

ICAS Paper No. 68-13

SHOCKWAVE AND DRAG VARIATION OF BLUNT BODIES  
IN SUPERSONIC FLOW BY HEAT ADDITION IN THE  
STAGNATION POINT REGION

by

Franz Maurer and Walter Brungs  
DVL/Institut für angewandte Gasdynamik  
Porz-Wahn, Germany

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

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

Preis: DM 2.00



BEEINFLUSSUNG DES WIDERSTANDES UND DER KOPFWELLE  
DURCH WÄRMEZUFUHR IM STAUPUNKTBEREICH STUMPFER  
KÖRPER BEI ÜBERSCHALLANSTRÖMUNG

F. Maurer und W. Brungs

Deutsche Versuchsanstalt für  
Luft- und Raumfahrt E.V.  
Porz-Wahn, Deutschland

Übersicht

Eine Zufuhr von Wärme vor dem Dickenmaximum eines vorn spitzen Flugkörpers führt, wie allgemein bekannt ist, im Überschallbereich zu einem Anstieg des Widerstandes. Versuchsergebnisse zeigen, daß diese Feststellung nicht gültig ist für stumpfe Körper mit und ohne zentralem Nasenstift.

Durch Ausblasen von Wasserstoff aus dem Stift oder unmittelbar aus der Nase des stumpfen Körpers und durch Verbrennung an der Grenze zwischen dem der Nase vorgelagerten Unterschallfeld und der Überschallströmung kann der Widerstand erheblich reduziert und die Kopfwellenanordnung beeinflußt werden.

Eine theoretische Interpretation der Erscheinungen führt auf das komplexe Gebiet der ablösenden und wieder anlegenden Strömungen.

I. Einleitung

Das Problem der Wärmezufuhr bei Überschallgeschwindigkeit und das der Beeinflussung von Verdichtungsstößen wird in der Hochgeschwindigkeitsaerodynamik meistens getrennt und unter ganz verschiedenen Gesichtspunkten untersucht. Auf der einen Seite will man Wärme bei niedrigen Temperaturen zuführen, um Schub- oder Auftriebskräfte möglichst wirtschaftlich zu erzeugen; auf der anderen Seite ist es das sehr dringende Problem der Abschwächung des Überschallknalls.

Bei einer Wärmezufuhr im Bereich des Staupunktes vor einem stumpfen Körper findet man eine starke gegenseitige Abhängigkeit zwischen dem Verbrennungsvorgang und der sich ergebenden Stoßanordnung. Die entsprechende Änderung des Widerstandes war für einige Zeit umstritten; einerseits hatten theoretische Untersuchungen von Oswatitsch einen Anstieg des Widerstandes vorausgesagt<sup>(1)</sup>, wenn man an einem vorn spitzen Körper mit anliegender Stoßwelle stromauf vom Dickenmaximum Wärme zuführte, andererseits hatte eine experimentelle Überprüfung dieses Ergebnisses weder für vorn spitze noch für stumpfe Körper stattgefunden. Windkanalversuche waren für den Bereich des Überschalls daran gescheitert<sup>(6)</sup>, daß eine sich selbst haltende Staupunktflamme nicht erreicht wurde. Die experimentellen Voraussetzungen waren jedoch bei diesen Versuchen nicht besonders günstig, so daß zur Klärung des Sachverhaltes und zur Untersuchung des möglichen Einflusses einer Wärmezufuhr auf die Kopfwelle die Versuche, über die hier berichtet wird, durchgeführt wurden. Eine erste Anregung dazu ging von F. Schoppe<sup>(5)</sup> aus, der aufgrund vorwiegend thermodynamischer Überlegungen eine sehr starke Verminderung des Widerstandes und teilweise sogar Schub erwartete. In der bereits zitierten Arbeit von Oswatitsch wird jedoch vor rein thermodynamischen Überlegungen gewarnt, die leicht zu Fehlschlüssen verleiten, wenn man den widerstandserzeugenden Mechanismus selbst, nämlich die Verdichtungsstöße und die Wirkung der Wärmezufuhr auf die Ausbildung der Verdichtungsstöße vernachlässigt.

Für den Bereich des Hyperschalls wurde die für den Überschall abgeleitete Gesetzmäßigkeit für vorn spitze Körper unabhängig voneinander von Zierep<sup>(11)</sup> und von Oswatitsch<sup>(12)</sup> bestätigt. In einer neueren Arbeit von Schneider<sup>(13)</sup> wird für den quer angeströmten Zylinder und die Kugel im Hyperschall, also für den Fall stumpfer Körper, ein Lösungsansatz erfolgreich behandelt, bei dem die Dichteänderungen im Strömungsfeld als klein angesehen werden und die Wärmezufuhr nach einer seitlich abklingenden Gesetzmäßigkeit in einer Reaktionsfront vor dem Körper erfolgt. Als Ergebnis werden ebenfalls starke Widerstandsverminderungen bis zu 40% festgestellt. Ausdrücklich wird in dieser Arbeit darauf hingewiesen - und die gleiche Aussage kann für die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit vorweggenommen werden - daß in keinem Fall durch die berechnete oder gemessene Widerstandsverminderung Werte erreicht wurden, die nicht durch schlanke und vorn spitze Körper gleicher Querschnittsfläche erreicht oder unterschritten werden könnten.

## II. Experimentelle Anordnung und Versuchstechnik

Die Versuche wurden bei der Machzahl  $M = 2,25$  in der vertikalen Freistrahlmessstrecke von 220 mm  $\varnothing$  des Instituts für Angewandte Gasdynamik der DVL in Porz-Wahn durchgeführt<sup>(23)</sup>.

Die Bilder 1 bis 3 zeigen die wesentlichen Einzelheiten der Modellanordnung. Vorwiegend wurden Druckverteilungsmessungen durchgeführt (Bild 2). Der Gesamtwiderstand wurde für ein Modell mit halbkugelförmiger Nase (Bild 1) durch Kraftmessungen mit eingebauter und wassergekühlter DMS-Waage kontrolliert.

)\* Die Annahme konstanter Dichte wurde aus dort zitierten Arbeiten von Lighthill, Whitham, Hayes und Probstein übernommen.

Die Modelle bestanden aus einem halbkugelförmigen oder flachen Kopf mit anschließendem Zylinder, der zum Heck etwas verjüngt war, und konnten nach vorn mit zentrisch angeordneten Stiften oder Spikes verschiedener Länge ausgerüstet werden. An der Nase des Stiftes waren 8 oder 12 radiale Bohrungen für den seitlichen Austritt von Wasserstoff angebracht. Vor dem Eintritt des Wasserstoffes in den Stift wurde der Druck in einer erweiterten Kammer als "Ruhedruck" gemessen. Die Menge des zugeführten Wasserstoffes konnte außerdem mit einem Mengenmeßgerät ständig überwacht werden.

Der Winkel  $\varphi$  (Bild 2) kennzeichnet den Ort der Meßbohrung. Auch für den stumpfen Zylinder wurde diese Kennzeichnung beibehalten, wengleich die scharfe Zylinderkante des ausgetauschten Modellkopfes nicht bei  $\varphi = 45^\circ$  sondern bei  $\varphi = 42^\circ$  lag.

Eine Zündelektrode wurde nach Strömungsaufbau in die Nähe des Stiftes innerhalb des abgelösten Gebietes eingefahren und nach dem Überspringen des Zündfunken zurückgezogen. Bei Versuchen ohne Stift oder Spike gelang die Zündung nur, wenn die Elektrode eine bevorzugte Stelle nahe der zentrischen Austrittsbohrung des Wasserstoffes erreichte, und wenn der Ruhedruck des Wasserstoffes nicht zu niedrig war. Gemessen wurde während einer Blaszeit des Kanals von ca. 15 Sekunden jeweils Druckverteilung oder Widerstand a) ohne Brennstoffzufuhr b) mit Brennstoffzufuhr ohne Zündung c) mit Brennstoffzufuhr gezündet. Ein Vergleich der Druckverteilungskurven oder Widerstandswerte war unmittelbar nach dem Versuch möglich.

Zur Kontrolle der Stoßintensität in einigem Abstand vom Modell wurde bei einigen Versuchen zusätzlich eine zugeschärfte ebene Platte im Abstand von ca. 2 Modelldurchmessern angeordnet und über Druckverteilungsbohrungen die durch Reflexion des Verdichtungsstoßes erzeugte Druckverteilung an der Platte gemessen (Bild 3).



### III. Versuchsergebnisse

#### 1. Schlierenbilder

In den Bildern 5 bis 12 sind typische Schlierenbilder zusammengestellt, die folgende Strömungsvorgänge erkennen lassen:

Bild 5 zeigt das Modell mit sphärischem Kopf und Spike oder Stift ohne Wasserstoff- bzw. Wärmezufuhr. Die abgelöste Strömung am Stift, der schräge Verdichtungsstoß von der Nase des Stiftes und die Schulterwelle im Bereich der wiederanlegenden freien Scheerströmung sind deutlich erkennbar. Bild 6 zeigt das gleiche Modell mit Wasserstoffzufuhr aus radialen Bohrungen an der Nase des Stiftes, jedoch ohne Zündung. Die überraschende Wirkung ist zunächst eine Verlagerung des Ablösepunktes von der Nase des Stiftes nach hinten, die jedoch nur bei der abgebildeten Stiftlänge beobachtet wurde. Im Zusammenhang mit der Ablösung am Stift entsteht ein zusätzlicher Verdichtungsstoß und eine verstärkte Schulterwelle, so daß sich der Widerstand entsprechend erhöht. Anschließend wurde durch einen Funken im Rezirkulationsgebiet am Stift das Wasserstoff-Luft-Gemisch gezündet und die Wärmezufuhr eingeleitet. Der starke Einfluß der Wärmezufuhr auf die Modellumströmung geht aus Bild 7 hervor. Die Ablösung beginnt wieder gleich an der Nase des Stiftes wie in Bild 5, so daß der schräge Stoß von der Ablösung wieder mit dem Stoß von der Nase des Stiftes zusammenfällt. Die Schulterwelle ist vollständig abgebaut; die heißen Verbrennungsgase fließen über die Modellschulter in einem kontinuierlichen Expansionsvorgang ab. Wie noch gezeigt wird, ist der Widerstand stark reduziert.

In Bild 8 ist die brennende Staupunktflamme im direkten Licht ohne Schlierenoptik erkennbar. Der Verbrennungsvorgang ist offensichtlich auf den Bereich des abgelösten Rezirkulationsgebietes und den Bereich der freien Scheerströmung beschränkt.

Solche Bildserien wurden für eine Reihe von Stiftlängen bei verschiedenen Wasserstoffmengen untersucht, jedoch immer mit dem wesentlichen Ergebnis, daß die Schulterwelle vollständig abgebaut wurde.

Für den flachen Kopf, also für den stumpfen Zylinder mit Spike, ist die Schulterwelle von vornherein weniger ausgeprägt, da der Wiederanlegepunkt immer in der Nähe der scharfen Kante vorgegeben ist. Entsprechend sind die in den Schlierenbildern sichtbaren Änderungen weniger deutlich, ausgenommen die Fälle, in denen die bekannte instabile Strömung mit pulsierendem Totwasser am Stift und schwingenden Stößen auftritt.

Für  $l/D \approx 1$  bewirkt die Wärmezufuhr im allgemeinen eine Stabilisierung des Strömungsfeldes, während bei größeren Stiftlängen, bei denen ohne Wärmezufuhr die Staupunktströmung bereits stabil ist, lediglich die abfließenden heißen Verbrennungsgase im Schlierenbild sichtbar werden (Bild 9). Vergrößert man darüber hinaus die zugeführte Wasserstoffmenge, so kann umgekehrt ein destabilisierender Effekt wirksam werden, so daß ein pulsierender Verbrennungsablauf eingeleitet wird (Bild 10).

Für den stumpfen Zylinder ganz ohne Stift mit in Gegenstromrichtung axial austretendem Wasserstoffstrahl wurden die Bilder 11 und 12 aufgenommen. Im allgemeinen konnte zwar für höhere Austrittsdrücke des Wasserstoffs eine scheinbar stabile Flamme gezündet werden (Bild 12), die Funkenaufnahme (Bild 11) zeigt jedoch einen nicht stabilen Verbrennungsablauf. Wie frühere Untersuchungen von Finley<sup>(25)</sup> und auch neuere Untersuchungen von Charwat am CIT ergaben, pulsiert das Strömungsfeld unter bestimmten Bedingungen beim Ausblasen in Gegenstromrichtung auch ohne Wärmezufuhr.

## 2. Druckverteilungen

In den Bildern 13 bis 22 sind Druckverteilungen über dem Winkel  $\varphi$  aufgetragen, wobei  $\varphi$  den Ort der Druckbohrung auf der Mantellinie des Modells kennzeichnet (Bild 2). Die Befestigung der auswechselbaren Stifte sowie die kleine Beruhigungskammer für die Wasserstoffströmung im Modell verhinderten, daß Druckmeßbohrungen ohne besonderen Aufwand für  $\varphi < 30^\circ$  angebracht werden konnten. Es fehlt dadurch die Information über das Druckniveau ganz nahe an der Wurzel des Stiftes. Die Stiftlänge  $l/D$  wird von Bild zu Bild variiert. Die Teile a) zeigen jeweils die Druckverteilung ohne Wasserstoff und mit unterschiedlichen Wasserstoffmengen jedoch ohne Zündung. Die Teile b) zeigen entsprechende Druckverteilungen jedoch nach erfolgter Zündung des Wasserstoff-Luftgemisches.

### 2.1 Druckverteilungen am Modell mit sphärischem Kopf

Ein Vergleich der Bildteile a) und b) der Bilder 13 bis 17 zeigt deutlich den Einfluß der Wärmezufuhr. Für die Stiftlänge  $l/D = 1,875$  (Bild 13a) vergrößert der kalt eingeblasene Wasserstoff das Druckmaximum über der Modellschulter infolge eines ähnlichen Vorganges, wie er aus dem Schlierenbild 6 erkennbar ist und beschrieben wurde. Die unregelmäßige Ausbildung der Maxima ist eine Folge der um eine Meridianebene streuenden Anordnung der Druckmeßbohrungen und in Verbindung damit auf den Austritt des Wasserstoffes aus radialen Bohrungen zurückzuführen (Bild 2). Auch aus den Bildern der Staupunktflamme (z.B. Bild 8) erkennt man ebenfalls Intensitätsschwankungen auf dem Umfang.

Nach erfolgter Zündung des Gemisches, Bild 13b, sind die Druckmaxima stark reduziert, was mit Hilfe des Schlierenbildes (Bild 7) als Folge der abgebauten Schulterwelle gedeutet werden kann. Auffällig ist auch, daß schon die kleinste im Versuch eingeblasene Menge  $H_2$  die größte Wirkung

hatte, und daß eine Steigerung der Wärmezufuhr einen erneuten Anstieg des Druckmaximums und damit auch des Widerstandes zur Folge hatte. Aus dem Verlauf der Druckverteilung am zylindrischen Modellteil ist ersichtlich, daß bei der größten Menge  $H_2$  von 4,9 g/sec der Verbrennungsvorgang im Staubereich nicht beendet war und infolge Wärmezufuhr am Zylinder ein Druckanstieg gemessen wurde. Die einzelne Meßbohrung am verjüngten Heck zeigt keine nennenswerten Veränderungen.

Für die Stiftlänge  $l/D = 1,625$  (Bild 14) wirkt der kalt eingeblasene Wasserstoff nicht mehr widerstandserhöhend, sondern zeigt bereits eine ähnliche Wirkung wie die Wärmezufuhr durch geringfügigen Abbau der Druckspitze. Die hier nicht wiedergegebenen Schlierenbilder zeigen keine deutliche Veränderung. Die Zündung des Gemisches wirkt wie vorher; die Schulterwelle verschwindet vollständig und der Druckverlauf ist stark reduziert. Auch hier wird mit der kleinsten Menge die größte Wirkung erzielt. Ein Vergleich der Bilder 15a und b bis 17a und b führt zu ähnlichen Ergebnissen, nur daß für  $l/D = 1$  alle zugeführten Wärmemengen annähert gleiche Druckverteilungen ergaben.

Die Druckspitze ohne Wärmezufuhr steigt wie erwartet mit kürzer werdendem Stift weiter an; die Wirkung der Wärmezufuhr ist gegenüber der Wirkung des kalten Wasserstoffes nicht mehr so groß wie bei den längeren Stiften.

### 2.2 Druckverteilungen am Modell mit flachem Kopf

Die Bilder 18 bis 21 zeigen Druckverteilungen am Modell mit flachem Kopf und Stift.

Die Stiftlängen  $l/D = 1,625$  und längere Stifte lassen kaum eine Wirkung durch Zufuhr von Wasserstoff ohne oder auch mit Zündung erkennen (Bild 18).

In Bild 19 ist für  $l/D = 1,25$  die Wirkung der Wärmezufuhr gleichfalls noch gering. Die entsprechenden Schlierenbilder, z.B.

Bild 10, zeigen jedoch, daß mit zunehmender Wärmezufuhr die Strömung im Staubeereich instabil wird mit pulsierender Verbrennung.

Ein überraschendes Ergebnis zeigen die Druckverteilungen in Bild 20 für  $l/D = 1$ : Der kalte, nicht gezündete Wasserstoff reduziert den Druck an der Stirnfläche stärker als die Wärmezufuhr nach erfolgter Zündung. Bei einem Vergleich mit den entsprechenden Schlierenbildern erkennt man jedoch, daß die Strömung ohne Zufuhr von Wasserstoff den bereits bekannten pulsierenden Charakter hat, so daß die über ein System von Druckmeßleitungen gemessene Druckverteilung nur Mittelwerte wiedergibt, die durch Druckspitzen in einer Schwingungsphase mit nahezu senkrechtem Stoß stark überhöht sind. Der Wasserstoff wirkt in diesem Fall stabilisierend, auch ohne Zündung, so daß schon ohne Wärmezufuhr der Vorkörperwiderstand stark herabgesetzt wird. Nach erfolgter Zündung von nur rund  $1 \text{ g/sec H}_2$  blieb die Strömung stabil. Für die größeren Mengen  $\text{H}_2$  bewirkte die Zündung erneut instabile Strömungsverhältnisse mit pulsierender Verbrennung.

Ähnliche Ergebnisse mit überlagerten Effekten von Wasserstoffzufuhr, Wärmezufuhr und dem Wechsel von pulsierender zu stationärer Strömung oder auch umgekehrt erhält man für alle kürzeren Stifte. So wirken in Bild 21a die größeren Mengen kalten Wasserstoffes und in Bild 21b die kleinste Menge Wasserstoff nach erfolgter Zündung stabilisierend, was jeweils den Vorkörperwiderstand reduziert.

### 2.3 Modell mit flachem Kopf ohne Stift

Die Druckverteilungen in Bild 22 zeigen den Einfluß der Wärmezufuhr vor dem stumpfen Zylinder ohne Stift, wenn der Wasserstoff aus einer zentrischen Bohrung gegen die Strömungsrichtung ausgeblasen wird.

Der Zündvorgang gelang erst bei größeren Mengen  $\text{H}_2$ , da offensichtlich die Ausbildung

eines abgelösten ringförmigen Rezirkulationsgebietes als Flammhalter-Mechanismus der Zündung vorausgehen muß.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen mit Stift steigt die den Widerstand vermindernde Wirkung mit steigender Wärmezufuhr, ohne im Bereich der im Versuch möglichen Wärmezufuhr einen Minimalwert zu erreichen. Dennoch ist entsprechend den Ergebnissen mit kurzen Stiften nicht zu erwarten, daß der Druckbeiwert auf der Stirnfläche auch bei noch größeren Mengen Wasserstoff unter  $c_p = 0,5$  reduziert werden kann.

Das Schlierenbild Bild 11 zeigt, daß der Verbrennungsvorgang nicht stabil ist, jedoch war die Staupunktströmung auch ohne Zündung, also mit kaltem Wasserstoff, pulsierend<sup>(25)</sup>.

### 2.4 Druckverteilung an einer benachbarten ebenen Platte zur Kontrolle der Stoßintensität

Mit der in Bild 3 gezeigten Modellanordnung wurde die Stoßintensität im Abstand von knapp zwei Modelldurchmessern mit und ohne Wärmezufuhr durch Vergleich der Druckverteilungen (Bild 23a und b) kontrolliert. Im Teil a des Bildes ist der Einfluß des kalt eingeblasenen Wasserstoffes erkennbar. Da die x-Achse für die Auftragung stark gedehnt wurde, sind die Unterschiede als geringfügig anzusehen. Im Teil b des Bildes sind die Unterschiede nach erfolgter Zündung des Wasserstoffes deutlicher, und zwar wandert der Ablösepunkt der Plattengrenzschicht stromauf, was bei gleicher Anordnung des Modelles und insbesondere der Nase des Stiftes relativ zur Platte eine Verstärkung des Stoßes bedeutet. Das höher liegende Druckmaximum deutet gleichfalls darauf hin.

Somit kann festgestellt werden, daß die Wärmezufuhr im Staupunktbereich zwar den Verdichtungsstoß an der Modellschulter vollständig abbaut, daß aber dennoch der Stoß in größerem Abstand vom Modell eher verstärkt als geschwächt wird.

Im folgenden Abschnitt wird versucht, für die durch Schlierenbilder und Druckverteilungsmessungen beobachteten Erscheinungen Modellvorstellungen zu entwickeln, die die wesentlichen Resultate zumindest qualitativ erklären.

#### IV. Impulssatzanalysen zur Deutung der Widerstandsänderung

##### 1. Strömungsmodell A (Bild 24)

Für den stumpfen Körper mit Nasenstift war die Wirkung der Wärmezufuhr eine Abschwächung bzw. der vollständige Abbau der Schulterwelle (vgl. Bild 7). Die im Totwasser oder in der angrenzenden Mischzone entstehenden Verbrennungsgase strömen in einer kontinuierlichen Expansion über die Modellschulter ab und sind im Schlierenbild deutlich von der kalten Außenströmung zu unterscheiden.

Damit kann eine vereinfachende Beschreibung des Strömungsfeldes entsprechend Bild 24 angegeben werden:

Es wird angenommen, daß die Menge der zugeführten Wärme gerade so groß ist, daß an der Stelle 3 ein thermisch blockierter Zustand herrscht, d.h. die Verbrennungsgase verlassen die eingezeichnete Kontrollfläche mit Schallgeschwindigkeit. Zur Vereinfachung der Impulsanalyse wird ein zweidimensionales Strömungsfeld mit gleichförmigen Geschwindigkeitsverteilungen an den Stellen 1, 2 und 3 der Kontrollfläche untersucht. An der Stelle 1, die durch die Nase des Stiftes gegeben ist und an der die Grenzschicht bereits ablösen soll, strömt die Luftmenge  $H \rho_1 v_1$  in das Kontrollvolumen ein und wird im schrägen Verdichtungsstoß um den Winkel  $\delta$  umgelenkt. An der Grenze des Totwassers soll nun ein Teil der eintretenden Luft, gekennzeichnet durch  $\epsilon H \rho_1 v_1$ , in einem Mischungsvorgang in das abgelöste Strömungsfeld eintreten und dort als Verbrennungsluft stark aufgeheizt werden. Der Wasserstoff soll ohne Impuls-komponente in x-Richtung in die Kontrollfläche einströmen.

Die nicht am Verbrennungsvorgang beteiligte Luft verläßt die Kontrollfläche an der Stelle 2 unter einem Winkel  $\delta$ . Dieser Winkel  $\delta$  ist zu unterscheiden von dem Winkel  $\delta'$ , der die Grenze des am Verbrennungsvorgang beteiligten Gebietes gegenüber der umgelenkten Außenströmung markiert.  $\delta'$  soll den Winkel einer porösen Wand kennzeichnen, die in der Außenströmung den schrägen Stoß unter dem Winkel  $\delta'$  erzeugt, die aber für eine Luftmenge  $\epsilon H \rho_1 v_1$ , nämlich der Verbrennungsluft, durchlässig ist.  $\delta$  kann als Funktion von  $\delta'$  in Verbindung mit dem Mischparameter  $\epsilon$  angenähert berechnet werden<sup>(15)</sup>.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta' &= \frac{H}{L} \\ &= \frac{d}{L} \cdot \frac{1}{1 - \epsilon M \sqrt{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2} \sqrt{\frac{2}{\kappa + 1}} \sqrt{\frac{T_{O3}}{T_{O1}}}} \end{aligned}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta' \left( 1 - \epsilon \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2} \right)$$

Mit  $\delta$  folgt aus den bekannten Beziehungen für den schrägen Stoß das Druckverhältnis  $p_2/p_1$ .

Unter diesen Voraussetzungen liefert der Impulssatz für die eingezeichnete Kontrollfläche:

$$\begin{aligned} (\rho_1 + \rho_1 v_1^2) H - (\rho_3 + \rho_3 v_3^2) h - W \\ - (1 - \epsilon) \rho_1 v_1^2 H \cos \delta = 0 \end{aligned}$$

Darin ist W der Druckwiderstandsanteil des stumpfen Vorkörpers. Die etwas langwierigen Umformungen sollen hier nicht wieder gegeben werden. Das Ergebnis für den Druckwiderstandsbeiwert ist in Bild 24 als Funktion von  $\epsilon$  und dem Temperaturverhältnis  $T_{O3}/T_{O1}$  angegeben. Das Druckverhältnis  $p_2/p_1$  ist das statische Druckverhältnis im schrägen Stoß und ergibt sich mit dem Umlenkungswinkel  $\delta$ . Man kann  $\epsilon$  und



$T_{O_3}/T_{O_1}$  wahlweise als freie Parameter ansehen oder mit zusätzlichen vereinfachenden Annahmen, wie z.B. Verbrennungsluftverhältnis  $\lambda = 1$  als Funktion der zugeführten Wasserstoffmengen berechnen. Das Ergebnis der Berechnung von  $c_{wD}$  ist in allen Fällen ein Anstieg des Druckwiderstandes mit wachsender Wärmezufuhr, wie aus den oberen Kurven in Bild 26 ersichtlich. Es ist nicht anzunehmen, daß beim Übergang von der zweidimensionalen Anordnung der Rechnung auf rotationssymmetrische Modelle das Ergebnis qualitativ ganz anders aussehen würde. Dennoch wurde in den Versuchen mit rotationssymmetrischen Modellen eine starke Abnahme des Druckwiderstandes gemessen. Man muß daraus folgern, daß das für die Rechnung vorausgesetzte Strömungsmodell den Effekt der Widerstandsabnahme physikalisch nicht erfaßt.

Eine erneute Überprüfung der Schlierenbilder (z.B. Bild 7) und der entsprechenden Druckverteilungskurven (z.B. Bild 13 bis 16) läßt in Verbindung mit dem Ergebnis der Rechnung folgenden Sachverhalt erkennen:

- a) Die kleinste im Versuch zugeführte und verbrannte Menge Wasserstoff ergab im allgemeinen schon die maximale Widerstandsverminderung. Weitere Steigerung der zugeführten Wärme brachte in den meisten Fällen einen erneuten Anstieg des Druckwiderstandes für Körper mit Nasenstift.
- b) Die kleinste im Versuch zugeführte Menge Wasserstoff reichte aus, die "Schulterwelle" vollständig abzubauen; die Modellvorstellung der Rechnung erfaßt aber nur den Einfluß der Wärmezufuhr, die nach vollzogenem Abbau der Schulterwelle erfolgt, und deren Wirkung ein Anstieg des Widerstandes ist, der experimentell qualitativ bestätigt wird.
- c) Der Einfluß der Wärmezufuhr auf die Schulterwelle ist der für die Widerstandsverminderung entscheidende Mechanismus,

der von der Modellvorstellung, die eine stoßfreie Expansion über der Modellschulter annimmt, nicht erfaßt wird.

## 2. Strömungsmodell B (Bild 25)

Durch eine geringfügige Abwandlung der hier beschriebenen Impulsanalyse kann die Widerstandsänderung untersucht werden, die sich ergibt, wenn die heißen Gase nicht über der Modellschulter abfließen, sondern durch axiale nach hinten gerichtete Düsen im stumpfen Körper (Bild 25).

Das Ergebnis für den Druckwiderstandsbeiwert ist in Bild 26 angegeben.

In diesem Fall zeigt die Auswertung einen geringfügigen Abfall des Widerstandes auch noch nach vollständigem Abbau der Schulterwelle. Diese Anordnung wurde experimentell jedoch nicht untersucht, da es in dieser Arbeit nicht primär darauf ankam, Widerstände zu vermindern oder gar Schub zu erzeugen. In diesem Fall wäre die Wärmezufuhr nach dem Dickenmaximum sicherlich vorzuziehen.

Das bisherige Ergebnis der Impulsanalyse bei abfließenden heißen Gasen über der Modellschulter besagt also, daß die gemessene Verminderung des Widerstandes nur über den Abbau der Schulterwelle verständlich ist. Eine physikalische Erklärung, warum die Wärmezufuhr diesen Stoß abbaut, soll im folgenden Abschnitt versucht werden.

## 3. Einfluß der Wärmezufuhr auf das Wiederanlegen der freien Scheerströmung

Der Verdichtungsstoß an der Modellschulter bildet sich in ursächlichem Zusammenhang mit dem Wiederanlegen der freien Scheerströmung an das Modell. Das Problem der über Verdichtungsstöße ablösenden und wieder anlegenden Grenzschicht ist schon ohne Massen- und Wärmezufuhr äußerst kompliziert und in Verbindung mit turbulenten Mischvorgängen noch nicht befriedigend gelöst. Die Arbeiten von Chapman<sup>(18)</sup>, Korstet al<sup>(19)</sup>, Nash<sup>(22)</sup> und Denison and



Baum<sup>(21)</sup> entwickeln Methoden zur Bestimmung der Geschwindigkeit auf der Wiederanlege-Stromlinie im Verhältnis zur Geschwindigkeit in der umgelenkten Außenströmung. Der entsprechende Ruhedruck auf dieser Stromlinie ist zwar gleich dem statischen Druck am Wiederanlegepunkt; das Maximum des statischen Druckes wird jedoch erst weiter stromab erreicht. Dieser restliche Druckanstieg ist von Nash durch eine empirische Korrelation zuerst angegeben worden. Den Fall zusätzlicher Massenzufuhr und neuerdings auch Wärmezufuhr innerhalb des abgelösten Gebietes behandelt Korst<sup>(20)</sup>. Im vorliegenden Fall wird jedoch, den Bildern der Staupunktflamme entsprechend, ein großer Teil der Wärme innerhalb oder im Bereich der freien Scheerströmung zugeführt. In welcher Weise diese Wärmezufuhr die Geschwindigkeitsprofile und Dichteprofile der Scheerströmung beeinflusst, kann zunächst nur qualitativ abgeschätzt werden.

In Bild 27 ist das durch ein Quadrat gekennzeichnete Feld noch einmal vergrößert dargestellt, und zwar ist im Bereich des Wiederanlegepunktes an der schrägen Wand eine Kontrollfläche so eingezeichnet, daß in Richtung  $\xi$  parallel zur Wand eine Gleichgewichtsbedingung formuliert werden kann:

Die Scheerströmung nähert sich der Wand stark verzögert und hat beim Eintritt in die Kontrollfläche die Geschwindigkeit  $v$  auf der Wiederanlege-Stromlinie. Infolge des Geschwindigkeitsgradienten  $\partial v / \partial y$  quer zu dieser Stromlinie ist die Geschwindigkeit oberhalb der Wiederanlege-Stromlinie größer, dafür die Umlenkung an der Wand jedoch schwächer als unterhalb der Stromlinie. Hier ist die Geschwindigkeit klein, dafür aber die Umlenkung besonders stark, so daß in Verbindung mit der in Wandrichtung wirksamen Impulskomponente der insgesamt einfließenden Strömung die Gleichgewichtsbedingungen für verlustlose inkompressible Umlenkung formuliert werden können. Ein Dichtegradient soll nur quer zu den Stromlinien existieren. Quantitativ ist

infolge der Voraussetzung einer verlustlosen Umlenkung der Aussagewert eines wie auch immer gearteten Ergebnis gering. Die Vernachlässigung der Wandschubspannungen ist weniger kritisch, da diese in Staupunktnähe sehr klein und darüber hinaus noch gegeneinander gerichtet sind.

Ohne auf Einzelheiten der Formulierung einzugehen, läßt sich eine angenäherte Beziehung zwischen dem Wandwinkel, dem Geschwindigkeitsgradienten und dem Dichtegradienten ableiten, wie sie im Bild 27 angegeben ist. Daß eine Beziehung zwischen den genannten Gradienten und der Wandneigung, die allein ein stabiles Wiederanlegen der spezifischen Scheerströmung ermöglicht, bestehen muß, ist evident, selbst wenn der Grenzübergang  $\Delta y \rightarrow dy$  nicht sinnvoll ist. Eine strenge Zuordnung kann mit einer solchen lokal angeschriebenen Gleichgewichtsbedingung nicht gefunden werden. Dennoch sind folgende Feststellungen möglich:

Die Wirkung der Wärmezufuhr im Bereich der Scheerströmung führt zu einem starken Dichtegradienten  $\partial \rho / \partial y$ , der ohne Wärmezufuhr vergleichsweise klein ist; desgleichen wird die Dichte im Bereich der Wiederanlegestromlinie stark reduziert. Beides führt in der in Bild 27 angeschriebenen Beziehung zu einer starken Vergrößerung der Winkel-funktion  $\frac{1}{2} \frac{\cos \alpha}{1 + \sin^2 \alpha}$ , was für die Wandneigung  $\alpha$  eine entsprechende Verkleinerung bedeutet.

Voraussagen bezüglich der Änderung des Geschwindigkeitsgradienten und der Geschwindigkeit bei Annäherung an die Wand infolge Wärmezufuhr in der Scheerströmung sind ohne Kenntnis oder Annahmen von Einzelheiten des Verbrennungsablaufes kaum möglich. Es ist jedoch anzunehmen, daß die Geschwindigkeit  $v$  auf der Wiederanlege-Stromlinie nicht in dem Maße anwachsen wird wie  $\rho$  durch Wärmezufuhr abnimmt. Der "Antriebsmechanismus" für die Scheerströmung dürfte auch mit Wärmezufuhr im abgelösten Gebiet nur über die Zähigkeitskräfte verständlich sein, so daß die Maximalgeschwindigkeit erst in der

kalten Außenströmung erreicht wird.

Argumentationen, nach denen auf der Überschallseite der Scheerströmung infolge der Verdrängungswirkung durch Wärmezufuhr die Geschwindigkeit reduziert, auf der Unterschallseite - dem Charakter der Unterschallströmung entsprechend - die Geschwindigkeit jedoch gesteigert würde, sind leicht irreführend, da hier Voraussetzungen und Vorstellungen der isoenergetischen Strömung in unzulässiger Weise übertragen werden.

Das Geschwindigkeitsglied  $1/v \cdot \partial v / \partial y \Delta y$  der Beziehung in Bild 27 wirkt somit dem Einfluß des Gliedes  $1/\rho \cdot \partial \rho / \partial y \Delta y$  möglicherweise entgegen, ohne jedoch dessen Wirkung einer deutlichen Verkleinerung von  $\alpha$  aufzuheben.

Mit steigender Wärmezufuhr wandert demnach der Wiederanlegepunkt auf der Modellschulter nach außen, damit das Wiederanlegegleichgewicht gewahrt bleibt. Für die Ausenströmung bedeutet das, daß die noch erforderliche Umlenkung kleiner, und damit der Verdichtungsstoß schwächer wird. Schon bei den kleinsten Wasserstoffmengen, bei denen die Zündung gelang, war bei den Modellen mit Spike die Schulterwelle vollständig abgebaut und eine weitere Wärmezufuhr sowohl vom Standpunkt der Widerstandsverminderung wie auch vom Standpunkt der Stoßwellenbeeinflussung (Abschnitt III 2.4) sinnlos.

#### V. Wärmezufuhr stromauf vom Flugkörper

Bei dem stumpfen Zylinder ohne Spike wurde mit wachsender Menge  $H_2$  und Verbrennung eine kontinuierliche Abnahme des Widerstandes bis zur maximal im Versuch möglichen Menge  $H_2$  gemessen. Hier überlagern sich jedoch zwei Effekte: Der aus einer zentrischen Bohrung in Gegenstromrichtung austretenden  $H_2$ -Strahl wirkt selbst ähnlich wie ein fester Stift, der den Widerstand des stumpfen Zylinders durch Vergrößerung der effektiven Schlankheit reduziert. In dem

Zusammenhang kann auf eine ausführliche Arbeit von Finley<sup>(25)</sup> hingewiesen werden, in der kalte Gasstrahlen in Gegenstromrichtung ausgeblasen werden. Auch hier bringt eine Aufteilung der Antriebsstrahlen in einen nach vorn und nach hinten gerichteten Strahl eine Schubeinsparung von 40% gegenüber einer Anordnung mit nur nach hinten gerichtetem Antriebsstrahl. Der Einfluß der Wärmezufuhr überlagert sich diesem Einfluß des kalten Gasstrahles.

Schließlich sei noch auf eine andere Auswirkung der Wärmezufuhr hingewiesen, sofern sie in einiger Entfernung schon vor dem Körper erfolgt. Möglicherweise sind die in den Versuchen verwendeten Spikelängen zu kurz, um eine vom Flugkörper hinreichend entfernte Wärmezufuhr derart zu gestatten, daß der Flugkörper sich in eine auf seiner Flugbahn befindlichen Stromröhre von aufgeheizter Luft hineinbewegt. Nehmen wir jedoch einen solchen Zustand an, so sind die im Staubereich wirksamen Staudrücke  $q = KM^2/2 p_\infty$  dem Temperaturverhältnis bzw. Dichteverhältnis entsprechend reduziert:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{M_1^2}{M_2^2} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{T_2}{T_1}$$

Der Pitotdruck nimmt ebenfalls ab, wenn gleich der durch Wärmezufuhr reduzierten Anströmmachzahl kleinere Stoßverluste zugeordnet sind.

Besonders im transsonischen Bereich könnte mit nicht zu hoher Aufheizung einer solchen Stromröhre erreicht werden, daß z.B. der Flugkörper relativ zur umgebenden Atmosphäre schon mit Überschallgeschwindigkeit fliegt, während vom Staupunkt ausgehend die Druckimpulse innerhalb der aufgeheizten Stromröhre vorauslaufen und eine frühzeitige Divergenz der Stromlinien einleiten. Die Wirkung wäre einer Vergrößerung der effektiven Schlankheit vergleichbar mit entsprechender Abschwächung der transsonischen Kopfwelle. Andererseits liegt der Vergleich mit dem "auf Stufe" gehenden Schnellboot

nahe, insofern durch eine dem Flugkörper vorauslaufende Aufheizung des Bereiches der Staustromlinie eine "Mediengrenze" künstlich durch Dichteunterschiede geschaffen würde.

Die technische Realisierung einer solchen Aufheizung des Bereiches der Staustromlinie, etwa durch eine gebündelte Heizstrahlung, scheitert an den Wirkungsgraden und den übertragbaren Energien. Die Entwicklung von Hochenergiestrahlungen, insbesondere der Laser, ist zwar zur Zeit sehr im Fluß; auch ist eine Energieübertragung durch stimulierte Absorption infolge von Laser-Übergängen in Stickstoff oder Sauerstoff theoretisch denkbar, jedoch ist die Dauer der im Megawattbereich liegenden Blitze von der Größenordnung Nanosekunden und die Zahl der sekundlich möglichen Impulse so klein, daß eine solche Methode - zumindest für die nahe Zukunft - als nicht realisierbar angesehen werden muß.

## VI. Schlußfolgerungen

1. Eine Wärmezufuhr im Staubereich stumpfer Körper im Überschall führt im allgemeinen zu einer beträchtlichen Verminderung des Widerstandes, wobei sich verschiedene physikalische Wirkungen überlagern:

a) Die Wärmezufuhr wirkt analog einer Massenzufuhr und vergrößert die effektive Schlankheit des Flugkörpers in ähnlicher Weise wie ein stromaufgerichteter kalter Gasstrahl.

b) Die Wärmezufuhr gelingt im allgemeinen nur in Verbindung mit abgelösten Rezirkulationsgebieten vor dem stumpfen Körper, so daß die den Wellenwiderstand bestimmenden Verdichtungsstöße durch den Mechanismus des AblöSENS und Wiederanlegens stark beeinflusst sind. Der Einfluß der Wärmezufuhr im abgelösten Gebiet oder im Bereich der freien Scheerströmung auf diesen Mechanismus ist qualita-

tiv erkennbar und führt über den Abbau des Stoßes an der Modellschulter zur Widerstandsverminderung. Auch dieser Effekt läßt sich als Glättung oder vermehrte Schlankheit interpretieren.

c) Die bekannten instationären Erscheinungen mit pulsierenden Stoßanordnungen vor stumpfen Zylindern mit zentrisch nach vorn austretenden Gasstrahlen oder mit zentrischem Stift werden durch die Wärmezufuhr stark beeinflusst. Es ist sowohl eine Stabilisierung als Folge der Wärmezufuhr nachweisbar, was für den Widerstand eine Verminderung bedeutet, als auch eine Destabilisierung mit pulsierendem Verbrennungsablauf und entsprechendem Anstieg des Widerstandes.

Abgesehen von solchen Effekten ist die Wirkung der Wärmezufuhr bei stumpfen Zylindern mit Stift gering, da die Schulterwelle auch ohne Wärmezufuhr nur sehr schwach ausgeprägt ist.

Für den stumpfen Zylinder ohne Stift ist der der Massenzufuhr analoge Effekt der Wärmezufuhr so stark, daß trotz Pulsationen der Widerstand vermindert wird.

d) Eine vom Flugkörper weitgehend losgelöste und im Bereich der Staustromlinie vorauslaufende Wärmezufuhr kann eine dem Temperaturverhältnis entsprechende Verminderung des Staudruckes sowie der Machzahl - möglicherweise sogar bis auf Unterschall - bewirken und zu einer von der Schlankheit oder Abstumpfung unabhängigen Widerstandsverminderung führen. Inwieweit diese Wirkung bei den durchgeführten Versuchen überlagert war, läßt sich aus den Ergebnissen nicht einwandfrei erkennen.

2. Eine Verminderung des Widerstandes auf den Wert Null oder gar eine Schuberzeugung - wie gelegentlich als möglich angesehen - ist entsprechend den unter 1a bis d aufgeführten physikalischen Wirkungen nicht verständlich. Die maximal gemessene Verminderung betrug zwischen 0 und 50% je nach Versuchskörper und nach Möglichkeit der Überlagerung der genannten Wirkungen.
3. Wirkungsgrade, die das Produkt aus Widerstandsverminderung und Geschwindigkeit zur insgesamt zugeführten Wärme ins Verhältnis setzen, erreichen 30% und können sogar größer sein, wenn sekundäre Effekte wie Naseneinfluß des Stiftes auf den Ort der Ablösung oder Stabilisierung einer pulsierenden Staupunktströmung durch die Wärmezufuhr überlagert sind.
4. Die Verdichtungsstöße in Flugkörpernähe werden stark beeinflusst; insbesondere wird bei Vorkörpern mit gerundeter Schulter und zentrischem Stift die Bugwelle oder Schulterwelle total abgebaut. In größerer Entfernung vom Flugkörper wird dennoch der Verdichtungsstoß eher verstärkt als geschwächt, was für einen Fall mit  $l/D = 1$  experimentell überprüft wurde.

$\epsilon$	Mischparameter oder Verbrennungsluftparameter
$\epsilon \cdot H \rho_1 V_1$	aufgeheizte Luftmenge
x	Koordinate in Strömungsrichtung
y	Koordinate quer zur Strömungsrichtung
$\xi$	Koordinate in Wandrichtung
$\varphi$	Winkel zur Kennzeichnung des Ortes der Druckmeßbohrungen entsprechend Bild 3
$\alpha$	Wandwinkel
$c_w$	Widerstandsbeiwert
$c_p$	Druckkoeffizient $p - p_\infty / q$
$c_{PB}$	Bodendruckkoeffizient $p_B - p_\infty / q$
q	Staudruck
K oder $\kappa$	Verhältnis der spezifischen Wärmen
$\dot{Q}$	Sekundlich zugeführte Wärmemenge
$\dot{G}_{H_2}$	Gewicht in Gramm pro Sekunde (identisch Pond pro Sekunde) des zugeführten Wasserstoffes
$H_u$	unterer Heizwert des Wasserstoffes
$q = \frac{\kappa M^2}{2} \cdot p_\infty$	Staudruck

#### Bezeichnungen

M	Machzahl
l oder l'	Stiftlänge
D	Modelldurchmesser
H, h, d, L	definiert in Bild 24 und 25
W	Druckwiderstand des Vorkörpers (Bild 24 und 25)
p oder P	Drücke
$\rho$	Dichte
T	Temperaturen
v	Geschwindigkeiten
$\sigma$	Stoßwinkel
$\delta$	Umlenkungswinkel der Strömung im schrägen Verdichtungsstoß mit dem Winkel $\sigma$
$\delta'$	Winkel einer porösen Wand, die den Stoß mit dem Winkel $\sigma$ erzeugt (vgl. Seite 6)



LITERATURVERZEICHNIS

- 1 OSWATITSCH, K. Antriebe mit Heizung bei Überschallgeschwindigkeit  
DVL-Bericht Nr. 90, März 1959
- 2 HICKS, B.L. Aerodynamical Effects of Heat released by Combustion  
of steadily flowing Gases  
Third Symposium on Combustion, Flame etc.  
Baltimore 1949
- 3 FLETSCHER, E.A.  
DORSCH, R.G.  
ALLEN, H. jr. Combustion of Highly Reactive Fuels in Supersonic  
Airstreams  
ARS-Journal 30 (1960) 337-344
- 4 SCHMIDT, E. Einführung in die technische Thermodynamik  
9. Auflage, Berlin Göttingen Heidelberg 1962
- 5 SCHOPPE, F.  
GREWE, K.H. Investigations on propulsion and braking of flying  
bodies in the atmosphere (external burning ram  
jet process)  
Report 1/60 Metallbau Semler, München
- 6 FELTGEN, K.H. Widerstandsverringerung umströmter Körper durch  
Verbrennung in ihrem Staugebiet  
Diss. T.H. München 1964
- 7 LUTZ, O. Überschallverbrennung in thermogasdynamisch  
anschaulicher Darstellung  
DLR FB 66-69, Juni 1966
- 8 KÜCHEMANN, D. Hypersonic Aircraft and their Aerodynamic Problems  
Prog. Aero. Sci. Vol 6 (1965)
- 9 KÜCHEMANN, D. Some General Aspects of the Interactions between  
the Means of Propulsion and Lifting Bodies at  
Hypersonic Speeds  
RAE Techn. Memo. AERO 916
- 10 KÜHL, H.  
NAUMANN, A. Bericht über das Dritte Europäische Mechanik-  
Kolloquium über Überschallströmung mit Wärmezufuhr  
DVL-Bericht Nr. 691 / ZfW 15 (1967) Heft 6
- 11 ZIEREP, J. Über den Einfluß der Wärmezufuhr bei Hyperschall-  
strömungen  
Acta Mechanica 2 1966 217-230
- 12 OSWATITSCH, K. Schub und Widerstand bei Wärmezufuhr in Überschall-  
strömung  
Acta Mechanica 3 1967 237-247



- 13 SCHNEIDER, W. Über den Einfluß von Wärmezufuhr auf die Hyperschallströmung um Kugel und Kreiszyylinder  
Erscheint demnächst in der ZfW  
Vortrag GAMM-Tagung in Prag, 1968
- 14 ZIEREP, J. Ähnlichkeitsgesetze für Profilmströmungen mit Wärmezufuhr  
Acta Mechanica Vol I/1 1965
- 15 MAURER, F. Interferenzwirkungen seitlich austretender gasförmiger Steuerstrahlen bei Überschallanströmung  
DLR FB 65-04
- 16 MAURER, F. Interaction Effects Produced by Gaseous Side-Jets Issuing into a Supersonic Stream  
APL translation of DLR FB 65-04  
APL TG 230 - T 460 by L.J. Holtschlag
- 17 MAURER, F. Three-Dimensional Effects in Shock-Separated Flow Regions ahead of Lateral Control-Jets Issuing from Slot Nozzles of Finite Length  
AGARD Cp No. 4 597-634
- 18 CHAPMAN, D.R.  
KUEHN, D.M.  
LARSON, H.K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on effects of transition  
NACA TN 3869 1957
- 19 KORST, H.H.  
PAGE, R.H.  
CHILDS, M.E. A theory for base pressure in transonic and supersonic flow  
University of Illinois Mech. Eng. Dept. TN 392-2, 1955
- 20 KORST, H.H. VKI Brüssel Short Course on Separated Flows  
April 17-28, 1967 (preprint)
- 21 DENISON, M.R.  
BAUM, E. Compressible shear layer with finite initial thickness  
AIAA Journal Vol 1 Part 2, 1963
- 22 NASH, J.F. An analysis of two-dimensional turbulent base flow, including the effect of the approaching boundary layer  
NPL Aero Report 1036, 1962
- 23 NAUMANN, A.  
HEYSER, A.  
TROMMSDORFF, W. Der Überdruckwindkanal in Aachen  
DVL-Bericht Nr. 41, Jahrbuch der WGL S. 33-45
- 24 FINLEY, P.J. Experiments on the Reattachment of an Axisymmetric Shear Layer  
The Aeronautical Quarterly Volume XVIII, Part 4, Nov. 67
- 25 FINLEY, P.J. The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream  
Journal of Fluid Mech. Vol 26, Part 2, Oct. 66
- 26 KALLERGIS, M. Nomogrammdarstellung der Vorgänge bei Staustrahltriefwerken mit äußerer Verbrennung

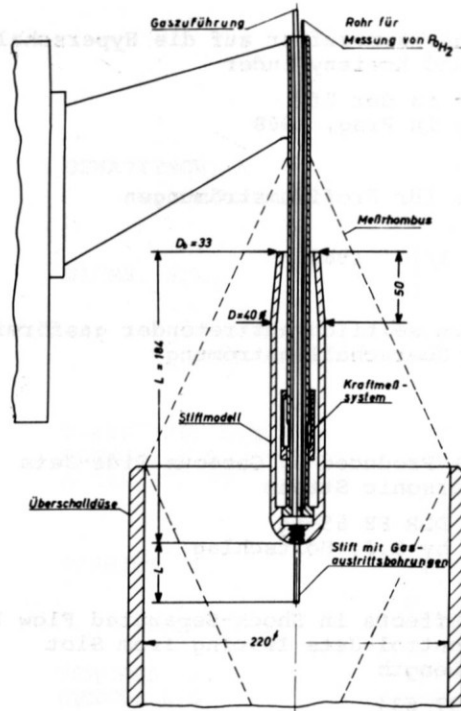


Bild 1 Modellanordnung für Kraftmessungen

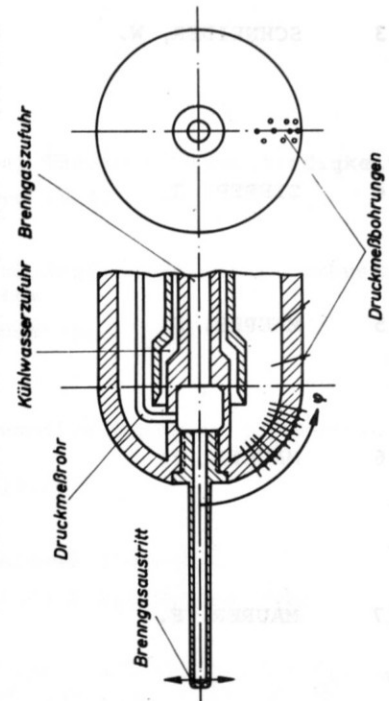


Bild 2 Modellanordnung für Druckverteilungsmessungen

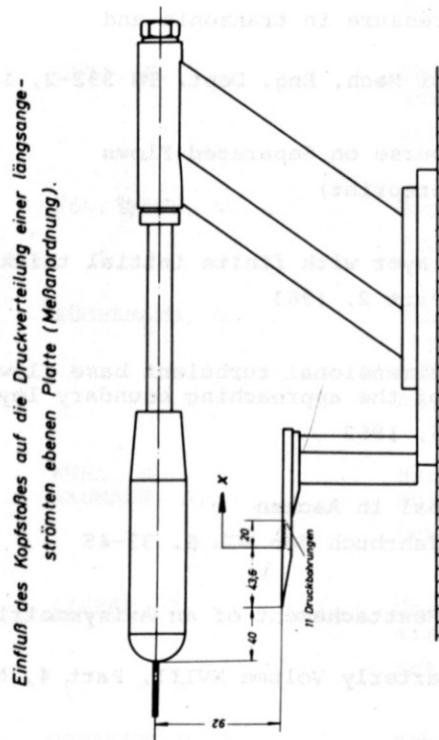


Bild 3 Modellanordnung zur Kontrolle der Stoßintensität an benachbarter ebener Platte

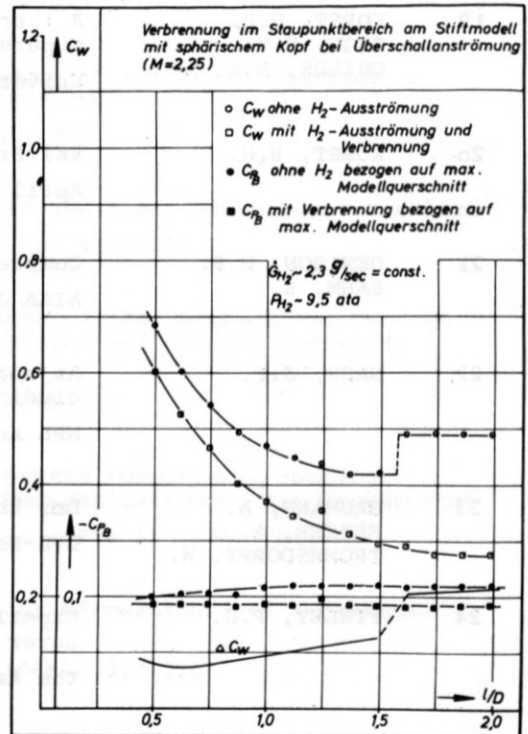


Bild 4 Meßergebnisse von Kraftmessungen

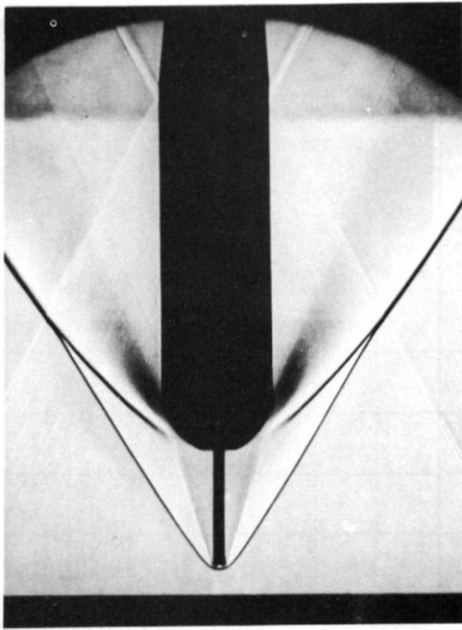


Bild 5 Schlierenbild des Modells mit Kugelkopf und Stift  $l/D = 1,125$  ohne Wasserstoffzufuhr  $Ma = 2,25$

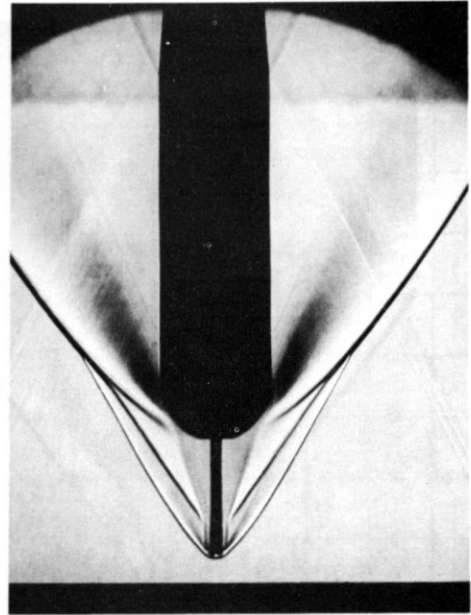


Bild 6 Schlierenbild wie im Bild 5 mit Wasserstoffzufuhr aus radialen Bohrungen an der Nase des Stiftes ohne Zündung

$$\dot{C}_{H_2} = 2,18 \text{ g/sec}$$

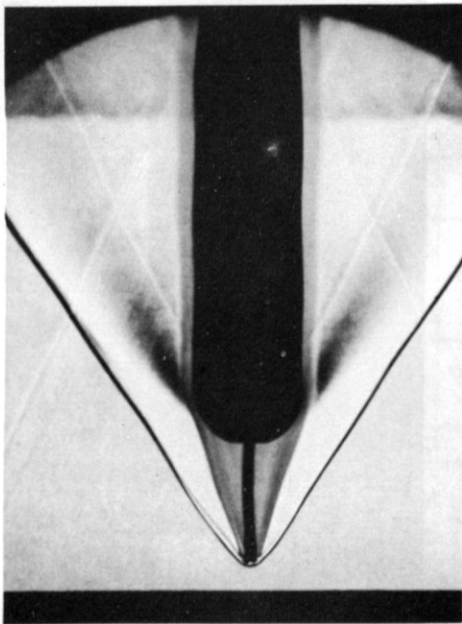


Bild 7 Schlierenbild wie in Bild 6 mit Verbrennung des zugeführten Wasserstoffes

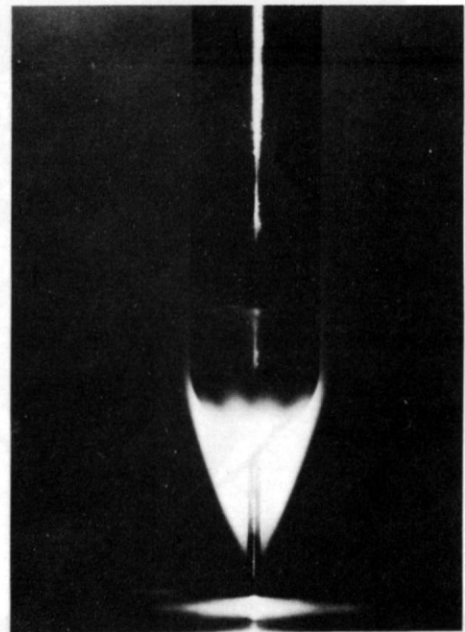


Bild 8 Bild der Staupunktflamme

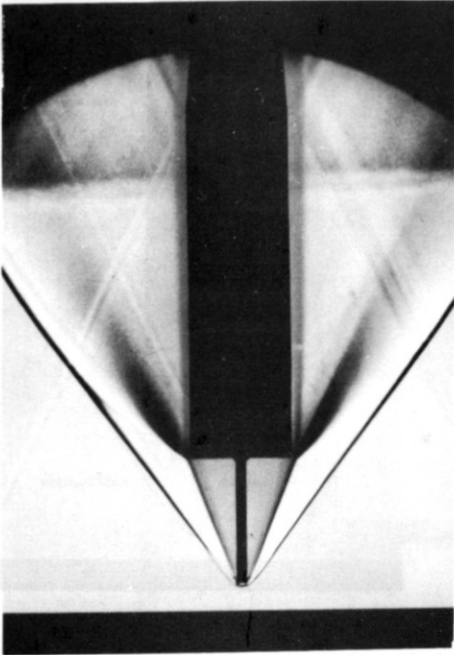


Bild 9 Schlierenbild des stumpfen Zylinders mit Stift bei stabiler Staupunktflamme

$$\dot{G}_{\text{H}_2} = 1,05 \text{ g/sec}$$

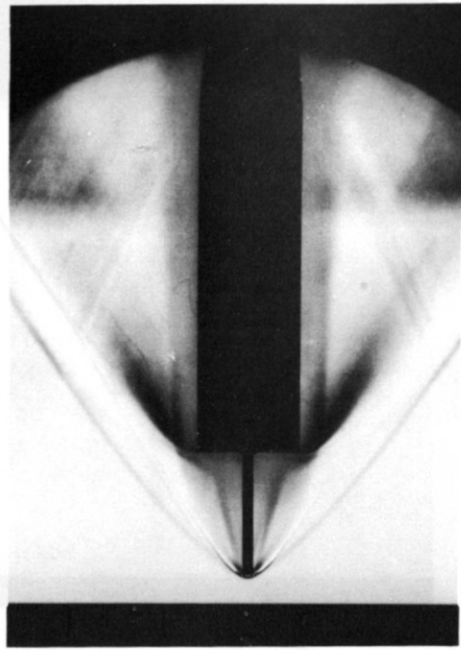


Bild 10 Schlierenbild wie in Bild 9 bei pulsierender Staupunktflamme

$$\dot{G}_{\text{H}_2} = 3,43 \text{ g/sec}$$

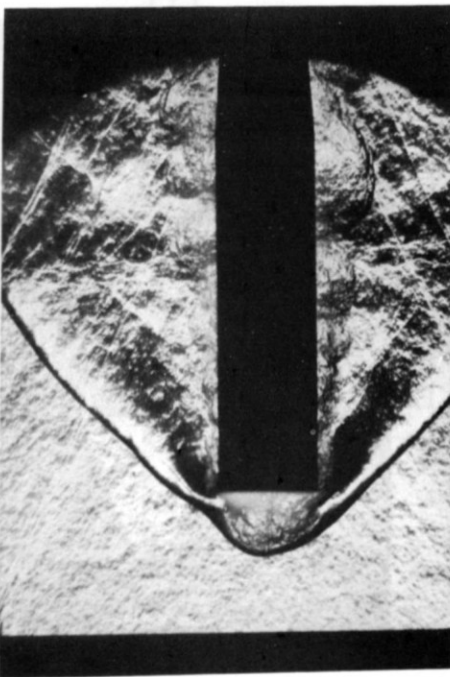


Bild 11 Schlierenbild des stumpfen Zylinders ohne Stift mit Wasserstoffzufuhr durch zentrische Bohrung und Verbrennung

$$\dot{G}_{\text{H}_2} = 6,3 \text{ g/sec}$$

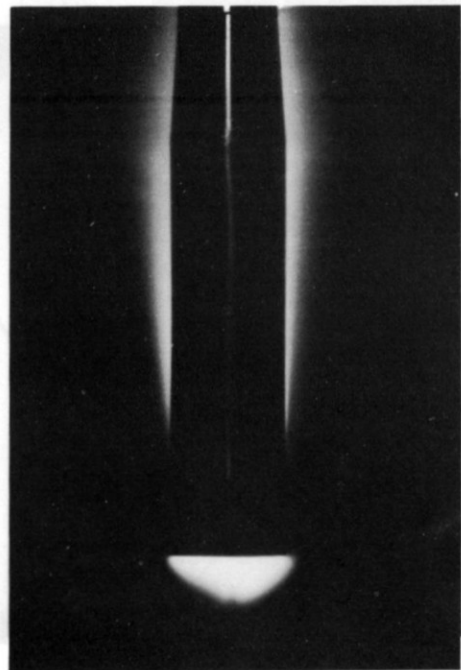


Bild 12 Stumpfer Zylinder ohne Stift mit vorgelagerter Staupunktflamme

$$\dot{G}_{\text{H}_2} = 4,3 \text{ g/sec}$$

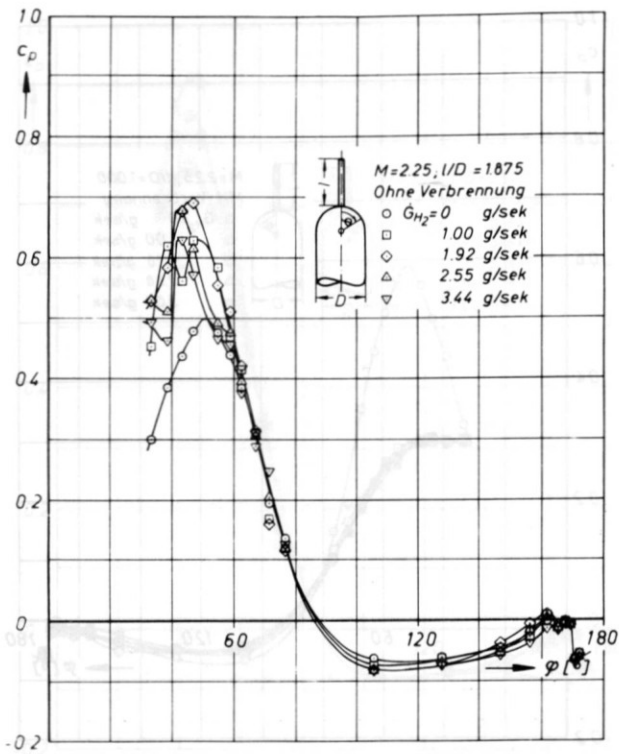


Bild 13a

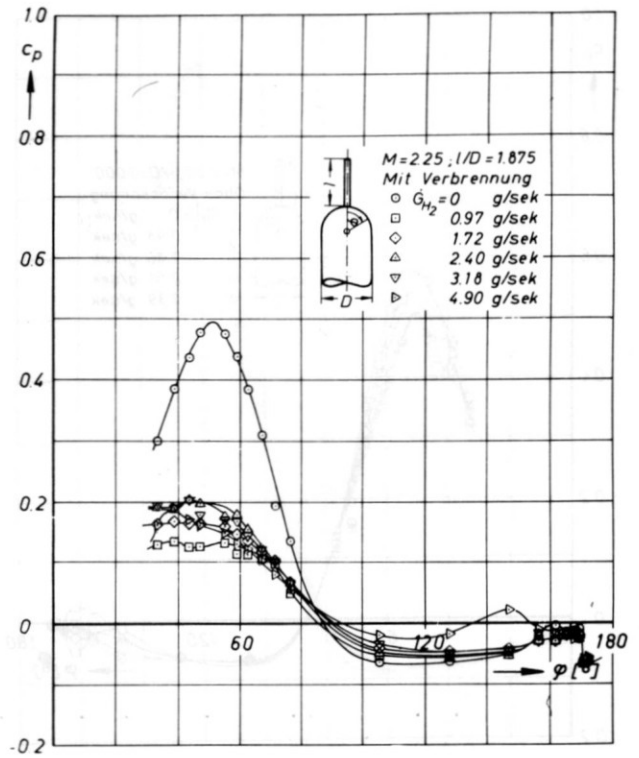


Bild 13b

Druckverteilungen

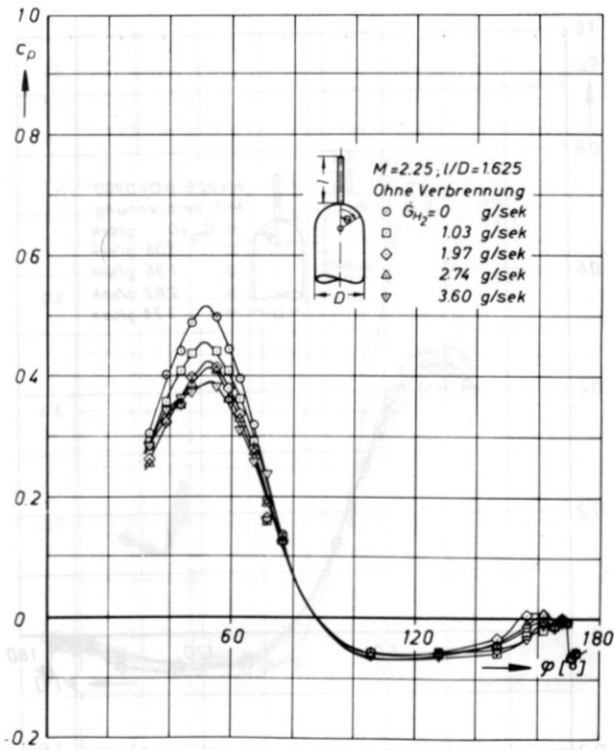


Bild 14a

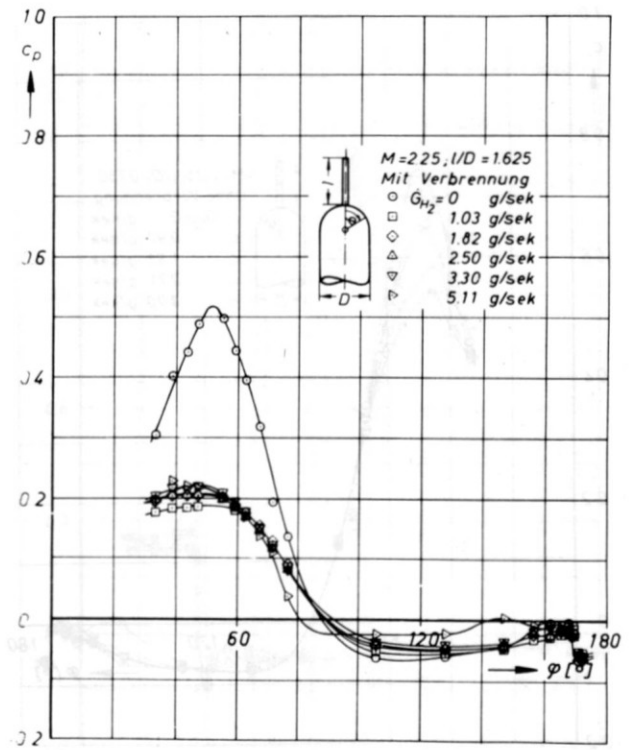


Bild 14b



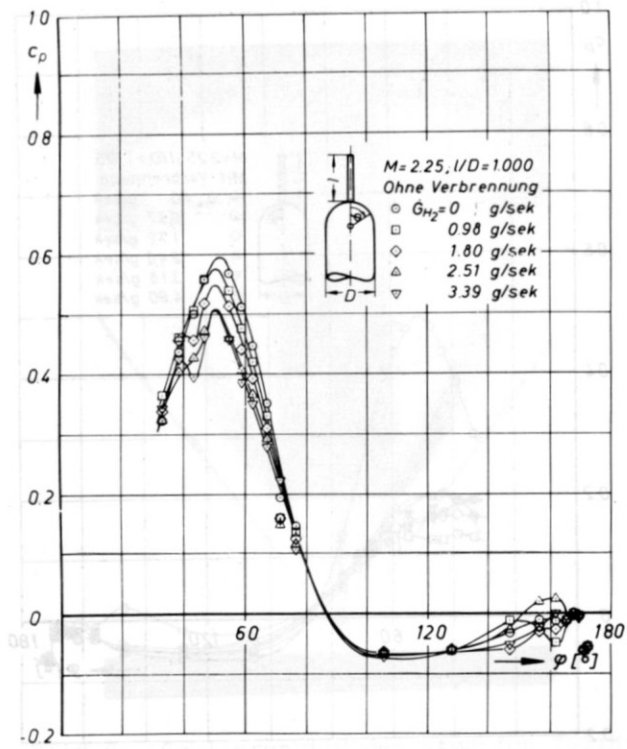


Bild 15a

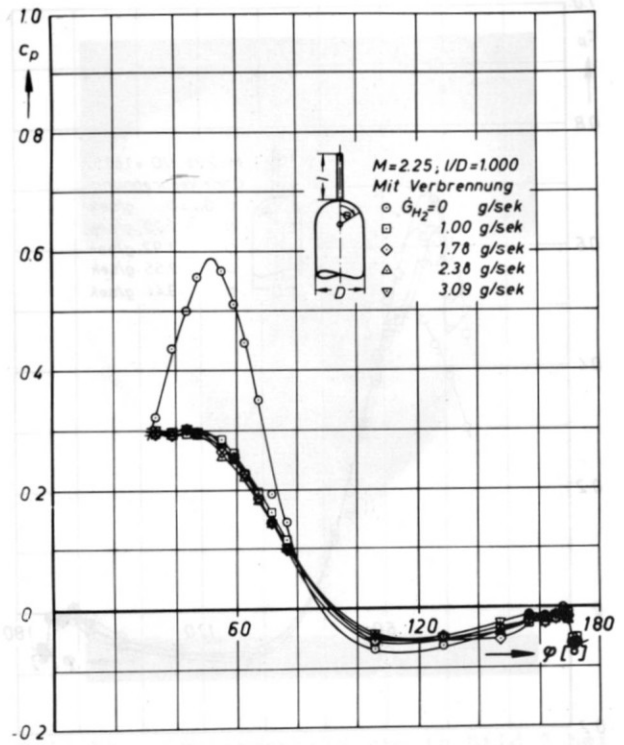


Bild 15b

Druckverteilungen

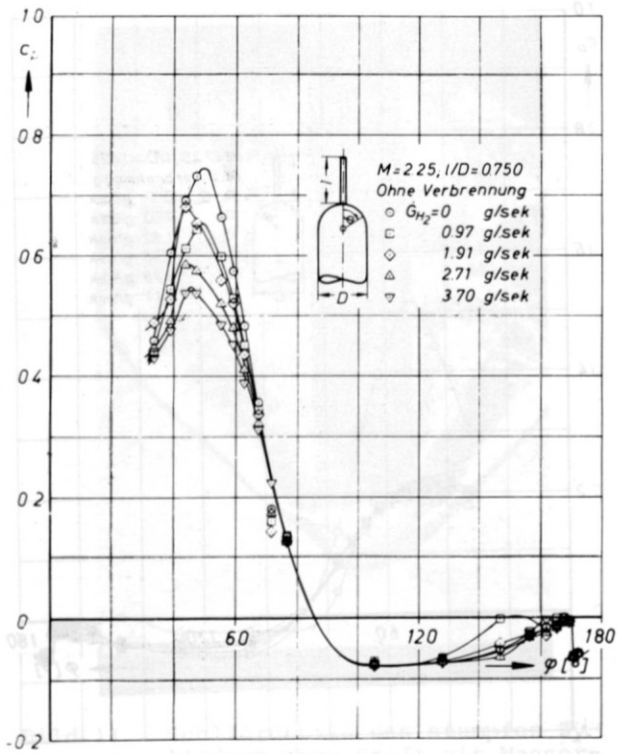


Bild 16a

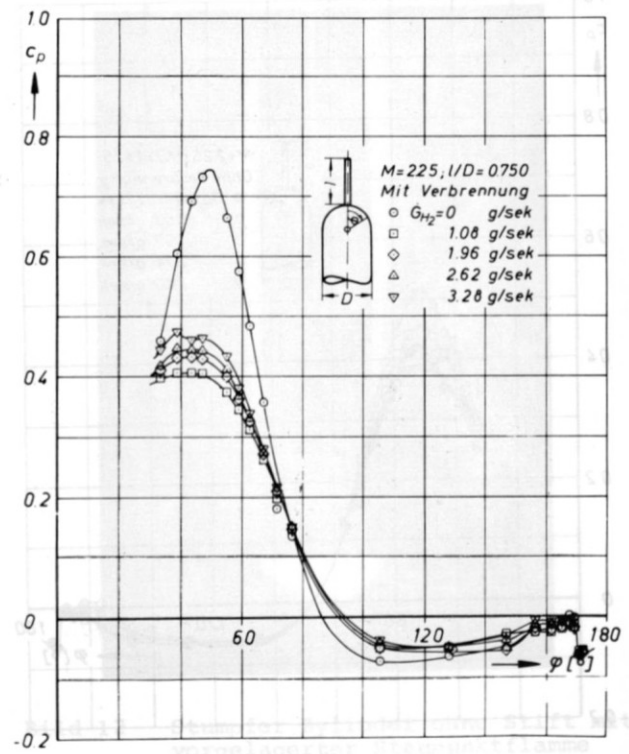


Bild 16b

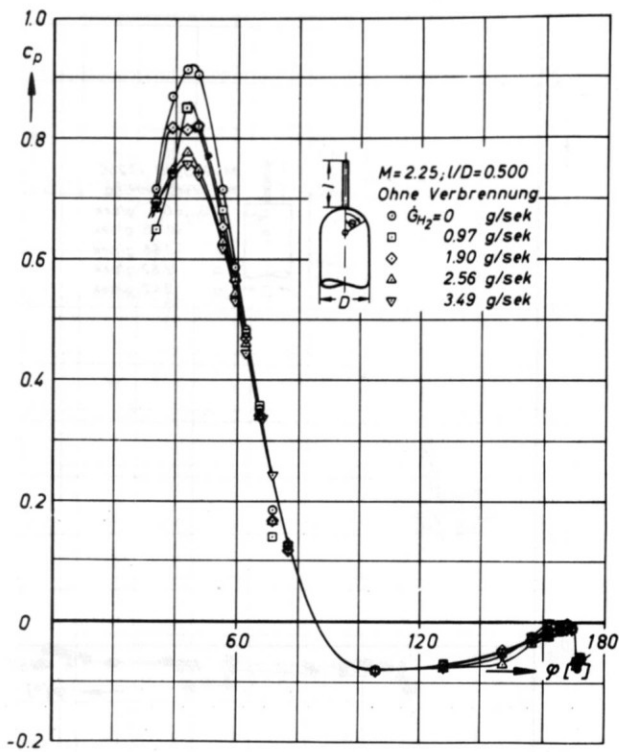


Bild 17a

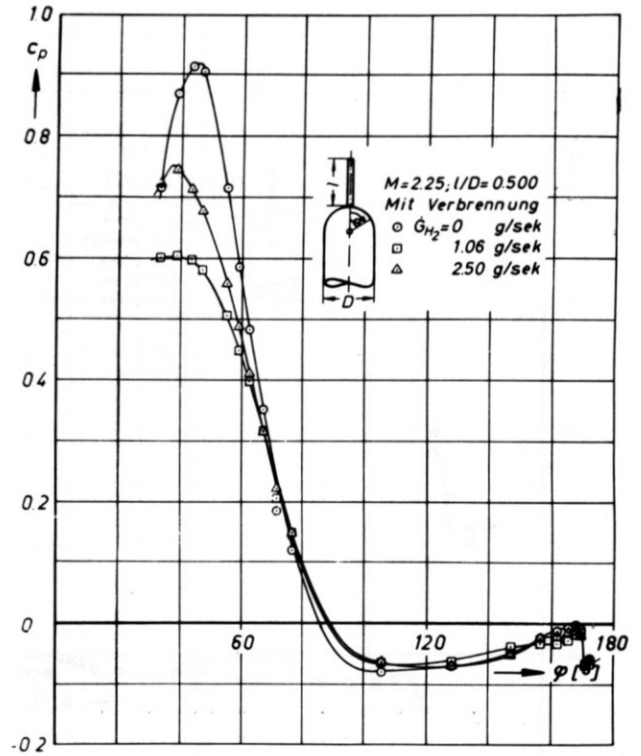


Bild 17b

Druckverteilungen

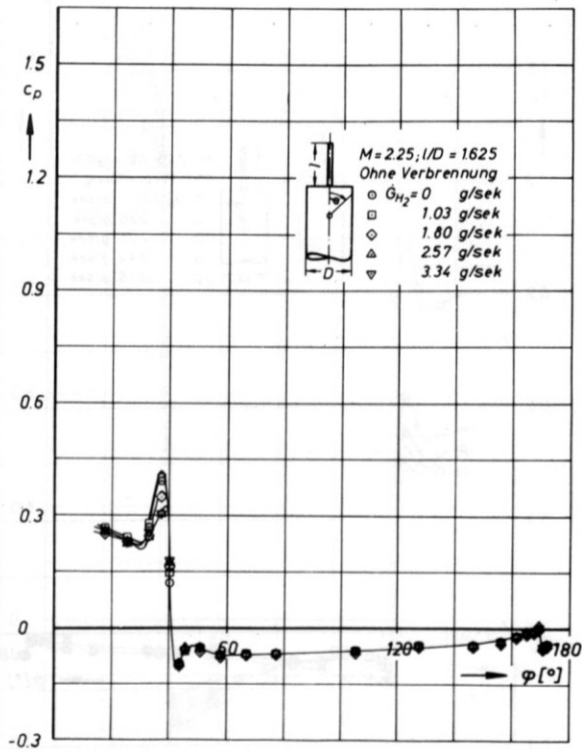


Bild 18a

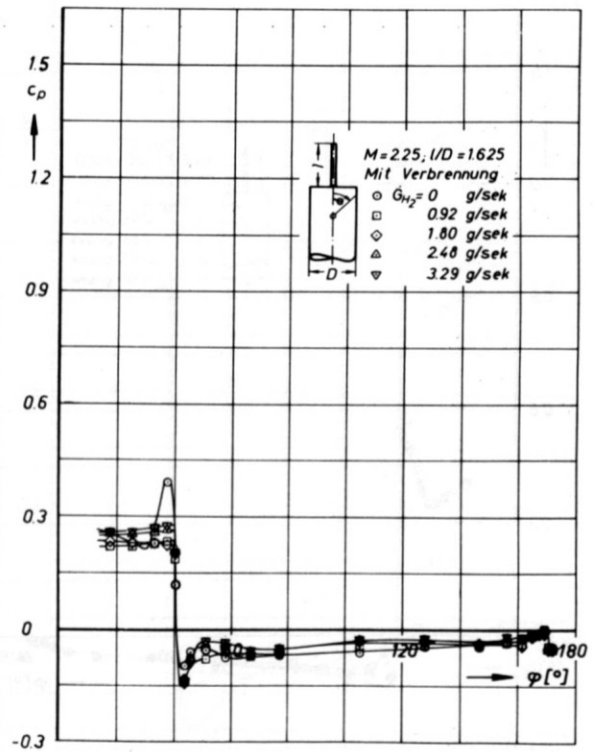


Bild 18b

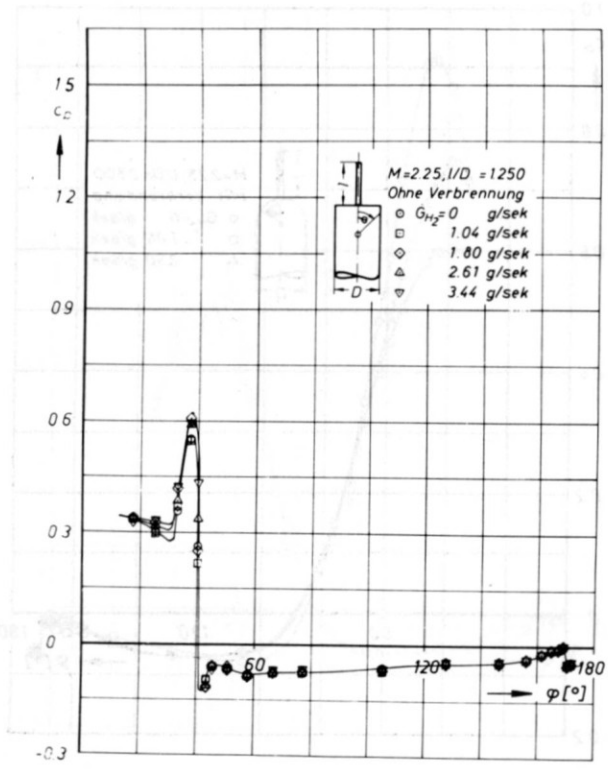


Bild 19a

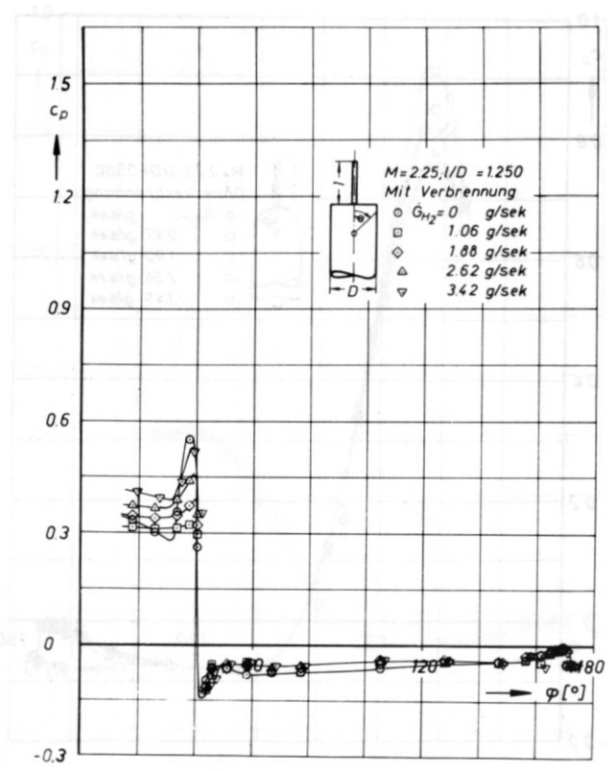


Bild 19b

Druckverteilungen

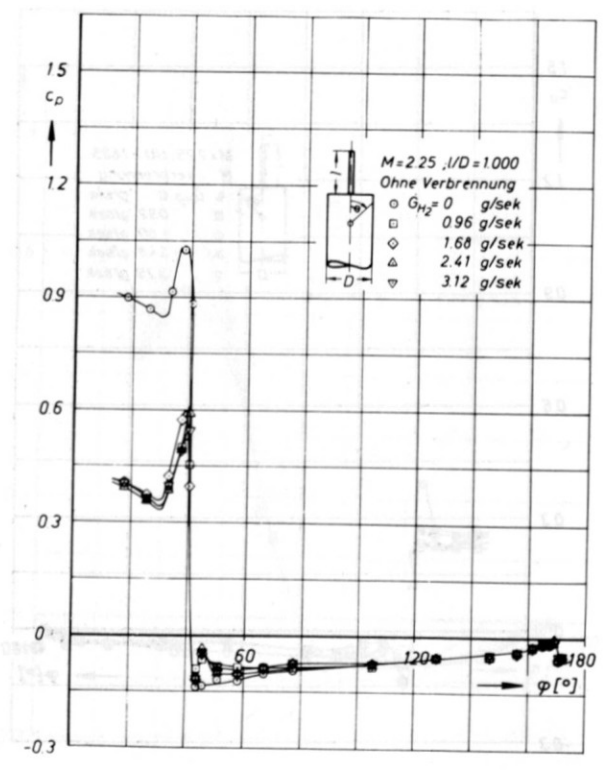


Bild 20a

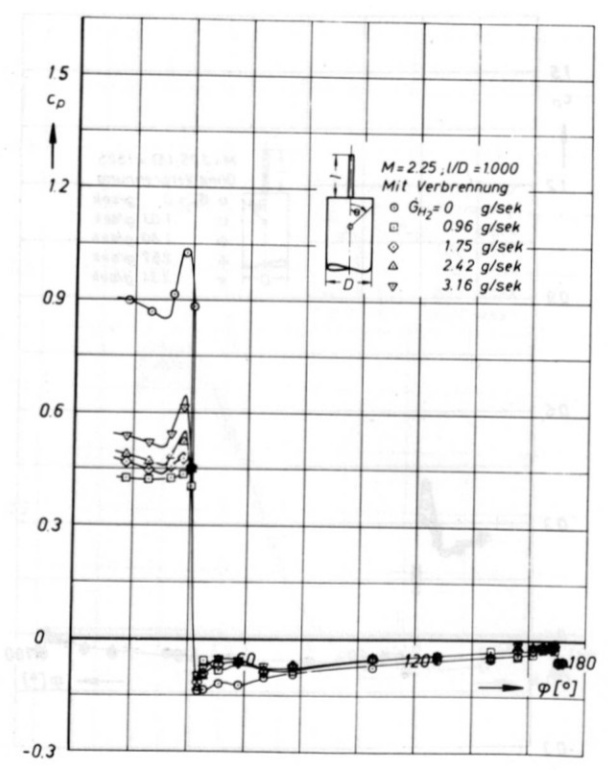


Bild 20b

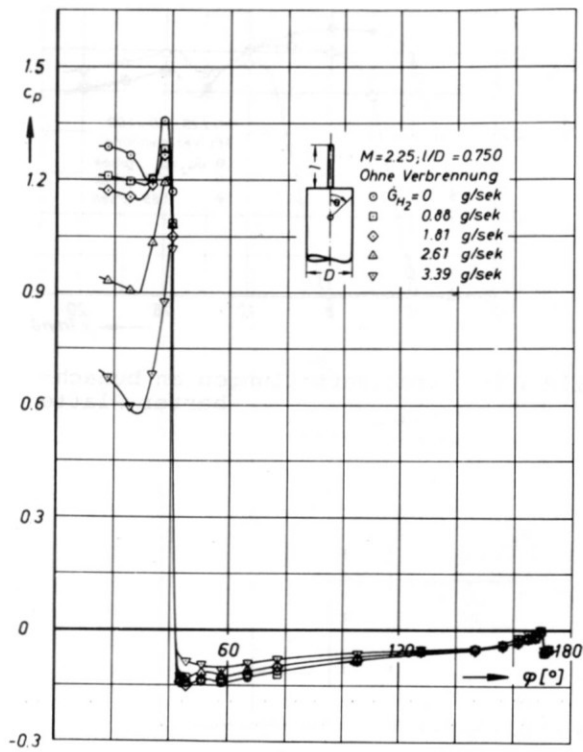


Bild 21a

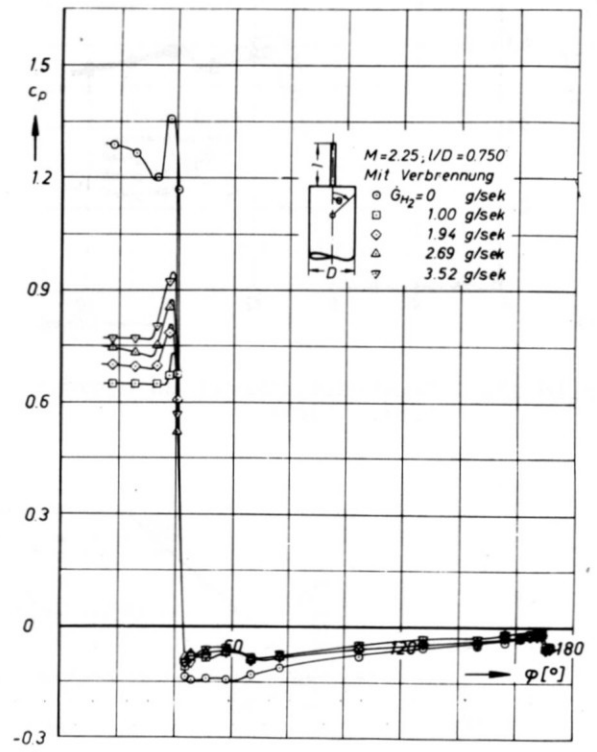


Bild 21b

Druckverteilungen

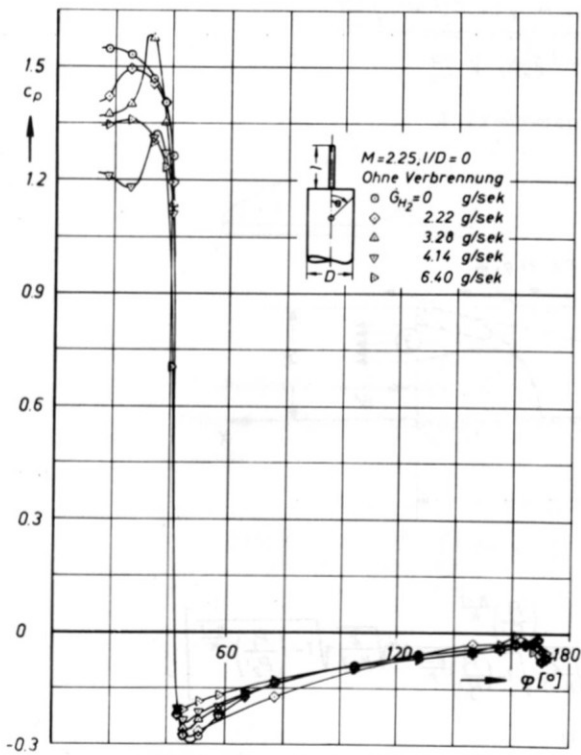


Bild 22a

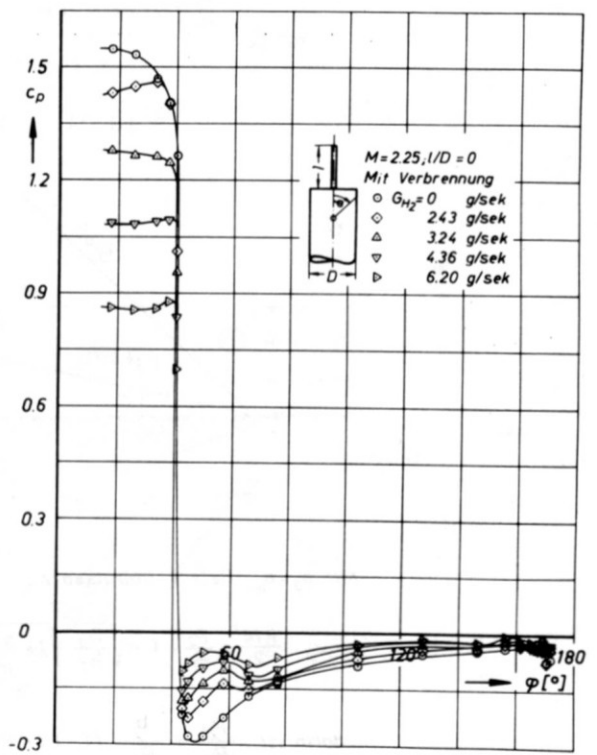


Bild 22b

ohne Stift  $l/D=0$

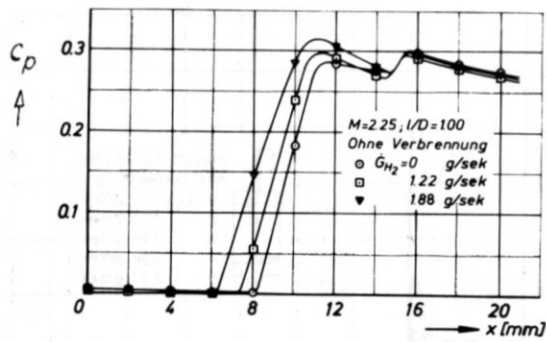


Bild 23a Druckverteilungen an benachbarter Platte

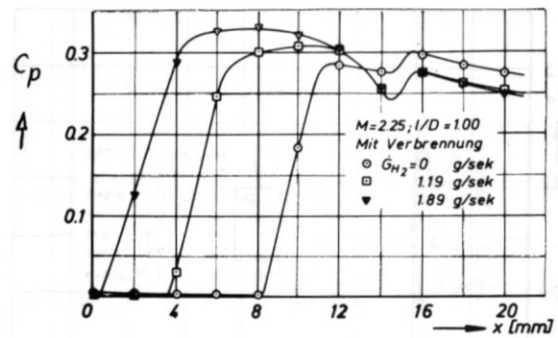
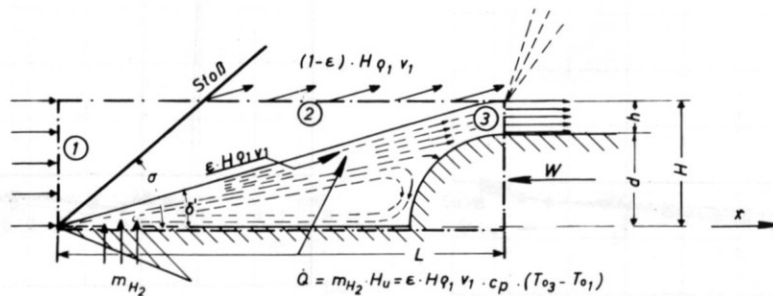


Bild 23b Druckverteilungen an benachbarter Platte



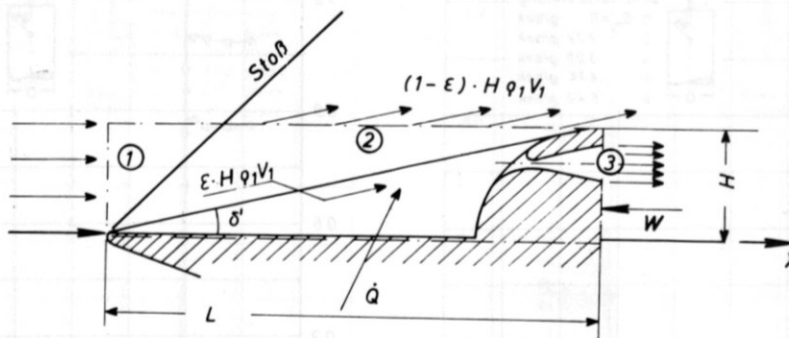
Annahme: Schallgeschwindigkeit an der Stelle ③ (thermisch blockierter Zustand)

Impulssatz in x-Richtung:

$$p_1 \cdot H - p_3 \cdot h - W + H q_1 v_1^2 - h q_3 v_3^2 - (1-\epsilon) \cdot H q_1 v_1^2 \cos \delta = 0$$

$$c_{wp} = \frac{2}{kM^2} \cdot \frac{p_3}{p_1} \frac{(1-\epsilon) + \epsilon \cdot (1+kM^2) - \epsilon \sqrt{2(k+1)} \cdot M \cdot \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \cdot \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}}}{1 - \epsilon \cdot M \cdot \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \cdot \sqrt{\frac{2}{k+1}} \cdot \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}}}$$

Bild 24 Strömungsmodell A



Mit  $p_3 = p_\infty$  liefert Impulssatz:

$$c_{wp} \cdot \frac{kM^2}{2} = \frac{p_3'}{p_1} - \epsilon M \sqrt{\frac{T_{03}}{T_{01}}} \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \left[ \frac{\left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\sqrt{\frac{2}{k-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}} + k \sqrt{\frac{2}{k-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \right]$$

darin ist:  $\frac{p_3'}{p_1} = \frac{p_3}{p_1} (1-\epsilon) + \epsilon \cdot (kM^2 + 1)$

Bild 25 Strömungsmodell B



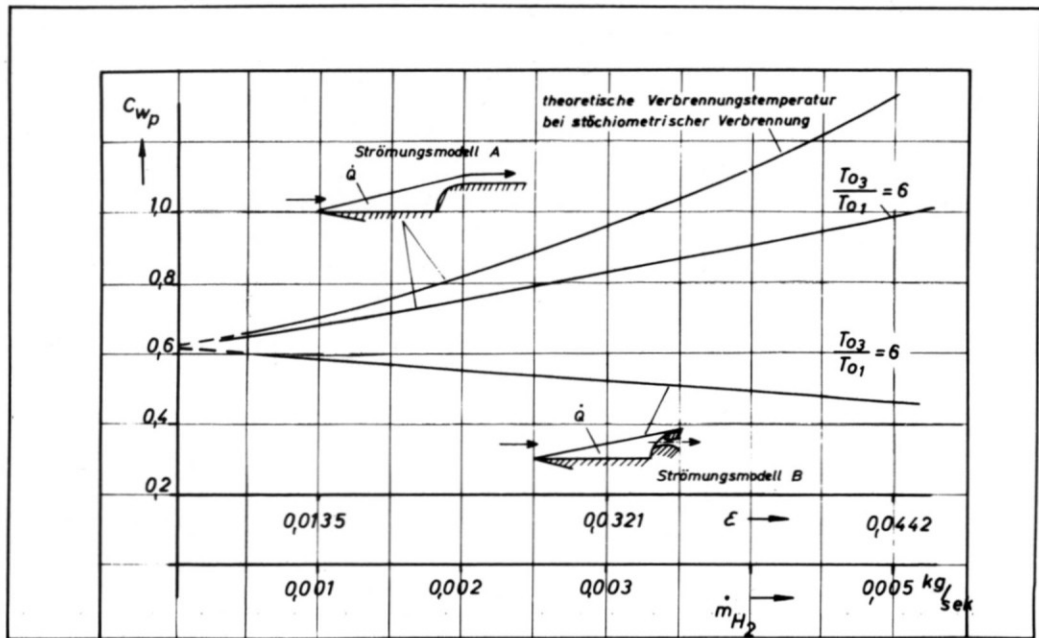


Bild 26 Ergebnisse der Impulsanalysen

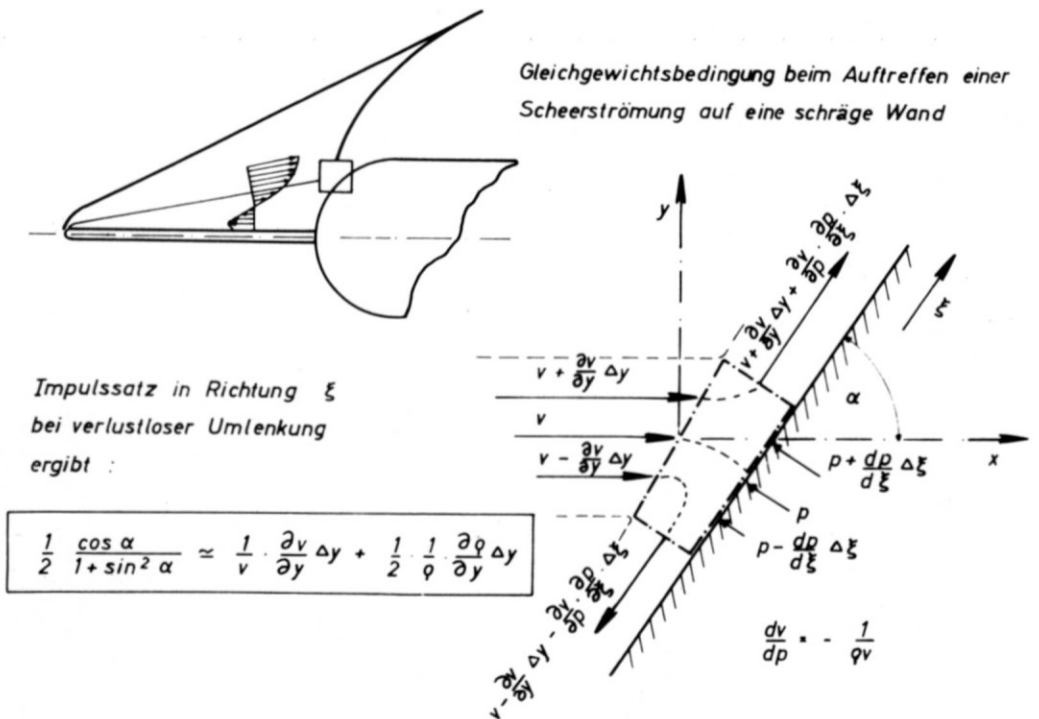


Bild 27 Angenäherte Beziehung zwischen dem Dichte- bzw. Geschwindigkeitsgradienten quer zu den Stromlinien einer Scheerströmung und dem Wandwinkel  $\alpha$  für stabiles Wiederanlegen