

ICAS Paper No. 68-01

EINIGE NEUERE FORSCHUNGSERGEBNISSE AUF DEM
GEBIET DER STRÖMUNGEN MIT ENERGIEZUFUHR

by

A. W. Quick
Technische Hochschule Aachen
Aachen, Germany

**The Sixth Congress
of the
International Council of the
Aeronautical Sciences**

DEUTSCHES MUSEUM, MÜNCHEN, GERMANY/SEPTEMBER 9-13, 1968

Preis: DM 2.00

EINIGE NEUERE FORSCHUNGSERGEBNISSE
AUF DEM GEBIET DER STRÖMUNGEN MIT ENERGIEZUFUHR

A. W. Quick^{+))}

INHALT

Nach einleitenden Bemerkungen über das segensreiche Wirken der Familie Guggenheim wird zunächst das Thema der Vorlesung umrissen, um anschließend eine Reihe von Beispielen neuerer Forschungsergebnisse aus einigen Gebieten der Strömungen mit Energiezufuhr zu behandeln.

Es wird anfangs über einige theoretische Ergebnisse der Energiezufuhr in Strömungen berichtet, um anschließend das für die Ausbildung von Brennräumen in Luftstrahlantrieben wichtige Gebiet der Wärmezufuhr in Unter- und Überschallströmungen zu behandeln. Ferner werden Ergebnisse über Untersuchungen von reaktionskinetischen Vorgängen mitgeteilt, die bei Energiezufuhr bzw. Energieumsetzung auftreten. Schließlich wird auf Arbeiten eingegangen, die sich auf die Zufuhr elektromagnetischer Energie in strömenden Gasen beziehen.

1. Einleitung

Es ist eine große Ehre für mich, zur Eröffnung des diesjährigen ICAS-Kongresses hier in München die 6. Daniel und Florence Guggenheim Gedächtnisvorlesung zu halten.

Die Familie Guggenheim ist in die Geschichte der Luftfahrt eingegangen als ein überragendes Vorbild für die selbstlose, wirkungsvolle Förderung dieses Zweiges der Technik.

In der ersten Gedächtnisvorlesung im Jahre 1958 hat Th. v. Kármán die segensreiche Tätigkeit der Familie Guggenheim geschildert. Wir wissen z. B., daß auch von Kármán selbst durch eine Guggenheim-Stiftung veranlaßt wurde, seine langjährige Tätigkeit in Aachen aufzugeben, um am California Institute of Technology seine Tätigkeit fortzuführen. Wenn auch die Vereinigten Staaten von Amerika die unmittelbaren Nutzniesser der Gründung oder Förderung von zahlreichen Einrichtungen waren und noch sind, die durch Stiftungen aus

^{+))}Präsident der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Inhaber des Lehrstuhles für Luft- und Raumfahrt an der Technischen Hochschule Aachen und Direktor des gleichnamigen Institutes.

Mitteln des Privatvermögens der Familie Guggenheim entstanden sind, so muß doch die Ausstrahlung des hierdurch erreichten Fortschritts auf die ganze Welt beachtet werden. Darüber hinaus war auch die Förderung des weltweiten wissenschaftlichen Erfahrungsaustausches Gegenstand der Bemühungen und auch wir dürfen dankbar sein, daß die Gründung und Finanzierung dieses Internationalen Kongresses für Aeronautische Wissenschaften der Initiative von Harry F. Guggenheim, dem Sohn von Daniel und Florence Guggenheim, ausging.

Dem Gedenken dieser großherzigen und weit-sichtigen Mäzenen der Wissenschaft gelten meine nun folgenden Ausführungen.

Als Thema habe ich ein Gebiet gewählt, das in der Luft- und Raumfahrt eng mit der Entwicklung von Antrieben verbunden ist. Die Energiezufuhr in Strömungen stellt hierbei eine wichtige Komponente dar, denn sie zeigt Möglichkeiten und Grenzen dieser Entwicklung auf. Naturgemäß muß ich mich beschränken und kann nur einige Gebiete behandeln. Auch bei diesen kann ich nur anhand von wenigen Beispielen über Fortschritte berichten, die durch Arbeiten in der Bundesrepublik Deutschland in letzter Zeit erreicht wurden.

2. Stabilität von Strömungen mit Energiezufuhr

Zunächst möchte ich mich einigen theoretischen Untersuchungen zuwenden, die die Stabilität von Strömungen mit Energiezufuhr behandeln.

Durch Arbeiten von G. J. Taylor (1) ist bekannt, daß die Strömung einer zähen Flüssigkeit, die sich zwischen zwei unendlich langen, konzentrisch sich mit verschiedener Winkelgeschwindigkeit drehenden Kreiszyklindern ausbildet, verschiedene, von der Energiezufuhr abhängige Erscheinungsformen zeigt. Durch das auf die Zylinder wirkende Drehmoment wird der zwischen den Zylindern sich befindenden Flüssigkeit Energie zugeführt. Erreicht die zugeführte Energie eine bestimmte Grenze, so schlägt die anfänglich sich ausbildende Gleitströmung, auch Couette-Strömung genannt, in eine neue stationäre Strömungsform um. Diese neue Strömung besteht aus torusförmigen Wirbeln, welche sich periodisch in Achsenrichtung wiederholen und Taylor-Wirbel genannt werden. Abb. 1 zeigt im Prinzip diesen Sachverhalt an einem Beispiel, bei dem der äußere Zylinder sich

nicht und der innere sich mit einer Winkelgeschwindigkeit ω_i dreht. Links ist die unterkritische Couette-Strömung und rechts der überkritische Zustand mit Taylor-Wirbeln angedeutet.

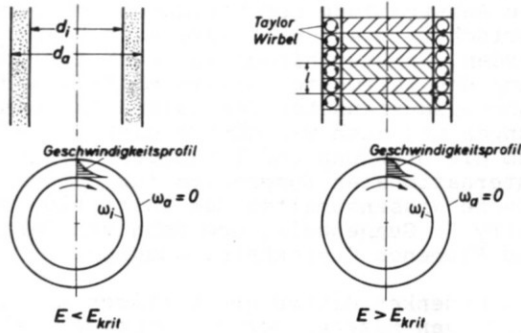


Abb.1: links: Couette-Strömung
rechts: Taylor-Wirbel

Durch Arbeiten von Kirchgässner (2) konnte nun bewiesen werden, daß die Taylor-Wirbel als exakte Lösungen der vollständigen, stationären, nichtlinearen Navier-Stokeschen Gleichungen existieren. Die Lösung verzweigt sich bei einer bestimmten Taylor-Zahl und geht von der Couette-Strömung in die Wirbelströmung über. Während die stationäre Lösung zunächst ergibt, daß für jede vorgegebene Periodenlänge der Wirbel eine eindeutige Strömung existiert, die auch numerisch berechnet werden kann, folgt aus weiteren Betrachtungen, daß nur eine dieser unendlich vielen Lösungen eine stabile Lösung ist. Diese zeigt gute Übereinstimmung mit den aus Experimenten bekannten eindeutigen Werten. Abb. 2 zeigt für einen bestimmten Fall auf der rechten Seite das sich ergebende Strömungsbild. Damit haben diese theoretischen Untersuchungen einen wesentlichen Fortschritt für die Aufklärung dieses Phänomens gebracht.

Als weiteres Resultat dieser Arbeiten konnten auch die Erscheinungen geklärt werden, die am sogenannten Bénard-Modell (3) auftreten. Dieses besteht, wie auf Abb. 3 dargestellt, aus einer horizontalen, von festen Wänden oder freien Oberflächen begrenzten Flüssigkeitsschicht, die der Erdbeschleunigung unterworfen ist und von unten erwärmt wird. Den dabei entstehenden Auftriebskräften halten die Druckkräfte bei genügend geringer Wärmezufuhr zunächst das Gleichgewicht, doch verursachen die Auftriebskräfte nach Überschreiten einer bestimmten Grenze, wie Lord Rayleigh und andere (4, 5) zeigten, Instabilität der Grundströmung. Es entsteht eine konvektive Strömung, deren Erscheinungsform ein Muster ist, das von oben gesehen aus Sechsecken, Vierecken oder parallelen Streifen

besteht. In diesen Zellen, Bénard-Zellen genannt, strömt die Flüssigkeit abwechselnd auf- und abwärts. Abb. 4 erläutert diese Vorgänge etwas genauer, wobei rechts der überkritische Zustand dargestellt ist.

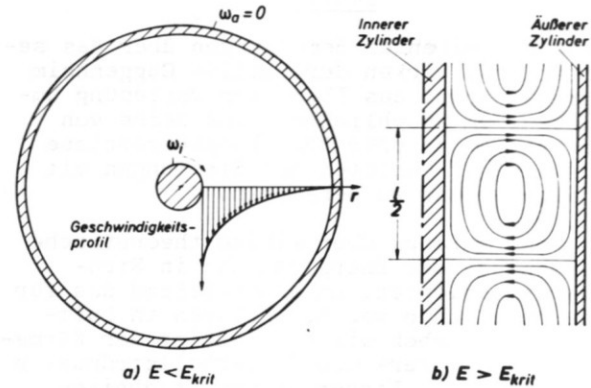


Abb.2: Taylor-Problem
a) Querschnitt, unterkritischer Zustand
b) Längsschnitt, überkritischer Zustand

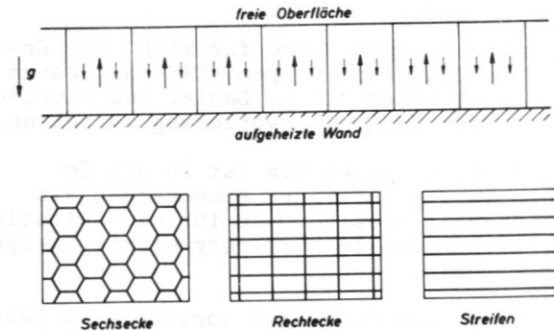


Abb.3: Bénard-Problem

Durch Arbeiten von Görtler, Kirchgässner und Sorger (6, 7) konnte nun bewiesen werden, daß aus den vollständigen, nichtlinearen Navier-Stokeschen Gleichungen auch diese Lösungen mit Zellcharakter folgen und alle im Rahmen gewisser Näherungen stabil sind⁺). Es folgt auch, daß keine Zellstruktur vor der anderen ausgezeichnet ist.

⁺) Es sei erwähnt, daß dieses Ergebnis gleichzeitig von Udovich, UDSSR, gefunden wurde (8).

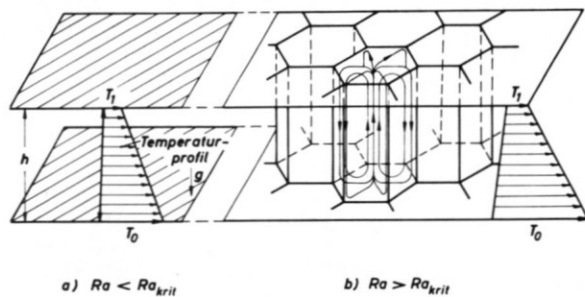


Abb.4: Bénard-Problem:
 a) unterkritischer Zustand
 b) überkritischer Zustand,
 Sechseck-Zellen

Die Ergebnisse dieser Arbeiten zeigen, daß die theoretische Einsicht in die Zusammenhänge zwischen den Stabilitätsverhalten von Strömungen und dem Lösungsverhalten der nichtlinearen Bewegungsgleichungen damit wesentlich vertieft worden ist und noch weitere Früchte tragen wird.

3. Energiezufuhr im Außenraum umströmter Körper

Die Entwicklung von Antrieben im hohen Überschallgebiet begegnet dem schwierigen Problem, der Strömung die erforderliche Energie zuzuführen. Es sind bereits zahlreiche Überlegungen angestellt worden, wie dieses am zweckmäßigsten geschieht. Über einige neue Ergebnisse solcher Arbeiten soll nun berichtet werden, die sich mit der Energiezufuhr im Außenraum von umströmten Körpern befassen.

Seit einer von Oswatitsch bereits 1949 erstmalig vorgetragenen Arbeit (9) ist hierüber bekannt, daß bei schlanken Körpern die Energiezufuhr vor dem Dickenmaximum eines Profils den Widerstand des Körpers erhöht, daß dagegen die Energiezufuhr am Profilheck den Widerstand vermindert und auch Vortrieb entstehen kann. Voraussetzung hierfür ist, daß der Körper sich in einer reinen Überschallströmung befindet und vorn spitz ausgebildet ist. Es wurde vielfach vermutet, daß dieses auch für stumpfe Körper gilt (vergl. z. B. (10)), doch ist dieses nicht immer der Fall, wie später gezeigt wird.

Zunächst soll aber über Arbeiten von Bartlma und Oswatitsch berichtet werden, die die Energiezufuhr am Heck behandeln und einigen Aufschluß über die Strömungsvorgänge geben. In Abb. 5 ist ein rotationssymmetrischer Körper in einer Überschallströmung dargestellt, bei dem an der Stelle a Brennstoff der Strömung zugeführt und angenommen wird, daß eine Diffusionsflamme sich längs der Reaktionsfront R ausbildet und das Gebiet 3 aufgeheizt wird. Es entsteht nun weiterhin als Folge dieser Reaktionsfront ein

Verdichtungsstoß S, der das Strömungsfeld in die Gebiete 1 und 2 unterteilt. Die Ausbildung der Heckkontur des Körpers kann verschieden vorgenommen werden. Im Gebiet 3 entsteht eine Druckerhöhung, durch die der Widerstand vermindert wird.

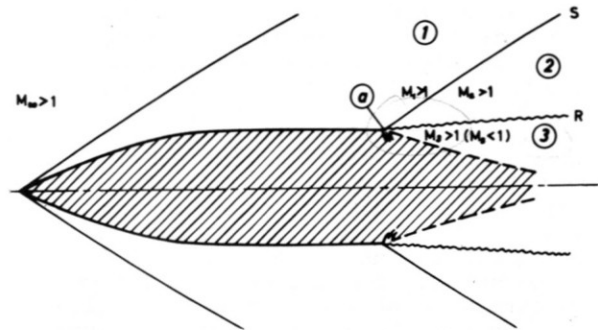


Abb.5: Flugkörper mit äußerer Verbrennung am Heck

Abb. 6 zeigt die unmittelbare Umgebung der Brennstoffzuführung, für die das Verhalten der Strömung studiert wurde. Die Reaktionsfront und der Verdichtungsstoß sind hier in ihrer Lage durch die Winkel β_R und β_S der Deutlichkeit wegen stark überhöht dargestellt. Die Geschwindigkeit w_1 wird durch den Stoß um den Winkel δ abgelenkt und erreicht als w_2 die Reaktionsfront R, an der sie wiederum um den Winkel ϑ umgelenkt und als w_3 in das Gebiet 3 eintritt.

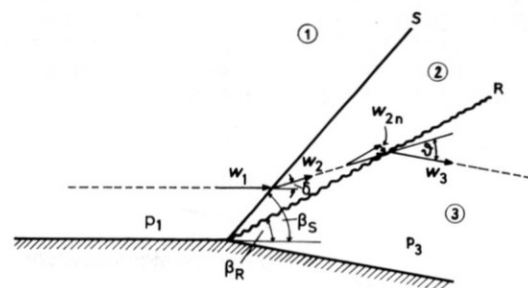


Abb.6: Strömungsvorgänge am Heck

Die Theorie schiefer Reaktionsfronten wurde eingehend behandelt (11) und die an festen Wänden auftretenden Randbedingungen ermittelt (12). Obgleich w_2 eine Überschallgeschwindigkeit ist und es sich daher um eine Überschallverbrennung handelt, so ist doch die Flammenfront eine Unterschallreaktionsfront (13), da für die chemische Reaktion lediglich die Normalkomponente w_{2n} maßgebend ist. Sie ist bei stationären Verhältnissen gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Flammenfront. Da diese relativ klein ist, ergeben sich für β_R auch kleine Winkel, und als Folge hiervon ist der vorgelagerte Ver-

dichtungsstoß schwach. Mathematisch bedeutet dieses, daß eine geschlossene analytische Lösung gefunden werden kann, die für die Zustände in den Feldern 2 und 3 einfache Beziehungen liefert.

Die Wandneigung im Gebiet 3 muß gleich der Abströmrichtung sein, wenn keine Strömungsablösung stattfinden soll. Da der Druck p_3 nicht beliebige Werte annehmen kann, ergibt sich für eine gegebene Anströmmachzahl M_1 ein Optimum. Z. B. wird $p_3 = 1,2 \cdot p_1$, wenn die Anströmmachzahl $M_1 = 2$ ist und als Brennstoff Wasserstoff verwendet wird. Dieses Resultat deckt sich in der Größenordnung mit Experimenten (14). Erwähnt sei noch, daß w_3 unter bestimmten Voraussetzungen auch auf Unterschallgeschwindigkeit absinken kann. Schließlich sei noch bemerkt, daß das gesamte übrige Strömungsfeld in üblicher Weise mit Hilfe der Methode der Charakteristiken berechnet werden kann.

Im Anschluß hieran soll nun die Energiezufuhr am Kopf von vorn stumpfen Körpern behandelt werden, für die sowohl eine interessante theoretische Untersuchung als auch Experimente angestellt wurden.

In einer Arbeit von W. Schneider (15) wurden für zwei stumpfe Körper, nämlich Kugel und querangeströmter Kreiszyylinder, die Auswirkungen der Wärmezufuhr unmittelbar hinter der abgelösten Kopfwelle theoretisch untersucht, wobei sehr hohe Anströmmachzahlen zugrunde gelegt wurden. Abb. 7 zeigt das der Rechnung zugrunde gelegte Schema für die Wärmezufuhr, die im Bereich des Winkels ϑ erfolgt. Die Berechnung gelang für den Sonderfall einer räumlichen Verteilung der Energiezufuhr, die im Gebiet zwischen Kopfwelle und Körper eine konstante Dichteverteilung ergab, wodurch bekannte Näherungsverfahren adiabatischer Strömungen Anwendung finden konnten.

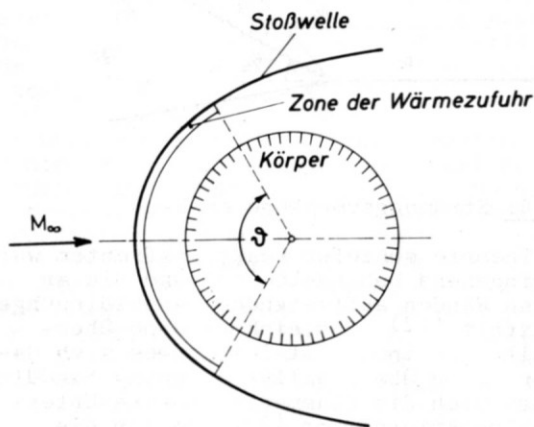


Abb. 7: Schema der Wärmezufuhr hinter der Kopfwelle eines stumpfen Körpers

Einige Resultate dieser Rechnungen sind auf Abb. 8 dargestellt. So ergab sich für beide Fälle von Kugel und Zylinder eine wesentliche Senkung des Widerstandsbeiwertes C_w gegenüber dem Wert C_{w0} ohne Heizung, wobei hier der Fall maximaler Aufheizung aufgezeichnet ist. Als Variable ist in der Rechnung nur noch das Verhältnis der spezifischen Wärmen κ enthalten. Ferner ist der Vortriebswirkungsgrad als Verhältnis der Schubleistung zur Heizleistung aufgetragen, der eine starke Abhängigkeit von κ aufweist und bei $\kappa = 1,4$ für die Kugel etwa 35 % erreicht, wobei die Widerstandsreduktion etwa 40 % beträgt.

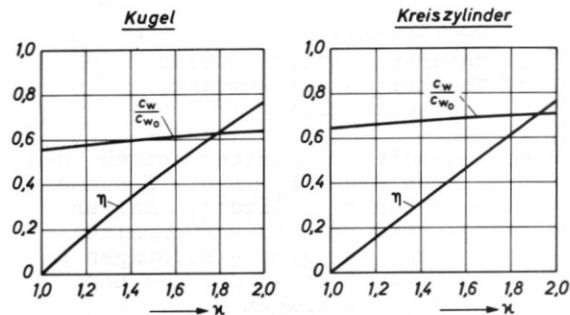


Abb. 8: Widerstandsbeiwert und Vortriebswirkungsgrad bei maximaler Wärmezufuhr und hohen Machzahlen

Diese theoretischen Ergebnisse zeigten sich in ähnlicher Größe auch bei Experimenten, die F. Maurer (16) ausführte und über die auf diesem Kongreß vorgetragen werden wird. Hier zeige ich in Abb. 9 nur ein qualitatives Ergebnis aus den Messungen an längsangeströmten Kreiszyindern, die am Kopf mit einer Halbkugel abgerundet sind und außerdem einen vorn herausragenden Stift tragen, der gleichzeitig an der Spitze eine Brennstoffzuführung ermöglicht. Auf die Bedeutung des Stiftes für die Widerstandsverminderung soll hier nicht eingegangen werden.

Abb. 9 zeigt in vier Bildern die Strömungsvorgänge bei einer Anblasmachzahl von $M = 2,25$. Auf dem linken oberen Bild a sieht man eine Schlierenaufnahme des Körpers ohne Zufuhr von Brennstoff. Die Ausbildung der Stöße ist deutlich zu erkennen. Im rechten oberen Bild b ist eine bestimmte Menge an Wasserstoffgas an der Spitze des Stiftes der Strömung zugeführt, die Zündung aber noch nicht eingeleitet. Wenn auch gewisse Unterschiede gegenüber dem ersten Bild zu erkennen sind, so sind diese doch gering gegenüber dem Fall nach der Zündung, der im linken unteren Bild c dargestellt ist. Hier ist zu erkennen, daß der von der Halbkugel ausgehende Stoß vollständig abgebaut ist, was auf eine Widerstandsverminderung schließen läßt. Das rechte untere Bild d zeigt eine normale Fotografie der stabil brennenden Staupunktflamme.

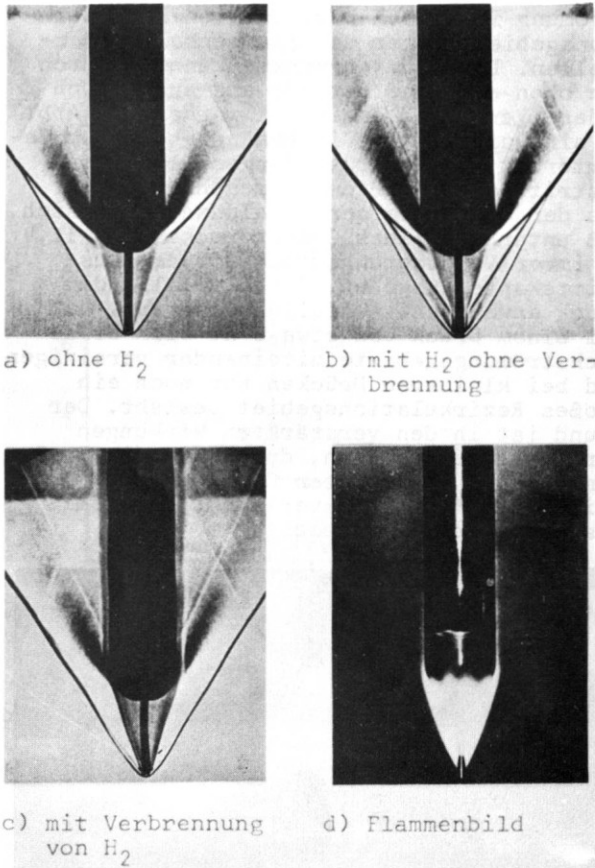


Abb.9: Außenverbrennung am Kopfende bei $M = 2,25$

Umfangreiche Druckverteilungs- und Kraftmessungen ergaben Aufschluß über Widerstandsänderungen und Vortriebswirkungsgrade. Es wurden Widerstandsvermindierungen an den untersuchten Körpern bis zu 50 % und Wirkungsgrade bis zu 30 % gemessen.

Mit diesen Arbeiten über die Energiezufuhr an Kopf und Heck von Körpern in Überschallanströmung dürfte ein weiterer Beitrag zur Aufklärung der zu erwartenden Effekte geleistet sein.

4. Flammenstabilisierung in Überschallströmungen

Von besonderer Bedeutung ist bei der Energiezufuhr in Überschallströmungen die Stabilisierung der Flamme, sofern die Temperaturen unterhalb der Selbstzündungswerte liegen. Dieses tritt bei Triebwerken ein, die zwar bei hohen Fluggeschwindigkeiten die Selbstzündung des Brennstoffes ausnutzen können, aber auch bei kleinen und mittleren Flugmachzahlen funktionsfähig sein müssen. In diesem Bereich müssen daher Flammenhalter verwandt werden, für die zwar bei Unterschallanströmung große Erfahrungen vorliegen, da sie bei den heutigen Strahltriebwerken Anwendung finden; aber bei Überschallanströmung sind die Verhältnisse noch wenig erforscht. Diesem Thema

haben sich seit längerer Zeit die Arbeiten von Winterfeld gewidmet (17, 18). Über einige Ergebnisse aus letzter Zeit möchte ich nun berichten.

Nachdem durch frühere Arbeiten geklärt war, daß Flammenhalter auch bei Überschallanströmung die Flamme in Rezirkulationsgebieten stabilisieren können, wobei z. B. die Verwendung von Wasserstoff als Brennstoff besonders günstig ist, gab es doch auffallende Effekte, wenn der Strömungsnachlauf der Flammenhalter unter dem Einfluß äußerer Verdichtungsstöße stand, was in praktischen Fällen leicht der Fall sein kann.

Zur näheren Untersuchung solcher Effekte wurde ein zylindrischer Flammenhalter zentral in einer rotationssymmetrischen Lavaldüse angeordnet, wie auf Abb. 10 zu erkennen ist. Das Ende des Flammenhalters liegt genau am Ende der konischen Lavaldüse. Der Brennstoff, in diesem Fall Wasserstoffgas, wird am Außenrand des Flammenhalters durch eine Ringöffnung der Rezirkulationszone zugeführt, die sich hinter dem Flammenhalter ausbildet. Durch Variation des Druckverhältnisses, bei dem die Lavaldüse arbeitet, kann erreicht werden, daß vom Ende der Lavaldüse entweder Verdichtungsstöße oder Verdünnungswellen ausgehen, die auf den Nachlauf des Flammenhalters treffen.

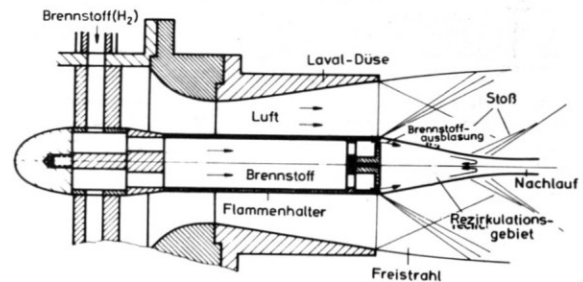


Abb.10: Schema der Versuchsanordnung für die Flammenstabilisierung in Überschallströmungen.

Abb. 11 zeigt zunächst ein Schlierenbild der Strömung mit Verbrennung bei einer Anströmmachzahl von $M = 2,1$ am Flammenhalter in der Düsenaustrittsebene. Der Nachlauf hinter dem Flammenhalter ist deutlich zu erkennen, wobei auffällt, daß dort, wo der von der Lavaldüse ausgehende Stoß den Nachlauf trifft, eine erhebliche Verdichtung des Nachlaufes auftritt, durch die ein von hier ausgehender Stoß verursacht wird.

Wie weitere Untersuchungen zeigen, tritt an dieser Stelle ein zweites Rezirkulationsgebiet auf, das schematisch in der Abb. 12 dargestellt ist. Es liegt unter gewissen Voraussetzungen oft weit hinter dem ersten Rezirkulationsgebiet, das unmittelbar hinter dem Flammenhalter liegt. Die Entstehung

dieses zweiten Rückstromgebietes ist mit dem durch die Stöße verursachten Druckanstieg verständlich, da die kinetische Energie der Strömung in diesem Gebiet nicht ausreicht, um ihn zu überwinden und folglich Rückströmung auftritt.

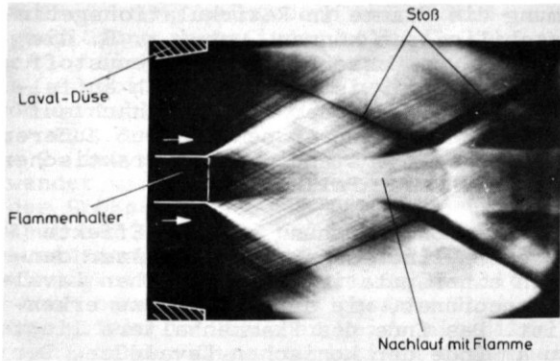


Abb.11: Schlierenaufnahme des Strömungsfeldes hinter einem Flammenhalter mit Flamme
Anströmmachzahl $M = 2,1$

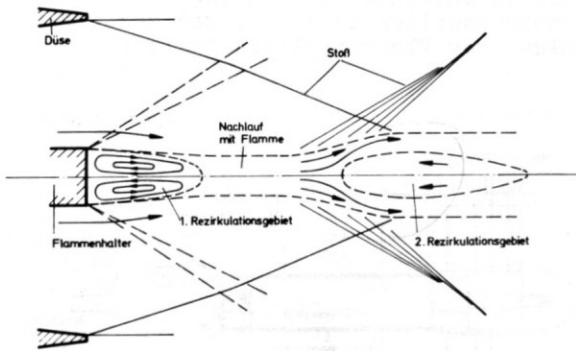


Abb.12: Schematische Darstellung der Strömung hinter einem Flammenhalter mit einem zweiten Rezirkulationsgebiet im Nachlauf

Sowohl die Rückströmung im zweiten Gebiet als auch die Feststellung, daß keine Verbindung zwischen den beiden Rückstromgebieten besteht, kann leicht nachgewiesen werden. Zu diesem Zweck bringt man, wie in Abb. 13 zu sehen ist, am Ende des zweiten Gebietes eine axial angeordnete Sonde in die Strömung, aus der ein mit Natrium angereicherter Stickstoffstrom ausströmt, der die Flamme anfärbt. Man erkennt deutlich eine gewisse Rückströmung, die aber nicht bis zum Flammenhalter reicht. Ferner ist die Aufdükung des Nachlaufes durch das zweite Rückstromgebiet zu erkennen.

Das Verhalten der Rückstromgebiete ist nun bei verschiedenen Druckverhältnissen der Lavaldüse untersucht worden. Die Lage der Rückstromgebiete ist durch die Größen L_1 und L_2 gekennzeichnet, wobei diese Werte

den Abstand des hinteren Umkehrpunktes der Strömung im ersten bzw. zweiten Rezirkulationsgebiet hinter dem Flammenhalter darstellen. Diese Umkehrpunkte konnten durch die oben erwähnte Methode und auch durch andere Verfahren ermittelt werden. In Abb. 14 sind diese Werte in Abhängigkeit vom Gesamtdruck vor der Düse dargestellt. Der Austrittsdruck war der Atmosphärendruck. Aus der Geometrie der Lavaldüse ergab sich, daß unterhalb eines Gesamtdruckes von $11,4$ at immer Verdichtungsstöße von der Austrittskante ausgehen, die mit fallendem Druck anwachsen. Auffallend ist nun, daß bei einem Druck von etwa 9 at sich beide Rückstromgebiete miteinander vereinigen und bei kleineren Drücken nur noch ein großes Rezirkulationsgebiet besteht. Der Grund ist in den verstärkten Wirkungen der Stöße zu erkennen, durch die die Strömungsumkehr des zweiten Gebietes sich immer weiter stromaufwärts verlagert und somit das erste Gebiet erreicht.

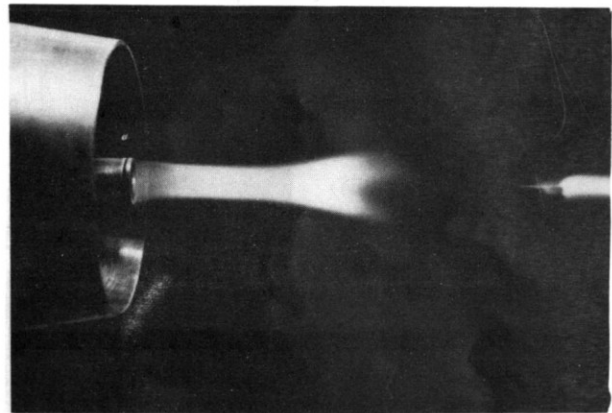


Abb.13: Sichtbarmachung des zweiten Rezirkulationsgebietes hinter dem Flammenhalter
Machzahl $M = 2,1$

Durch diesen Effekt wird die reiche Brenngrenze ganz erheblich erweitert. In Abb. 15 ist dieses gezeigt, wo als Ordinate die zugeführte Brennstoffmenge für die reiche Brenngrenze in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen ist. Die Brennstoffmenge ist auf eine bestimmte Luftmenge bezogen, deren Definition hier nicht weiter interessieren soll. Man erkennt das ganz erhebliche Anwachsen der reichen Brenngrenze, die in diesem Fall wegen der Grenzen der Messapparatur bei kleinen Drücken noch nicht ermittelt werden konnte.

Die Bedeutung dieser Ergebnisse liegt darin, daß offenbar eine starke Beeinflussung des Brennverhaltens von Flammenhaltern im Überschall eintritt, sobald Druckwellen auf den Nachlauf treffen. Bei der Ausbildung von praktischen Brennkammern muß daher dieser Effekt beachtet werden.

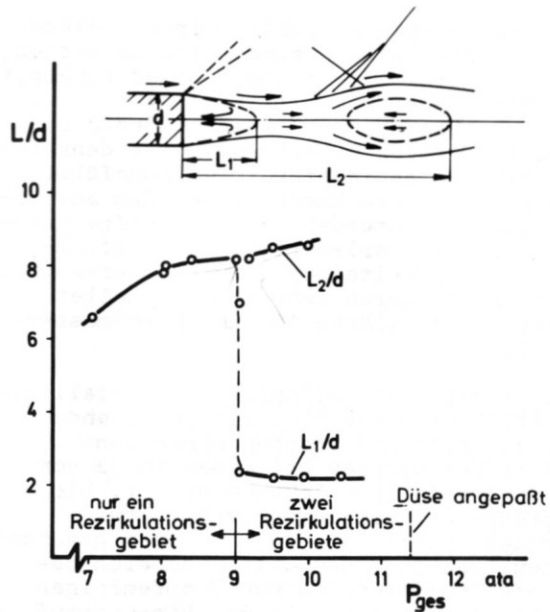


Abb.14: Lage der hinteren Staupunkte der Rezirkulationsgebiete hinter Flammenhaltern, abhängig vom Gesamtdruck vor der Düse Machzahl $M = 2,1$

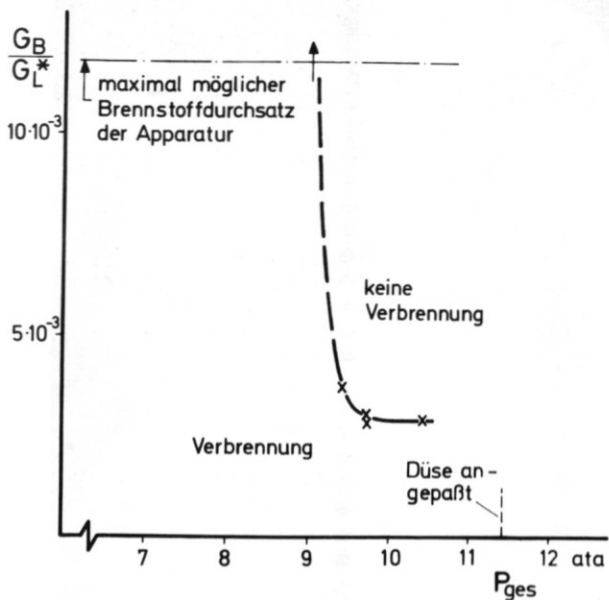


Abb.15: Änderung der reichen Brenngrenze einer Wasserstoff-Flamme, abhängig vom Gesamtdruck vor der Düse Machzahl $M = 2,1$

Als weiteres Beispiel soll die Stabilisierung von Flammen hinter einem Dreieckkörper gezeigt werden, der bei hohen Geschwindigkeiten als Basiskörper eines Wellenreiter-

tragflügels Bedeutung erhalten hat. Abb.16 zeigt Untersuchungen von Alvermann und seinem Mitarbeiter Kallergis (19, 20, 21, 22) an einem solchen Körper von 70 mm Länge und 70 mm Breite, bei dem kurz vor dem Heck der Kraftstoff, in diesem Fall gasförmiger Wasserstoff, zugeführt wird. In dem oberen Bild a ist dieser Körper dargestellt, der bei einer Machzahl von $M = 4$ angeblasen wird. Außer dem von der Vorderkante ausgehenden Stoß 1 bildet sich als Folge der Wasserstoffzufuhr ein weiterer Stoß 2 aus, da die zugeführte Gasmenge wie ein Hindernis bzw. eine Verdickung des Körpers wirkt.

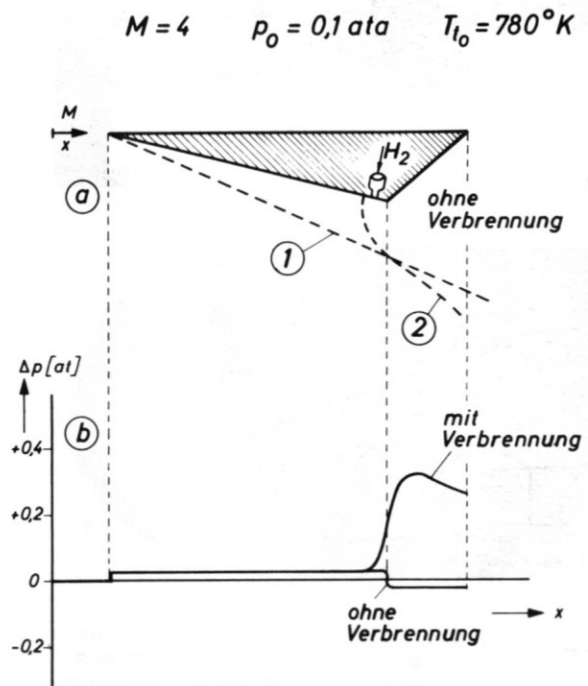


Abb.16: Äußere Verbrennung an einem Dreieckkörper bei einer Anström-Machzahl von $M = 4$
a) Stoßverlauf
b) Druckverteilung

In dem unteren Bild b sind die Überdrücke an der unteren Oberfläche des Körpers gegenüber dem Druck der ungestörten Strömung aufgetragen, wie sie durch Versuch für den Fall ohne Verbrennung und bei einem Fall mit Verbrennung erhalten wurden. Man erkennt die sehr erhebliche Drucksteigerung am Heck als Folge der Verbrennung. Da bei der verwendeten Ruhetemperatur der Luft von $T_{t0} = 780^\circ K$ keine Selbstzündung eintritt, wurde die Temperatur durch Einbau eines stromaufwärts angeordneten Brenners vorübergehend erhöht, so daß Selbstzündung am Heck einsetzte. Danach konnte in gewissen Bereichen die Vorerhitzung wieder abgestellt werden, ohne daß die Verbrennung am Heck erlosch.

Abb. 17 zeigt zwei Aufnahmen der Versuche. Das obere Bild stellt eine Schlierenaufnahme dar, die den von der Vorderkante ausgehenden Stoß 1 und auch den durch die Kraftstoffausblasung erzeugten Stoß 2 zeigt. Im unteren Bild erkennt man in einer direkten fotografischen Aufnahme das Brennen der Flamme hinter dem Heck des Körpers. Die horizontale Schwärzung gibt die Halterung des Körpers wieder.

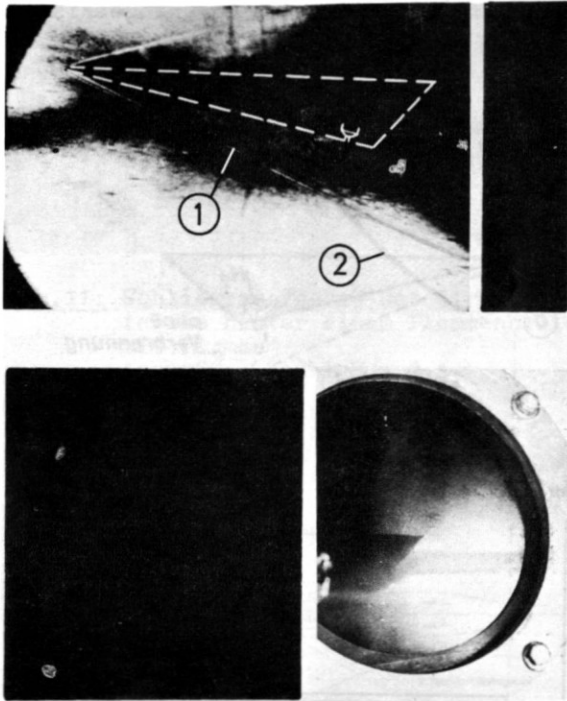


Abb.17: oben: Schlierenaufnahme des angeströmten Dreieckskörpers während der Kraftstoffausblasung. $M = 4$

unten: Photo des angeströmten Dreieckskörpers während der Verbrennung

Die weiteren Versuche werden sich mit Körpern befassen, bei denen das Heck als Halbdüse ausgebildet ist und außerdem zwecks Begrenzung des Brennraums seitliche Wände angebracht sind.

5. Probleme der Brennstoffzuführung

Es folgt nun als nächstes Beispiel eine Untersuchung, die sich mit der Einspritzung von flüssigen Kraftstoffen in einen Luftstrom befaßt. Bei den heute üblichen Verfahren der Einspritzung durch Düsen zerfällt der Kraftstoffstrahl in ein mehr oder weniger breites Band von Tropfengrößen, deren Verbleib im Brennkammeraum nur schwer zu übersehen ist. Nun ist es bei der Gemischbildung aber von großer Bedeutung, daß diese an jedem Ort des Brennraumes geeignete Werte annimmt, damit jedes Brennstoffteilchen seinen Sauerstoffpartner auf möglichst kleinem Raum er-

reicht.

Um dieses komplexe Problem einer systematischen Untersuchung zugänglich zu machen, wurde von Trommsdorff und Wiegand zunächst eine Methode entwickelt (23, 24, 25), um Flüssigkeitstropfen konstanter Größe und in dichter Folge zu erzeugen, die dann dem Luftstrom in geeigneter Weise zugeführt werden. Zu diesem Zweck wurden dem aus einer Düse austretenden Strahl hochfrequente Schwingungen überlagert, die ein piezoelektrisch arbeitender Schwinger erzeugte, dessen Abmessungen sehr klein gehalten werden konnte (Länge 100 mm, Durchmesser 10 mm).

Abb. 18 zeigt als Beispiel den Zerfall eines Strahles Dieselöls, der in ruhende Luft austritt und Tropfengrößen von 0,37 mm Durchmesser bei einer Folge von 21 500 Tropfen pro Sekunde ergibt. Die Tropfengeschwindigkeit beträgt etwa 20 m/sec. Damit ist ein Verfahren gefunden worden, das in einem weiten Bereich bestimmte Tropfengrößen und Tropfenfolgen zu erzeugen erlaubt. Es sei hier darauf hingewiesen, daß diese Methode auch in anderen technischen Bereichen von Bedeutung ist. Z. B. gestattet sie es, durch anschließende Trocknung Pulver konstanter Körnung zu erzeugen.

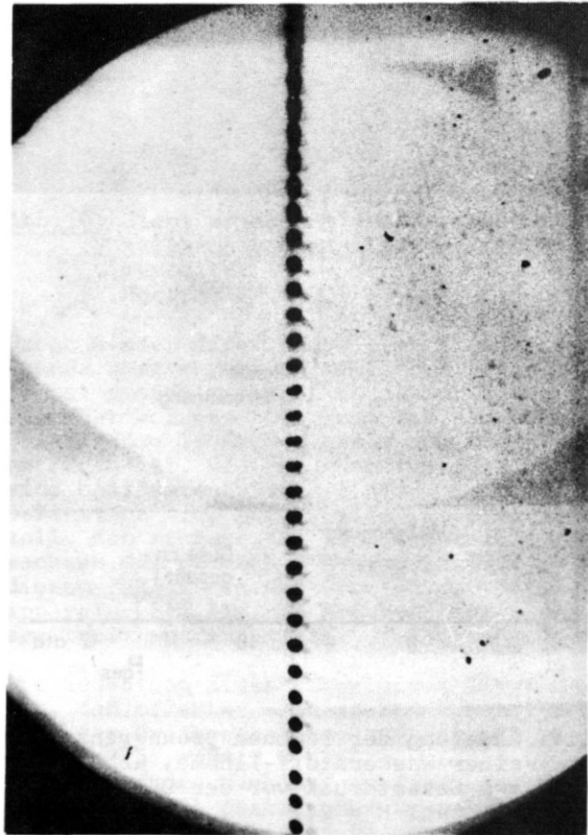


Abb.18: Erzeugung einer Folge von Dieselöltröpfchen gleicher Größe

Für den hier betrachteten Zweck ist es nun möglich, Aussagen über den Widerstandsbeiwert frei fliegender Tropfen, über den zeitlichen Ablauf des Stoffaustausches der Tropfen mit der Umgebung, über den Zündverzögerung und über die Verbrennungszeit zu machen. Ferner können Untersuchungen über das Verhalten bzw. das Zerstören von Tropfen infolge aerodynamischer Kräfte angestellt werden.

Abb. 19 zeigt das Verhalten von Wassertropfen, deren Durchmesser etwa 1,7 mm und deren Folge 467 Tropfen pro Sekunde betragen, wenn sie in ruhende Luft und senkrecht zu einem Luftstrom von etwa 13 m/sec eingespritzt werden. Die Kurzaufnahme zeigt den Verlauf der Tropfenbahnen und gestattete z. B. hier die Bestimmung der Widerstandsbeiwerte, die nennenswert von den für feste Kugeln gemessenen Werten abweichen. Auf die Mitteilung weiterer Einzelheiten soll hier verzichtet werden. Es genügt wohl der Hinweis, daß auf diese Weise ein vertiefter Einblick in die komplexen Vorgänge der zweckmäßigen Energiezufuhr gewonnen wird, aus dem auch zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten folgen.

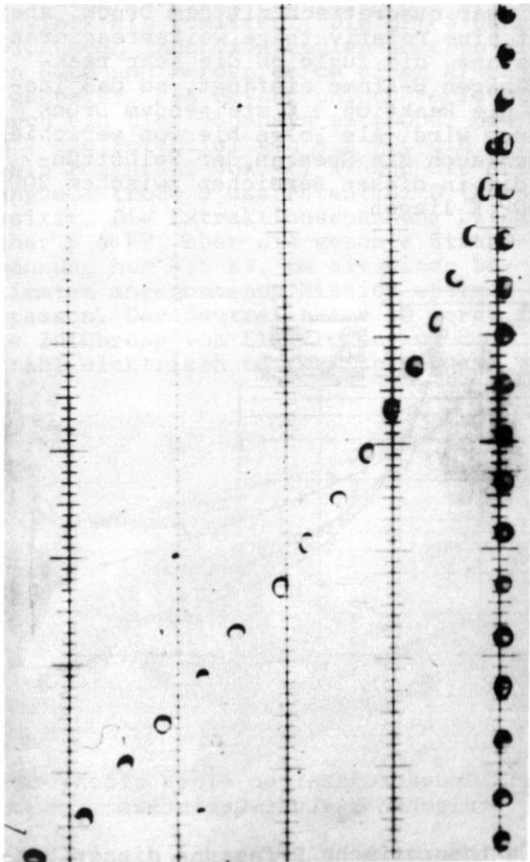


Abb. 19: Verhalten von Wassertropfen in einem Luftstrom

6. Vorgänge bei Energieumsetzungen

Die nun folgenden Ausführungen sollen sich auf Energieumsetzungen in Düsenströmungen beziehen, die bei hohen Temperaturen auftreten und in Luftstrahltriebwerken und Raketen von großer Bedeutung sind. In solchen Düsen treten zeitabhängige chemisch-kinetische Prozesse auf, wobei dem strömenden Gas Wärme zugeführt wird. Der Grund hierfür liegt in der Speicherung von Enthalpie in einigen nur bei hohen Temperaturen beständigen Stoffen, wie z. B. H- und O-Atomen oder OH-, NO- und anderen Molekülen, die bei Abkühlung unter Wärmeabgabe zu stabilen Endprodukten reagieren. Unter diesen Verhältnissen erhält man nur maximal mögliche Nutzschiebe, wenn längs der Düse stets lokales thermodynamisches Gleichgewicht herrscht, d. h. wenn die Reaktionsgeschwindigkeiten unendlich groß sind. Dieses ist aber bekanntlich nicht der Fall und es ist nun von außerordentlicher Bedeutung, die Verzögerungszeiten dieser Reaktionen zu kennen. Beiträge zur Ermittlung der Relaxation solcher Reaktionen sind durch die Arbeiten von Just und seinen Mitarbeitern (26, 27, 28) geleistet worden, von denen ein Beispiel gezeigt werden soll.

In einer Stoßwellenapparatur wurden kurzzeitig sehr gleichmäßige Gasströmungen erzeugt und längs der Düse die Translationstemperaturen gemessen, die als Indikator für die Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht gewählt wurden. Das Meßverfahren beruht auf der bekannten Methode der Natriumlinienumkehr, die eine hohe Messgenauigkeit erlaubte.

Aus den zahlreichen untersuchten Gasmischungen von $C_n H_{2n}$ mit Luft sowie H_2 mit Luft oder $C_n H_{2n}$ mit O_2 und H_2 mit O_2 sei hier in Abb. 20 ein Ergebnis von verbranntem, stöchiometrischem H_2 -Luft-Gemisch gezeigt. Vor dem Düseneingang betrug der Druck etwa 4 at und die Temperatur etwa $3\ 000^\circ K$. Aufgetragen sind die Temperaturen in Abhängigkeit vom Ort in der Düse, ausgedrückt in Vielfachen des Düsenhalsdurchmessers. Die obere Kurve gibt den gerechneten Wert für ständiges chemisches Gleichgewicht, während die untere Kurve die theoretisch ermittelte Temperatur darstellt, die nach einem von Just ermittelten Rechenverfahren ermittelt wurde, unter Berücksichtigung von sieben chemisch-kinetischen Gleichungen. Es konnte durch spezielle Versuche ein einheitlicher Satz von Parametern gefunden werden, mit denen das kinetische Verhalten von C - H - N - O - Systemen sehr genau vorausberechnet werden kann. Die so ermittelten Konstanten der Reaktionsgeschwindigkeiten sind offenbar wesentlich genauer, als die in der Literatur angegebenen Werte, die sich bis zu einem Faktor von 10 unterscheiden. Die Meßwerte für den vorliegenden Fall, die durch Kreise angedeutet sind, decken sich gut mit der Theorie. Die gestrichelte Kurve gibt ein Näherungsverfahren von Bray und Penner wieder, das aber nur anwendbar ist, wenn aus Experimenten der durch ein Dreieck angegebene sogenannte Einfrierpunkt gegeben ist.

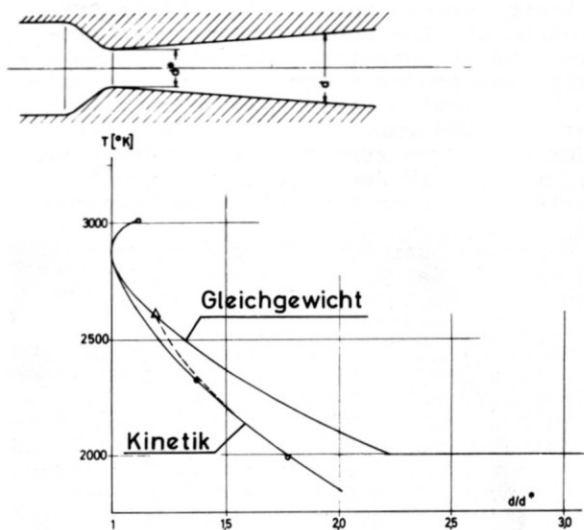


Abb.20: Temperaturverlauf in einer Düsenströmung (Verbranntes, stöchiometrisches H_2 -Luft-Gemisch)

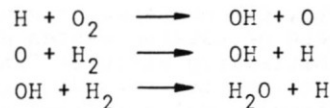
Die Versuche zeigen, daß die Relaxationen der Reaktionen große Temperaturabweichungen ergeben, und es darf als Fortschritt angesehen werden, wenn nun für viele Stoffe die Reaktionen ziemlich genau theoretisch ermittelt werden können, so daß Optimierungsrechnungen für das Verhalten von Düsenströmungen unter diesen Bedingungen angestellt werden können. Angesichts dieser Effekte ist es naheliegend zu überlegen, ob die Reaktionsgeschwindigkeiten nicht beeinflusst, d. h. erhöht werden können. Während gasförmige Zusätze wenig Aussicht auf Erfolg haben werden, erscheint dieses für fein verteilte Feststoffe mit katalytisch wirkenden Oberflächenreaktionen eventuell möglich. Bisher gibt es aber hierüber keine Informationen.

Ein weiteres reaktionskinetisches Problem, das für die Einleitung der Verbrennung durch Selbstzündung z. B. in Überschallströmungen von großer Bedeutung ist, wurde ebenfalls von Just und seinen Mitarbeitern (29) behandelt. Hier ergibt sich u. a. die Frage der Zündverzugszeit, d. h. also der Zeit, die vergeht zwischen dem Einstellen der Anfangsbedingungen und dem Einsetzen der Zündung. Dieses Problem wurde ebenfalls mit Hilfe eines 20 m langen Stoßrohres mit einem Durchmesser von 200 mm untersucht, das ein weites Gebiet der Anfangsbedingungen hinsichtlich Druck und Temperatur einzustellen gestattete. Der Augenblick des Zündens wurde durch ein optisches Verfahren ermittelt. Auch hier sei als Beispiel das Verhalten eines stöchiometrischen H_2 -Luft-Gemisches in Abb. 21 gezeigt.

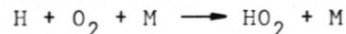
Die Zündverzugszeit τ_i wurde in Abhängigkeit von der Temperatur für drei Druckbereiche ermittelt, wobei sich bemerkens-

werte Unterschiede ergaben. Wie erwartet, nimmt die Zündverzugszeit mit steigender Temperatur ab, für verschiedene Drücke jedoch merklich unterschiedlich. Bei hohen Temperaturen, z. B. $1200^\circ K$, nimmt τ_i mit steigendem Druck ab, was durch das Anwachsen der Reaktionsgeschwindigkeit mit größer werdendem Druck zu erklären ist. Aber bei kleineren Temperaturen, z. B. $950^\circ K$, kehrt sich dieses Verhalten um, was zunächst auffällig ist. Hier wird eine neue Reaktion von Bedeutung, die mit wachsendem Druck hemmend auf den Ablauf der Reaktion einwirkt.

Im hohen Temperaturbereich handelt es sich im wesentlichen um die dem Druck proportionalen Reaktionen



Im niederen Temperaturbereich kommt die Reaktion



hinzu, wobei M ein beliebiges Teilchen bedeutet. Die Geschwindigkeit dieser Reaktion wächst zwar quadratisch mit dem Druck, aber HO_2 ist eine relativ träge weiterreagierende Substanz, die zugleich die sehr reaktionsfähigen H-Atome einfängt, so daß insgesamt die Reaktion mit steigendem Druck langsamer wird. Als Folge hiervon verschieben sich auch die Grenzen der Selbstzündung, die in diesen Bereichen zwischen 900 und $950^\circ K$ liegen.

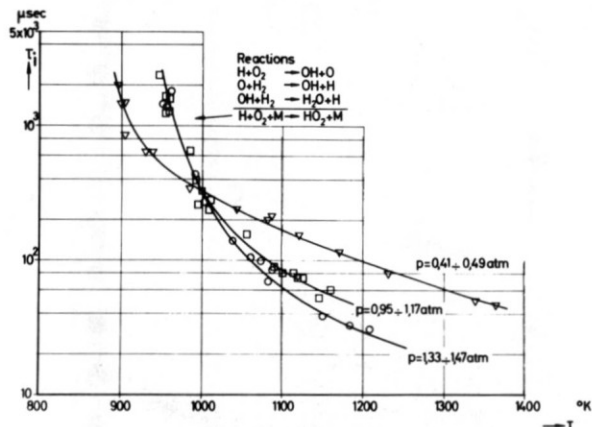


Abb.21: Zündverzugszeiten eines stöchiometrischen H_2 -Luft-Gemisches

Für die theoretische Erfassung dieser Vorgänge ist es von Bedeutung, die Geschwindigkeiten der einzelnen Reaktionen genau zu kennen. Es wird zur Zeit versucht, aus den Versuchen durch Variationsrechnungen ein optimales Koeffizientenschema zu ermitteln, das es gestattet, den gesamten Bereich genügend genau zu berechnen. Hier-

durch wäre eine weitere wichtige Komponente bei der Berechnung von Überschallströmungen mit Energiezufuhr bekannt.

7. Elektrostatische und elektromagnetische Energiezufuhr

Zum Abschluß soll noch über einige Arbeiten auf dem Gebiet der Energiezufuhr in elektrisch leitfähigen Strömungen berichtet werden, die u. a. für die Entwicklung von elektrischen Raketenantrieben und Plasmawindkanälen von großer Bedeutung sind.

Im ersten Beispiel soll auf Arbeiten von Löb und Freisinger (30, 31, 32, 33) eingegangen werden, die sich mit der elektrostatischen Beschleunigung befassen und zur Entwicklung eines hierauf beruhenden Triebwerks geführt haben.

Die Abb. 22 zeigt ein Schnittmodell dieses Triebwerks, dessen Funktion kurz erläutert werden soll. In einem mit 1 als Verdampfer bezeichneten Raum wird Quecksilber durch die mit 2 angedeutete Heizung verdampft, das durch eine poröse Wand 3 in den Entladungsraum 4 gelangt. Hier wird der Quecksilberdampf durch einen Hochfrequenzschwingkreis ionisiert. Die mit 5 gekennzeichneten Induktionsspulen umgeben diesen Raum und werden durch einen HF-Sender 6 gespeist. Die Beschleunigung erfolgt durch ein Elektrodensystem, wobei die Anode 7 ein Potential von 4,5 KV, die Kathode 8 ein Potential von - 2 KV und die Ausgangselektrode 9 das Potential 0 (Masse) besitzt. Die Extraktionsspannung beträgt daher 6,5 KV, aber die gesamte Strahlspannung nur 4,5 KV, um sie einer bestimmten angenommenen Mission optimal anzupassen. Der Neutralisator 10 sorgt für die Zuführung von Elektronen, um den Strahl elektrisch neutral zu machen.

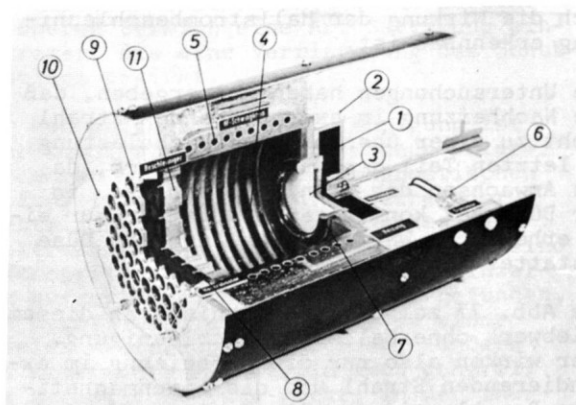


Abb.22: Schnittmodell des Ionen-Triebwerkes

Die Beschleunigung der Ionen erfolgt kurz vor der Kathode 8, der ein Plasmagrenzanker 11 vorgelagert ist. Dieser ist von besonderer Bedeutung für die fokussierte Extraktion der Ionen, die in der nächsten

Abb. 23 näher erläutert werden soll. Grenzanker, Kathode und Ausgangselektrode sind mit je 55 Bohrungen versehen, durch die der Ionenstrom geleitet wird. Auf der Abb. 23 ist jeweils eine Bohrung des aus Quarz bestehenden Plasmagrenzankers und der Kathode dargestellt. Wie angedeutet, baut sich im Bereich der Grenzankerbohrung ein Potentialfeld auf, dem ein Raumladegebiet und eine Plasmagrenzschicht vorgelagert sind, durch die keine Elektronen sondern nur Ionen dringen. Die Grenzschicht verankert sich am Rande der Quarzbohrungen. Das für die Beschleunigung der Ionen maßgebende Potentialfeld ist hohlspiegelartig gekrümmt, wodurch ein fokussierender Effekt entsteht und nahezu alle Ionen durch die kleinere Öffnung der Kathode gelangen. Die Einschnürung des Strahls ist durch die gestrichelten Linien angedeutet. Als Fokussierungsgrad β_i bezeichnet man das Verhältnis des durch die Kathodenöffnung fließenden Ionenstroms J_i/J zum gesamten Ionenstrom J . Die Differenz von $J - J_i$ wird zwar beschleunigt, prallt aber gegen die Wände, vor allem gegen die Kathode, und geht verloren. Diese Verluste sind jedoch bei diesem Verfahren im Gegensatz zu anderen Methoden sehr klein. Für praktische Fälle liegt β_i über 90 %, in speziellen Fällen wurden sogar 99 % erreicht.

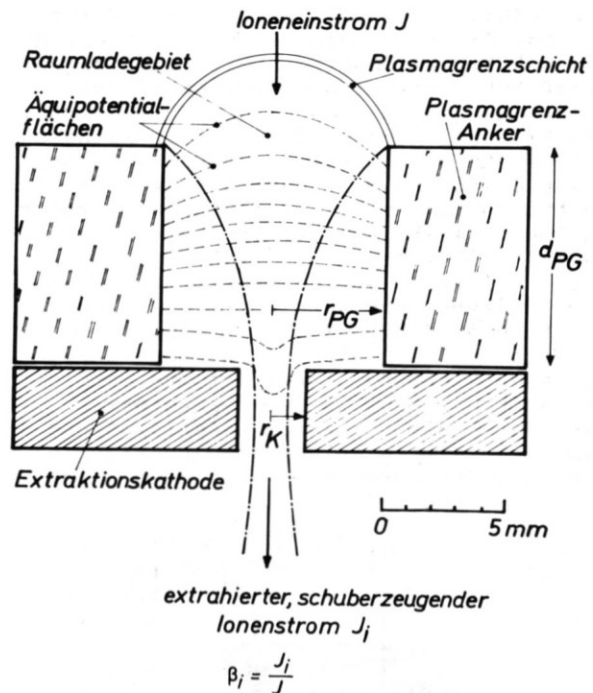


Abb.23: Schematische Darstellung der Ionen-Beschleunigung

Eine weitere wichtige Größe ist das Verhältnis des schuberzeugenden Ionenstroms J_i zu dem durch die Kathodenöffnungen ebenfalls fließenden Strom J_0 an Neutralgasteilchen. Da im Entladungsraum nicht alle Teilchen

ionisiert werden, verbleibt immer ein Rest an Neutralgas, der unbeschleunigt durch die Kathodenöffnung dringt und einen Treibstoffverlust darstellt. Es ist ohne weiteres verständlich, daß hier das Verhältnis $(r_k/r_{PG})^2$ der Bohrungsquerschnitte maßgebend ist, das mit der Fokussierung ursächlich im Zusammenhang steht. Daher ergibt sich ein sehr günstiger Massenwirkungsgrad, der als Verhältnis des Ionenmassenstroms zum gesamten Massenstrom zu verstehen ist. Hier wurden Werte bis zu 95 % erreicht.

Zu diesen außerordentlich vorteilhaften Verhältnissen tritt noch eine weitere wichtige Folge des Fokussierungseffektes. Wegen des kleinen Ionenverluststromes entsteht nur eine geringe Abnutzung der Kathode, deren Zerstäubung durch die aufprallenden Ionen sonst sehr nachteilig ist. Somit ergibt sich auch eine hohe Lebensdauer des Triebwerks, so daß diese Entwicklung als äußerst erfolgreich anzusehen ist.

Als weiteres Beispiel sei die Zufuhr von elektrischer Energie in Strömungen anhand von Lichtbogentriebwerken erläutert und hierbei auf neuere Ergebnisse hingewiesen. Untersuchungen dieser Art werden seit längerer Zeit von Peters und seinen Mitarbeitern durchgeführt (34 bis 41).

Der Aufbau eines solchen Triebwerks ist aus der Skizze in Abb. 24 zu erkennen. An der mit 1 bezeichneten Stelle wird einem ringförmigen Kanal der Treibstoff zugeführt, der die Kathode 2 umspült und von dem Lichtbogen, der zwischen der Kathode und der Anode 3 brennt, erhitzt wird und aus einer stark erweiterten Düse austritt. Um das Triebwerk sind zwei Magnetspulen 4 und 5 gelegt, wobei die Spule 5 in axialer Richtung verschoben werden kann. Auf diese Weise wird im Bereich vor der Düsenenerweiterung ein starkes axiales Magnetfeld erzeugt, das aber in der Düse und hinter dem Austritt mehr und mehr in radialer Richtung divergiert und variiert werden kann. Abb. 25 zeigt an einem Modell den künstlich durch Eisenfeilspäne kenntlich gemachten Magnetfeldverlauf einer solchen Anordnung.

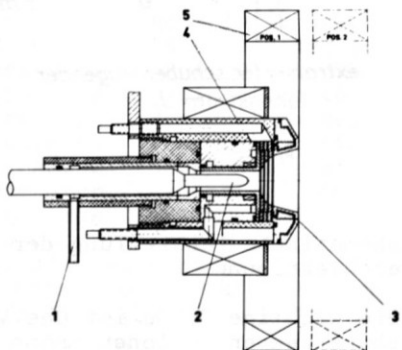


Abb.24: Lichtbogentriebwerk mit Hallstrombeschleunigung

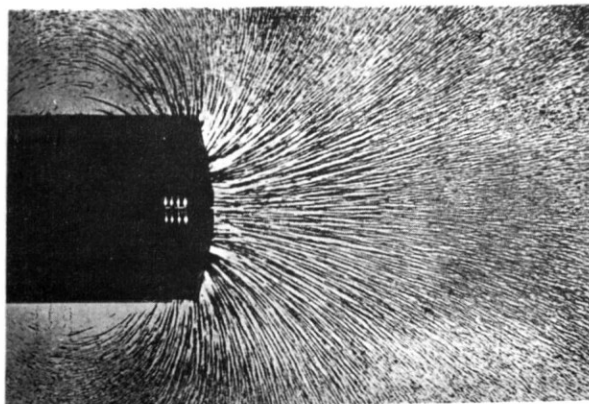


Abb.25: Magnetfeldverlauf, durch Eisenfeilspäne kenntlich gemacht

Bei dieser Anordnung treten folgende Effekte auf: Die thermische Aufheizung durch den Lichtbogen setzt sich auch in der Düse fort, so daß auch während der Expansion noch Wärme zugeführt wird. Ferner tritt eine durch den Bogenstrom erzeugte eigenmagnetische Beschleunigung auf, die auch ohne das durch die Spulen 4 und 5 erzeugte Magnetfeld wirksam ist. Hinzu kommt noch eine infolge des Magnetfeldes dieser Spulen einsetzende Nachbeschleunigung aufgrund des Hallstromeffektes. Der Hallstrom entsteht dadurch, daß infolge der Wechselwirkung des Bogenstroms mit dem angelegten Magnetfeld die Ladungsträger unter bestimmten Voraussetzungen eine rotatorische Driftbewegung um die Achse des Triebwerks ausführen. Dieser Ringstrom ergibt mit dem Magnetfeld der Spulen weitere Lorentzkräfte, deren axiale Komponenten zur Nachbeschleunigung führen.

Abb. 26 zeigt dieses Triebwerk im Betrieb, wobei im oberen Teil a der Treibstrahl ohne und im unteren Teil b mit eingeschaltetem äußeren Magnetfeld zu sehen und deutlich die Wirkung der Hallstrombeschleunigung erkennbar ist.

Die Untersuchungen haben nun ergeben, daß die Nachheizung im expandierenden Strahl nicht zu einer überhöhten Wärmebelastung im letzten Teil der Düse führen muß, da das Anwachsen der Grenzschichtdicke in der Düse bei konstanter Wandtemperatur eine erhebliche Wärmezufuhr längs der Düse gestattet (42).

Die Abb. 27 zeigt Messergebnisse an diesem Triebwerk ohne Hallstrombeschleunigung. Hier wirken also nur die Aufheizung im expandierenden Strahl und die eigenmagnetische Beschleunigung. Als Treibstoff wurden verschiedene Massendurchsätze von Argon und Stickstoff verwendet. Theoretische Überlegungen ergeben, daß der Schub infolge Aufheizung mit der Wurzel und infolge eigenmagnetischer Beschleunigung etwa mit dem Quadrat der Stromstärke anwächst. Der quadratische Anstieg ist in dem in logarithmischem Maßstab aufgetragenen Diagramm durch die gestrichelte Linie angedeutet.

Man erkennt, daß, in Übereinstimmung mit der Theorie, bei kleinen Massendurchsätzen dieses Gesetz vorherrscht, während bei großen Massendurchsätzen zunächst die Aufheizung noch überwiegt und erst bei großen Stromstärken der Schubverlauf vom quadratischen Gesetz beschrieben wird.

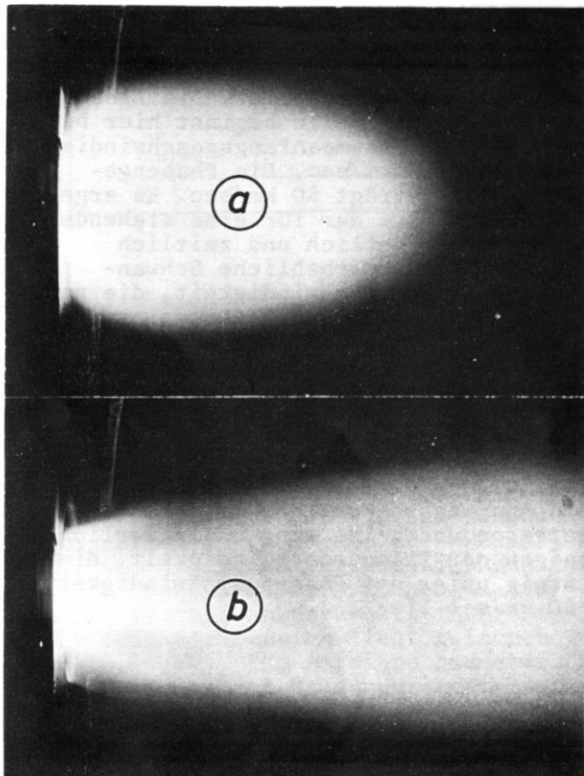


Abb.26: Argon-Plasmastrahl
a) ohne äußeres Magnetfeld
b) mit äußerem Magnetfeld

Abb. 28 zeigt den Schubverlauf infolge Hallstrombeschleunigung für Helium als Treibgas. Der Schub steigt mit Zunahme der Feldstärke stark an, jedoch scheint im oberen Bereich eine Art Sättigung einzutreten, die eine Verringerung des Schubanstiegs bewirkt.

Der Mechanismus der Beschleunigung ist sehr kompliziert, und eingehende Untersuchungen mit speziellen diagnostischen Hilfsmitteln, wie aerodynamische oder elektrische Sonden, oder Methoden der Spektroskopie und Mikrowellentechnik sind erforderlich, um die Vorgänge im einzelnen aufzuklären. So wurde z. B. gefunden, daß nicht nur die Hallkräfte zu einer axialen Beschleunigung führen, sondern das divergente Magnetfeld auch generell als magnetische Düse wirkt, in der thermische Energie und Rotationsenergie in axiale Strahlenergie umgewandelt werden.

Abb. 29 zeigt noch einmal das Triebwerk in Betrieb, wobei Helium als Treibgas dient bei einer Stromstärke von 250 Amp und einem Magnetfeld von 2 500 Gauss. Die Kenntnisse über die Vorgänge im Strahl sind nunmehr soweit fortgeschritten, daß

Prototypen für Raumfahrtmissionen gebaut werden können.

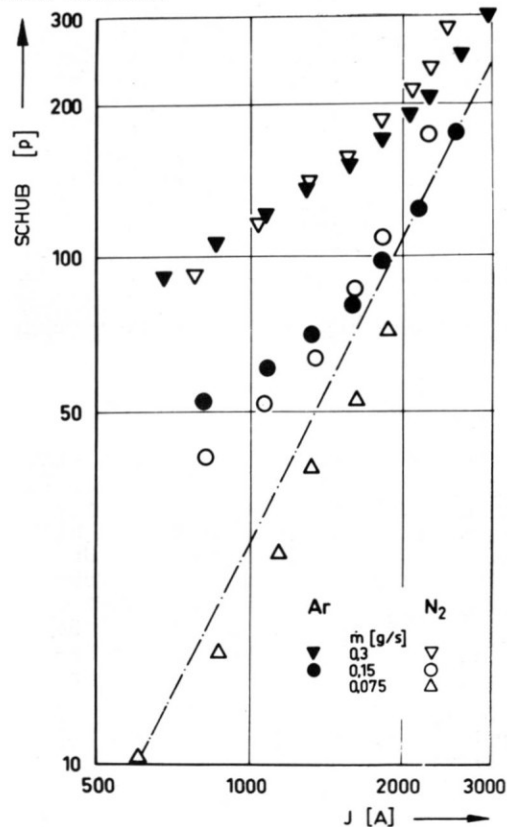


Abb.27: Schubverlauf infolge Aufheizung und eigenmagnetischer Beschleunigung

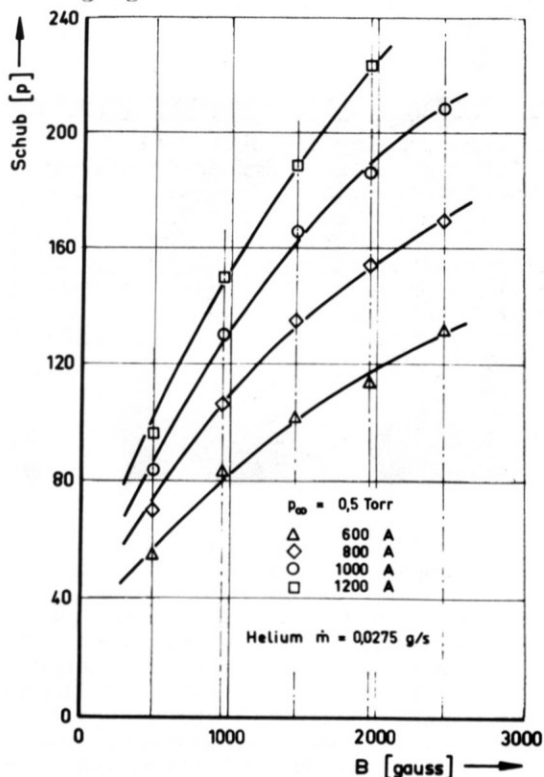


Abb.28: Schubverlauf infolge Hallstrom-Beschleunigung

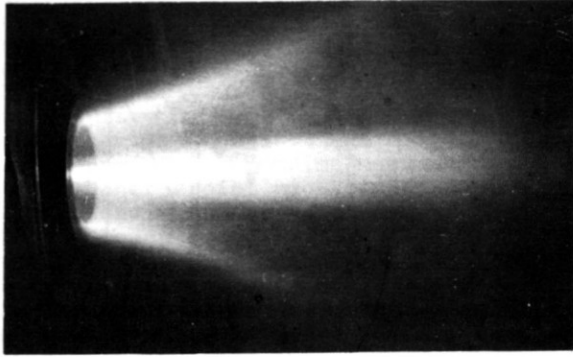


Abb.29: Helium-Plasmastrahl, 250 A,
2 500 Gauss

Als letztes Beispiel soll noch über eine Anlage gesprochen werden, bei der die Zufuhr der elektrischen Energie induktiv erfolgt, so daß das Strömungsmedium nicht mit Elektroden in Berührung kommt. Untersuchungen dieser Art sind von Wichmann und seinen Mitarbeitern durchgeführt worden (43 bis 46). Abb. 30 zeigt eine Beschleunigungsstrecke dieser Art im Betrieb. Das Gas strömt in das Rohr von rechts nach links und wird zunächst durch hochfrequente Wechselfelder, die durch die beiden rechts zu erkennenden Spulen auf das Arbeitsgas einwirken, ionisiert und damit elektrisch leitfähig. Gleichzeitig wird hierbei das Gas bereits auf eine Geschwindigkeit von 10 - 20 km/sec beschleunigt, mit der es in die Hauptbeschleunigungsstrecke eintritt. Diese besteht aus einem Spulensystem, durch das eine stehende elektromagnetische Welle erzeugt wird.



Abb.30: Elektrodenlose Beschleunigungsstrecke im Betrieb

Eine stehende Welle kann man sich durch die Überlagerung zweier Wanderwellen in entgegengesetzter Richtung der Phasengeschwindigkeit vorstellen. Wird ein Plasma nur von einer Wanderwelle beschleunigt, dann kann es maximal die Phasengeschwindigkeit erreichen. Bei der stehenden Welle ergeben sich unter bestimmten Voraussetzungen nun solche Verhältnisse, daß die in der Hauptbeschleunigungsrichtung

laufende Wanderwelle das Plasma in der gewünschten Richtung mehr beschleunigt, als die in entgegengesetzter Richtung laufende Welle das Plasma verzögert. Die Endgeschwindigkeit ist dadurch etwas kleiner als die Phasengeschwindigkeit.

Abb. 31 zeigt das Ergebnis theoretischer Berechnungen für einen bestimmten Fall, wobei die Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen ist. Die Einschaltung der stehenden Welle beginnt hier bei $t = 0$ und einer Plasmaanfangsgeschwindigkeit von etwa 20 km/sec. Die Phasengeschwindigkeit beträgt 60 km/sec. Es ergeben sich als Folge der für eine stehende Welle typischen örtlich und zeitlich wechselnden Felder erhebliche Schwankungen der Plasmageschwindigkeit, die noch dazu stark von der Ausgangsphasenlage bei $t = 0$ abhängen. Hier ist nur ein Beispiel für eine Ausgangsphasenlage aufgezeichnet. Für andere würde sich ein anderer Verlauf ergeben. Jedoch ergeben alle den gleichen Mittelwert für den Endzustand, der nach etwa 15 μ sec erreicht wird. Der berechnete Verlauf der Mittelwerte für alle möglichen Ausgangsphasenlagen ist ebenfalls aufgetragen und zeigt ein kontinuierliches Ansteigen der Plasmageschwindigkeit, die nur wenig unter der Phasengeschwindigkeit von 60 km/sec liegt.

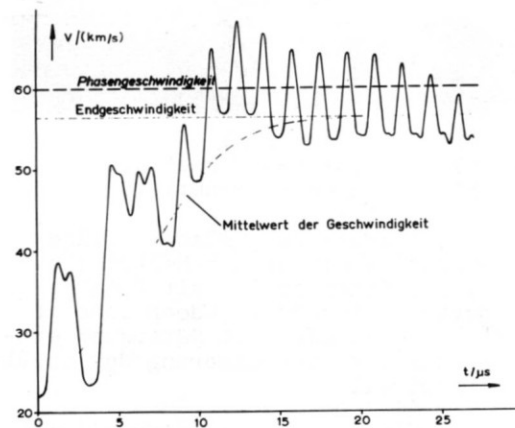


Abb.31: Beschleunigung durch stehende Wellen (Theoretische Werte)

Abb. 32 zeigt eine Messung mit der auf Abb. 30 gezeigten Versuchseinrichtung. Der hier dargestellte Fall ist der gleiche wie auf Abb. 31. Bei $t = 7,5 \mu$ sec wurde die stehende Welle eingeschaltet. Die Geschwindigkeit steigt innerhalb von 15 μ sec vom Ausgangswert von etwa 20 km/sec auf einen Wert an, der nahe bei der Phasengeschwindigkeit von 60 km/sec liegt. Die photoelektrisch ermittelten Geschwindigkeiten zeigen nur die Mittelwerte und nicht die hochfrequenten Schwankungen an. Die Ergebnisse der Experimente stimmen also sehr gut mit den theoretisch berechneten Kurven überein.

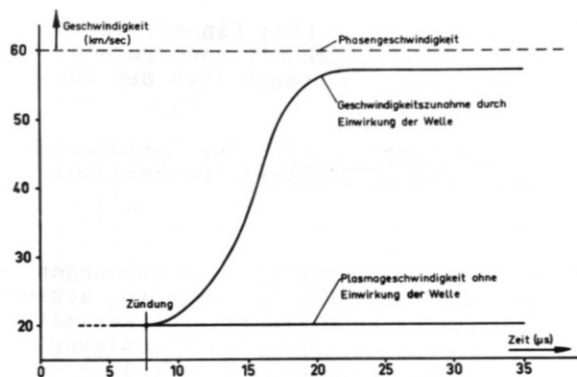


Abb. 32: Beschleunigung durch stehende Wellen (Experimentelle Werte)

Eine Anwendungsmöglichkeit dieses Beschleunigungssystems liegt sowohl bei Antrieben als vor allem bei Plasmawindkanälen. Wichtig ist, daß es sich um ein System handelt, das keine Elektroden verwendet und damit keine Abnutzungseffekte hat. Ferner ist es aus diesem Grunde möglich, einen Plasmastrahl zu erzeugen, der frei von jeglichen Verunreinigungen ist, was für bestimmte Untersuchungen als großer Vorteil anzusehen ist. Der Geschwindigkeitsbereich liegt zwischen 20 und 50 km/sec. Für Antriebe bedeutet dieses, daß sich bei Massendurchsätzen zwischen 10^{-5} und 10^{-6} kg/sec Schübe zwischen 2 und 50 pond ergeben. Es ist auch zu erwarten, daß gute Wirkungsgrade erreicht werden.

8. Schlußbemerkungen

Nach diesen wenigen Beispielen müssen meine Ausführungen enden. Sie sollten einen Einblick geben in die in der Bundesrepublik Deutschland bearbeiteten Forschungsthemen auf dem Gebiet der Strömungen mit Energiezufuhr. Die Auswahl der Beiträge war willkürlich und es konnte nicht Aufgabe sein, einen Gesamtüberblick zu geben. Dennoch hoffe ich, einige wichtige Probleme berührt zu haben, die insbesondere für die Entwicklung von Antrieben der Luft- und Raumfahrt von Bedeutung sind.

9. Literatur

- (1) G.I.TAYLOR: Stability of a Viscous Liquid Contained Between Two Rotating Cylinders, Phil.Trans.Roy.Soc.Ser.A. 223 (1923), S.289-343
- (2) K.KIRCHGÄSSNER: Verzweigungslösungen eines stationären hydrodynamischen Randwertproblems, Habilitationsschrift, Freiburg 1966
- (3) H.BENARD: Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide, Revue générale des Sciences pures et appliquées 11 (1900), S.1261-1271, S.1309-1328
- (4) Lord RAYLEIGH: On Convective Currents in a Horizontal Layer of Fluid when the Higher Temperature is on the Under Side, Phil.Mag.31 (1916), S.529-546
- (5) S.CHANDRASEKHAR: Hydrodynamic and hydro-magnetic stability, Oxford, 1961
- (6) H.GÜRTLER, K.KIRCHGÄSSNER, P.SORGER: Branching Solutions of the BENARD-Problem, erscheint in Festschrift zum 60. Geburtstag von SEDOV
- (7) K.KIRCHGÄSSNER, P.SORGER: Stabilität von Verzweigungslösungen der hydrodynamischen Randwertaufgabe, erscheint in ZAMM
- (8) V.I.JUDOVICH: Free Convection and Bifurcation, PMM 31 (1967), S.103-114
- (9) K.OSWATITSCH: Antriebe mit Heizung bei Überschallgeschwindigkeit. DVL-Bericht Nr. 90 (1959)
- (10) L.PRANDTL: Führer durch die Strömungslehre, 6. Aufl., Vieweg, Braunschweig, 1965, S. 395
- (11) F.BARTLMÄ: Schiefe Reaktionsfronten DLR FB 67-73 (1967)
- (12) F.BARTLMÄ: Randbedingungen bei schiefen Reaktionsfronten, ZFW, im Druck
- (13) K.OSWATITSCH: Schub und Widerstand bei Wärmezufuhr in Überschallströmung, Acta Mechanica, 3, 3 (1967)
- (14) L.H.TOWENEND: Some Effects of Stabil Combustion in Wakes formed in a Supersonic Stream, RAE Technical Note, Aero Nr. 2872, 1963
- (15) W.SCHNEIDER: Über den Einfluß von Wärmezufuhr auf die Hyperschallströmung um Kugel und Kreiszylinder. Wird in der ZFW veröffentlicht.
- (16) F.MAURER: Beeinflussung des Widerstandes und der Kopfwelle durch Wärmezufuhr im Staupunkt stumpfer Körper bei Überschallanströmung. Vortrag ICAS-Kongreß 1968, München
- (17) G.WINTERFELD: Flammenstabilisierung

- in Überschallströmen bei niedrigen Gastemperaturen; Vortrag WGLR-Jahrestagung 1966, Bad Godesberg
- (18) G.WINTERFELD: On the Stabilization of Hydrogen Diffusion Flames by Flame Holders in Supersonic Flow at Low Stagnation Temperatures to be published in: Proceed.Cranfield International Propulsion Symposium 1967 "Combustion in Advanced Gas Turbines Systems". Pergamon Press, London
- (19) M.KALLERGIS: Nomogramm-Darstellung der Vorgänge bei Staustrahltriebwerken mit äußerer Verbrennung; DLR FB 66-85
- (20) M.KALLERGIS: Über die Zufuhr von flüssigen und gasförmigen Medien in Überschallstrecken; DLR FB 68 - 28
- (21) D.KÜCHEMANN: Hyperschallflugzeuge und ihre aerodynamischen Probleme; WGLR-Jahrbuch 1964
- (22) L.H.TOWNEND: Ramjet propulsion for hypersonic aircrafts; RAE-Technical Memorandum, Aero Nr. 917, 1966
- (23) H.WIEGAND: Betrachtungen zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles in eine regelmäßige Folge gleich großer Tropfen; DVL-Bericht Nr. 608
- (24) J.THELEN, W.TROMMSDORFF, H.WIEGAND: Experimente zur Erzeugung von Flüssigkeitstropfen gleicher Größe; DVL-Bericht Nr. 609
- (25) W.TROMMSDORFF, H.WIEGAND, J.THELEN: Erzeugung von Flüssigkeitstropfen gleicher Größe; DVL-Bericht Nr. 591
- (26) Th.JUST, H.PIPPERT: Messungen von Relaxationseffekten in Düsenströmungen heißer Verbrennungsgase mittels einer Stoßrohranordnung; ZfW 14 1966, Heft 2, Seite 75-80
- (27) Th.JUST, H.PIPPERT: Measurements of Relaxation Effects in Nozzle Flow of HOT Combustion Gases by Means of a Shock Tube Technique II; AGARD CP no. 12 (1967) 761 - 776
- (28) Th.JUST, H.PIPPERT, P.ROTH: Vergleich von Messungen an relaxierenden Feuer gasen in einer Düsenströmung mit chemisch-kinetischen Rechnungen; Erscheint 1968 in der Zeitschrift für Flugwissenschaften
- (29) Th.JUST, F.SCHMALZ: Zündverzugszeiten von Wasserstoff-Luftgemischen bei Drücken unter 1 Atmosphäre und Temperaturen um 1 000° K. Erscheint 1968 als DVL-Bericht
- (30) H.LÖB: Astronautica Acta VIII, 49 (1962)
- (31) J.FREISINGER, H.LÖB: A Mercury Ion Propulsion System; Proceedings of the IAF, Vortrag auf dem IAC, Madrid 1966
- (32) J.FREISINGER, H.LÖB: Ein elektrostatisches Triebwerk mit Hochfrequenzionenquelle, Jahrbuch 1964 der WGLR
- (33) J.FREISINGER, H.LÖB: Zur Optimierung des Gießener Ionentriebwerkes; Raum-
- (34) G.KRÜLLE, E.UNGERER: Untersuchungen an kontinuierlich arbeitenden, achsensymmetrischen Plasmatriebwerken mit elektromagnetischer Beschleunigung, Z. Raumfahrtforschung, Heft 1, Jan.-März 1967
- (35) G.KRÜLLE: Characteristics and Local Analysis of MPD Thruster Operation, AIAA Paper No. 67-672, AIAA Electric Propulsion and Plasmadynamics Conf., Colorado Springs, Colorado, Sept. 1967
- (36) H.HÜGEL: Zur eigenmagnetischen Schuberzeugung in Lichtbogentriebwerken, Vortrag Nr. 43, WGLR/DGRR-Jahrestagung Karlsruhe, Oktober 1967 (Z.f. Flugwiss. im Druck)
- (37) H.HÜGEL: Magnetogasdynamic Properties of Stationary Supersonic Plasma Jets, AGARD-Panel. Propulsion and Energetics Munich, Sept. 1967 (AGARDograph im Druck)
- (38) M.U.BETH, M.G.KLING, G.NEDDER, W.L.BOHN: Angular Velocity Profiles of a Rotating Argon Plasma-Jet. Proc. VIII Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 27.8.-2.9.1967, Wien, S. 545
- (39) W.L.BOHN, M.U.BETH, G.NEDDER: On Spectroscopic Measurements of Velocity Profiles and Non-Equilibrium Radial Temperatures in an Argon-Plasma-Jet. J.of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 7, S. 661 - 676, 1967 (DVL-Bericht Nr. 689)
- (40) H.HÜGEL, G.KRÜLLE, Th.PETERS: Investigations on Plasma Thruster with Thermal and Selfmagnetic Acceleration. AIAA-J. 5, S. 551-558, 1967 (DVL-Bericht Nr. 662)
- (41) S.KRAUSE: Measurement of Swirl Angle in the Exhaust Jet of a Hall Current (MPD) Accelerator. Proc. VIII, Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 27.8.-2.9.1967, Wien, S. 547
- (42) A.FIX: Der Wärmeübergang an die Düsenwand bei Plasmaströmungen ohne und mit Wärmezufuhr während der Expansion, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, November 1967
- (43) A.MEERT, H.G.WICHMANN: Beschleunigung und Verzögerung von Plasma durch magnetische Wellen; erschienen im WGLR-

- (44) R.KÖHNE: Messung der elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der Zeit und des Ortes bei einem induktiv erzeugten Plasma; DVL-Bericht 761; 1968
- (45) A.MEERT, H.G.WICHMANN: Untersuchungen über physikalische und technische Probleme bei induktiven Plasmabeschleunigern mit stehenden Wellen; DLR-Mitteilung 68-12, 1968
- (46) R.KÖHNE, A.MEERT, H.G.WICHMANN: Theoretical and Experimental Investigations on Inductive Plasma Accelerators with Electromagnetic Standing Waves; Presented at the 19th Congress of the International Astronautical Federation; New York 13. - 19. Okt. 1968

10. Bilderverzeichnis

- Abb. 1: Couette-Strömung und Taylor-Wirbel
- Abb. 2: Taylor-Problem
- Abb. 3: Bénard-Problem
- Abb. 4: Bénard-Problem
- Abb. 5: Flugkörper mit äußerer Verbrennung am Heck
- Abb. 6: Strömungsvorgänge am Heck
- Abb. 7: Schema der Wärmezufuhr hinter der Kopfwelle eines stumpfen Körpers
- Abb. 8: Widerstandsbeiwert und Vortriebswirkungsgrad bei maximaler Wärmezufuhr und hohen Machzahlen
- Abb. 9: Außenverbrennung am Kopfende bei $M = 2,25$
- Abb.10: Schema der Versuchsanordnung für die Flammenstabilisierung in Überschallströmungen
- Abb.11: Schlierenaufnahme des Strömungsfeldes hinter einem Flammenhalter mit Flamme
Anströmmachzahl $M = 2,1$
- Abb.12: Schematische Darstellung der Strömung hinter einem Flammenhalter mit einem zweiten Rezirkulationsgebiet im Nachlauf
- Abb.13: Sichtbarmachung des zweiten Rezirkulationsgebietes hinter dem Flammenhalter
Machzahl $M = 2,1$
- Abb.14: Lage der hinteren Staupunkte der Rezirkulationsgebiete hinter Flammenhaltern, abhängig vom Gesamtdruck vor der Düse
Machzahl $M = 2,1$
- Abb.15: Änderung der reichen Brenngrenze einer Wasserstoff-Flamme, abhängig vom Gesamtdruck vor der Düse
Machzahl $M = 2,1$
- Abb.16: Äußere Verbrennung an einem Dreieckkörper bei einer Anström-Machzahl von $M = 4$
- Abb.17: Schlierenaufnahme des angeströmten Dreieckskörpers während der Kraftstoffausblasung und Photo des angeströmten Dreieckskörpers während der Verbrennung
- Abb.18: Erzeugung einer Folge von Dieselöltröpfchen gleicher Größe
- Abb.19: Verhalten von Wassertropfen in einem Luftstrom
- Abb.20: Temperaturverlauf in einer Düsenströmung (Verbranntes, stöchiometrisches H_2 -Luft-Gemisch)
- Abb.21: Zündverzugszeiten eines stöchiometrischen H_2 -Luft-Gemisches
- Abb.22: Schnittmodell des Ionen-Triebwerkes
- Abb.23: Schematische Darstellung der Ionen-Beschleunigung
- Abb.24: Lichtbogentriebwerk mit Hallstrombeschleunigung
- Abb.25: Magnetfeldverlauf, durch Eisenfeilspäne kenntlich gemacht
- Abb.26: Argon-Plasmastrahl
- Abb.27: Schubverlauf infolge Aufheizung und eigenmagnetischer Beschleunigung
- Abb.28: Schubverlauf infolge Hallstrom-Beschleunigung
- Abb.29: Helium-Plasmastrahl, 250 A, 2 500 Gauss
- Abb.30: Elektrodenlose Beschleunigungsstrecke im Betrieb
- Abb.31: Beschleunigung durch stehende Wellen (Theoretische Werte)
- Abb.32: Beschleunigung durch stehende Wellen (Experimentelle Werte)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Stabilität von Strömungen mit Energiezufuhr
3. Energiezufuhr im Außenraum umströmter Körper
4. Flammenstabilisierung in Überschallströmungen
5. Probleme der Brennstoffzuführung
6. Vorgänge bei Energieumsetzungen
7. Elektrostatische und elektromagnetische Energiezufuhr
8. Schlußbemerkungen
9. Literatur
10. Bildverzeichnis

=====