckverluste gleichzeitig stark ansteigen. Um den Brutto- Schub des Triebwerks trotzdem zu erhöhen, müssen längere Brennkammern bzw. Düsen verwendet werden.

#### Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Graduiertenkolleg „Aero- thermodynamische Auslegung eines Scramjet- Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ (GRK1095/1) angefertigt. Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für ihre Unterstützung.

#### Literatur

- [1] Kobayashi, K., Tomioka, S., Kato, K., Murakami, A., and Kudo, K., "Performance of a Dual-Mode Combustor with Multistaged Fuel Injection," *Journal of*

*Propulsion and Power*, Vol. 22, No. 3, May- June 2006, pp. 518–526.

- [2] Waltrup, P. J., Billig, F. S., and Stockbridge, R. D., "A Procedure for Optimizing the Design of Scramjet Engines," *Journal of Spacecraft*, Vol. 16, No. 3, 1979, pp. 163–171.
- [3] Billig, F. S., "Combustion Processes in Supersonic Flow," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 4, No. 3, 1988, pp. 209–216.
- [4] Curran, E. T., Heiser, W. H., and Pratt, D. T., "Fluid Phenomena in Scramjet Combustion Systems," *Annual Reviews Fluid Mechanics*, Vol. 28, 1996, pp. 323–360.
- [5] Curran, E. T. and Murthy, S. N. B., *Scramjet Propulsion*, AIAA, 2000.
- [6] Gerlinger, P., Schneider, F., and Aigner, M., "Numerical Investigation of Mixing Enhancement by Streamwise Vorticity in Supersonic Combustors," *ISABE 2005-1019*, 2005.
- [7] Gerlinger, P., *Numerische Verbrennungssimulation*, Springer Verlag, 2005.
- [8] Kurth, G., *Prozeßanalyse und Leistungsvorhersage von Staustrahltriebwerken mit Überschallverbrennung für einstufige Raumtransportsysteme*, Ph.D. thesis, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1997.
- [9] Kliche, D., Strohal, M., and Mundt, C., "Multidisciplinary Analysis and Evaluation of Supersonic Combustion Ramjets," *AIAA 2008-2602*, 2008.
- [10] Scheuermann, T., Chun, J., and von Wolfersdorf, J., "One-Dimensional Modelling of a Scramjet Combustor Reacting Flow," *AIAA 2008-2643*, 2008.
- [11] Sullins, G. A. and Waltrup, P. J., "A Comparison of Scramjet Integral Analysis Techniques," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 1, No. 2, 1985, pp. 156–158.
- [12] Anderson, G. Y., "Comment on 'A Comparison of Scramjet Integral Analysis Techniques'," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 2, No. 1, 1985, pp. 94–95.
- [13] Sullins, G. A. and Waltrup, P. J., "Reply by Authors to G. Y. Anderson," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 2, No. 1, 1986, pp. 95–96.
- [14] Shapiro, A. H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, The Ronald Press Company, 1953.
- [15] Anderson, J., *Fundamentals of Aerodynamics*, McGraw-Hill International Edition, 2001.
- [16] Eck, B., *Technische Strömungslehre*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.

- [17] Stratford, B. S. and Beavers, G. S., "The Calculation of the Compressible Turbulent Boundary Layer in an Arbitrary Pressure Gradient - A Correlation of certain previous Methods," *Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda No. 3207*, 1961.
- [18] Scheuermann, T., Chun, J., and von Wolfersdorf, J., "Experimental Investigations of Scramjet Combustor Characteristics," *AIAA 2008-2552*, 2008.
- [19] Takahashi, S., Demise, S., Oshita, M., and Ikeda, T., "Correlation between Heat Flux Distribution and Combustion Mode in a Scramjet Combustor," *ISABE 2001-1191*, 2001.
- [20] Takahashi, S., Tanaka, H., Noborio, D., and Miyashita, T., "Mach 2 Supersonic Combustion with Hydrocarbon Fuels in a Rectangular Scramjet Combustor," *ISABE 2003-1172*, 2003.
- [21] Smith, W. R. and Missen, R. W., *Chemical Reaction Equilibrium Analysis*, Wiley Interscience, 1982.
- [22] Jachimowski, C., "An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism With Application to Scramjet Combustion," *NASA Technical Paper 2791*, 1988.
- [23] Lomax, H. and Bailey, H. E., "A Critical Analysis of Various Numerical Integration Methods for Computing the Flow of a Gas in Chemical Nonequilibrium," *NASA TN 4109*, 1967.
- [24] Bailey, H., "Numerical Integration of the Equations Governing the One-Dimensional Flow of a Chemically Reactive Gas," *The Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 11, November 1969, pp. 2292-2300.
- [25] Walther, R., *Ein Differenzenverfahren für chemisch reagierende Strömungen*, Ph.D. thesis, Universität Stuttgart, 1985.
- [26] Reinkenhof, J., "1D- Modellierung der Strömung mit Überschallverbrennung in 2D- Kanälen," *Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V. Paper 1995-44*, 1995.
- [27] Sunami, T., Murakami, A., Kudo, K., and Kodera, M., "Mixing and Combustion Control Strategies For Efficient Scramjet Operation in Wide Range of Flight Mach Numbers," *AIAA 2002-5116*, 2002.
- [28] Kodera, M., Sunami, T., and Nakahashi, K., "Numerical Study of Mixing and Combustion Process of a Scramjet Engine Model," *AIAA 2001-1868*, 2001.
- [29] Gerlinger, P., Kasal, P., Stoll, P., and Brüggemann, D., "Experimental and Theoretical Investigation on 2D and 3D Parallel Hydrogen/ Air Mixing in Supersonic Flow," *ISABE 2001-1019*, 2001.
- [30] Kindler, M., Gerlinger, P., and Aigner, M., "Numerical Investigation of Mixing Enhancement by Lobed Strut Injectors in Turbulent Reactive Supersonic Flow," *ISABE 2007-1314*, 2007.
- [31] Korkegi, R. H., "Comparison of Shock-Induced Two- and Three-Dimensional Incipient Turbulent Separation," *AIAA Journal*, Vol. 13, No. 4, 1975, pp. 534-535.