

89. Stationäre Flammen von leichtem und schwerem Wasserstoff bei Atmosphärendruck

von K. Clusius und E. Schumacher.

(29. XII. 48.)

Problemstellung.

1. Die Verbrennung in Gestalt einer Flamme, die man beim Zusammentreffen eines brennbaren Gases mit Luft oder Sauerstoff entzünden kann, wird weitgehend durch die Art der Vermischung der beiden Gasströme bestimmt. Für diesen Vorgang gibt es zwei typische Grenzfälle. Bei turbulenter Mischung entsteht etwa die brausende Besenflamme des Gebläses, während bei dem ruhigen, lautlosen Brennen einer Kerze oder einer leuchtenden Gasflamme die Gase sich durch Diffusion mischen. Dann stabilisiert sich die Flammenfront selbsttätig im Bereiche des Mischungsverhältnisses grösster Reaktionsgeschwindigkeit, die im allgemeinen bei Brennstoffüberschuss in der Nähe der stöchiometrischen Mischung liegt.

Burke und *Schumann* haben Flammen der letzteren Art experimentell untersucht und rechnerisch unter der Voraussetzung behandelt, dass reine Diffusionsvorgänge vorliegen, wozu sie verschiedene vereinfachende Annahmen machten¹⁾. Sie betrachteten Flammen, die in der auf Fig. 1 skizzierten Vorrichtung brennen. Am Ende eines Rohres mit dem Radius r wird das Gas entzündet, während durch das konzentrische Mantelrohr vom Radius R Luft zuströmt. Die Autoren nahmen an, dass die durchschnittliche Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} in beiden Rohren gleich und über den Querschnitt konstant ist, dass sich also die Strömungsvolumina wie die Querschnitte $v_{\text{Gas}} : v_{\text{Luft}} = r^2 : (R^2 - r^2)$ verhalten. Die vermehrte Strömungsgeschwindigkeit, welche die Gase beim Brennen dank der thermischen Ausdehnung erfahren, soll durch die erhöhte Diffusion im heissen Gas gerade kompensiert werden, so dass das Verhältnis beider Grössen längs der Flamme als konstant angesehen werden kann. Ferner soll die Diffusion nur senkrecht zur Strömungsrichtung erfolgen. Unter Verwendung der gleichen, die tatsächlichen Vorgänge stark idealisierenden Voraussetzungen hat *Jost* mit viel geringerem mathematischen Aufwand aus einer einleuchtenden Abschätzung praktisch dieselben Folgerungen gezogen²⁾. Danach ist die Höhe h

¹⁾ *S. P. Burke* und *T. E. W. Schumann*, *Industr. Eng. Chem.* **20**, 998 (1928).

²⁾ *W. Jost*, *Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen*, Springer-Verlag 1939, S. 208/211 und S. 79/82. Siehe für das folgende auch *H. Mache*, *Die Physik der Verbrennungserscheinungen*, Veit & Co., Leipzig 1918, 1. Abschnitt.

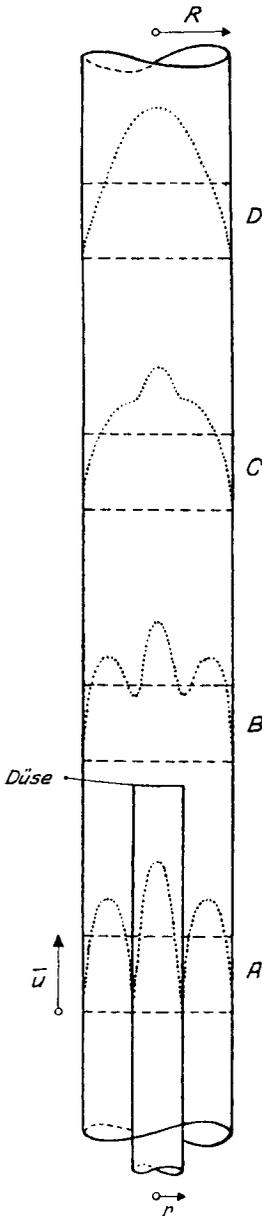


Fig. 1.

Geschwindigkeitsprofile von Gas und Luft bei laminarer Strömung vor und hinter der Düse.

einer Flamme, die auf dem Brennerrohr aufsitzt, durch die Beziehung

$$h = \bar{u} r^2 / 2 D \quad (1)$$

gegeben, wenn D den Diffusionskoeffizienten bedeutet. Diese Gleichung leistet für die meisten Versuche von *Burke* und *Schumann* dasselbe wie die komplizierten von ihnen abgeleiteten Ausdrücke. Aber selbst bei diesen muss man in quantitativer Hinsicht starke Abweichungen erwarten, da die Rechnung der amerikanischen Autoren allzu summarische Vereinfachungen benutzt, wie bereits *Jost* betonte.

2. Schon die Annahme einer über den ganzen Querschnitt konstanten Strömungsgeschwindigkeit kann in einem wichtigen Punkt den wahren Verhältnissen nicht gerecht werden. Kehren wir zu Fig. 1 zurück, in der für verschiedene Stellen des Rohres die Geschwindigkeitsprofile der kalten Gase eingezeichnet sind. Wir sehen also zunächst von der Entzündung einer Flamme an der Mündung des innern Rohres ab. Das in der Zeiteinheit ausströmende Gasvolumen ist durch die Rohrquerschnitte und die durchschnittliche Geschwindigkeit \bar{u} charakterisiert, die der Einfachheit halber für Luft und Gas gleich gross sei. Bei den üblichen Gasgeschwindigkeiten haben wir es in den Rohren mit laminarer Strömung zu tun. In dem inneren Rohr ergibt sich dann ein parabolisches Strömungsprofil, bei dem die Maximalgeschwindigkeit in der Achse gerade doppelt so gross wie die mittlere Geschwindigkeit ist. Für die Luft im Ringspalt kann man näherungsweise annehmen, dass es sich um eine Strömung zwischen ebenen, kreisförmig zusammengebogenen Platten handelt. Bei diesen findet man ebenfalls eine parabolische Verteilung mit einer maximalen Geschwindigkeit, die das $\frac{2}{3}$ fache der mittleren ist¹⁾. Für unsere Über-

¹⁾ S. A. *Sommerfeld*, *Mechanik der deformierbaren Medien*, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig 1945, S. 76/77 und 330.

legungen spielt der Umstand, dass das Geschwindigkeitsprofil im Ringspalt von dem zwischen ebenen Platten etwas abweicht, keine Rolle. Wichtig ist dagegen die Tatsache, dass bei laminarer Strömung das Gas an den Rohrwänden haftet und der Durchfluss hauptsächlich in den wandfernen Teilen stattfindet. Auch nach der Vermischung der beiden Gase wird sich im Mantelrohr in einiger Entfernung von der Düse, etwa bei D, das für die laminare Strömung charakteristische Profil einstellen. Unmittelbar hinter der Düse muss aber eine Geschwindigkeitsverteilung vorliegen, wie sie etwa bei B angedeutet ist. Die am Düsenrand befindlichen Gas- und Luftteilchen erfahren hier eine erhebliche Beschleunigung vorwiegend auf Kosten der in der Mitte des Ringspalts befindlichen Molekeln. Ein wenig weiter oben wird das Geschwindigkeitsprofil bereits einen abgeschwächt wellenförmigen Verlauf zeigen, wie es bei C angegeben ist, um allmählich in den Grenzfall D überzugehen.

Die Betrachtung der Strömungsverhältnisse ergibt also gerade dort, wo die Flammenfront ansetzt, nämlich am Düsenrand, kräftige Querkomponenten in der Strömung, die eine mechanische Vermischung der Gase bewirken. Oberhalb der Düse beruhigt sich die Strömung wieder und der für das weite Rohr charakteristische Zustand stellt sich her. In unmittelbarer Nähe einer Düse werden daher niemals reine Diffusionsverhältnisse bei der Vermischung der Gasströme herrschen. Erst in einiger Entfernung über ihr wird die Diffusionsvermischung überwiegen und der Flamme ihr Gepräge aufdrücken.

3. Wir haben unsere Versuche im Geltungsbereich der laminaren Strömungsgesetze, d. h. bei kleinen *Reynold's*chen Zahlen, ausgeführt. Es sei jedoch erwähnt, dass die vorliegende Überlegung allgemein anwendbar bleibt, auch wenn wir es mit keiner rein laminaren Strömung zu tun haben. Bei Turbulenz liegt eine annähernd konstante Strömungsgeschwindigkeit im ganzen Querschnitt vor, die in der Nähe der Wand zu kleinen Werten abfällt. Es ist somit für den Düsenrand unerheblich, wie das Strömungsprofil im einzelnen aussieht. In jedem Fall strömen hier Gas und Luft mit kleinerer Geschwindigkeit als in der Nachbarschaft, was zu mechanischer Durchmischung führt.

4. Es fragt sich, wie man diesen Mischeffekt neben der Diffusion nachweisen und allenfalls von ihr trennen kann. Selbst bei stöchiometrisch ähnlichen Umsätzen wie der Verbrennung von Kohlenoxyd und Wasserstoff



ist es nicht ohne weiteres möglich, eindeutige Rückschlüsse auf die Rolle der Diffusion zu ziehen. Einmal unterscheiden sich die Wärmetönungen erheblich voneinander und zum anderen liegen verschiedene Reaktionsmechanismen vor, wie schon die Katalyse der CO-Oxydation durch Wasserdampf zeigt. So liegt das Ergebnis von *Burke* und *Schumann*, dass bei gleichem Umsatz die Flammenhöhen von CO

und H_2 sich wie 2,5:1 verhalten, zwar qualitativ im Sinne von Gleichung (1), da die Diffusionskoeffizienten bei Zimmertemperatur im Verhältnis 1:3,7 stehen. Eine quantitative Analyse ist aber nicht möglich, da verschiedene Ursachen für die mangelnde Übereinstimmung verantwortlich sein können.

Diese Schwierigkeit fällt bei Isotopen weitgehend fort. Einmal erfolgt z. B. die Verbrennung von Deuterium



mit einer Wärmetönung, die bis auf die Differenz der Nullpunktenergien dieselbe ist wie bei der Bildung leichten Wasserdampfs nach (3); zum andern sind die Reaktionsmechanismen identisch. Daher bietet das Studium stationärer H_2 - und D_2 -Flammen gerade noch mit Hinsicht auf den grossen relativen Massenunterschied beider Gase einen vorzüglichen Weg, um den Einfluss der Diffusion klarzustellen. Wir erinnern, dass in vorgemischten Gasen bei nichtstationären Flammen aus demselben Grund mit den Wasserstoffisotopen ein tiefer Einblick in den Mechanismus der Verbrennung gewonnen werden konnte¹⁾.

5. Im folgenden wird über solche Versuche berichtet. Jedoch haben wir als charakteristische Grösse für die Flammen nicht ihre Höhe sondern ihre Oberfläche gewählt. Eine Wasserstoff-Flamme ist nach der Spitze hin nur sehr unscharf begrenzt, während sich ihre Oberfläche viel genauer bestimmen lässt. Der Diffusionsstrom von Wasserstoff zur Flammenoberfläche, wo er spontan verschwindet, beträgt

$$\frac{\partial n_{H_2}}{\partial t} = -D_{H_2} \frac{\partial c_{H_2}}{\partial x} \text{ bzw. } \frac{\partial n_{D_2}}{\partial t} = -D_{D_2} \frac{\partial c_{D_2}}{\partial x},$$

ist also bei gleichem Konzentrationsgradienten dem Diffusionskoeffizienten proportional. Bei gleichen geometrischen und stöchiometrischen Verhältnissen, wie sie bei H_2 - und D_2 -Flammen gleichen Durchmessers und Umsatzes vorliegen, sollten sich infolgedessen die Flammenoberflächen in erster Näherung umgekehrt wie die Diffusionskoeffizienten verhalten. Der Umstand, dass die Flammenfront gegen die Strömungsrichtung geneigt ist, wird hierbei vernachlässigt, was jedoch für die Relativmessung nur einen geringfügigen Fehler bedingt.

Versuchsanordnung.

1. Deuterium erhielten wir durch Elektrolyse von 99,9-proz. D_2O , das mit der Hälfte seines Gewichts geglühten Kaliumcarbonats versetzt war (Fig. 2). Das Gas wurde über heissem Platinasbest Pt von Sauerstoffspuren befreit und mit fester Kohlensäure bei -80° getrocknet. Darauf trat es durch ein Quecksilberventil V mit porösem Thermisolrohr in eine evakuierte, kalibrierte Flasche F ein. — Leichter Wasserstoff wurde teilweise in derselben Anordnung hergestellt, teilweise Stahlflaschen entnommen und in die Flasche abgefüllt.

¹⁾ K. Clusius und G. Faber, Zeitschr. f. Naturforschg. **2a**, 97 (1947), daselbst ältere Literatur; s. a. G. Böhm und K. Clusius, Zeitschr. f. Naturforschg. **3a**, 386 (1948).

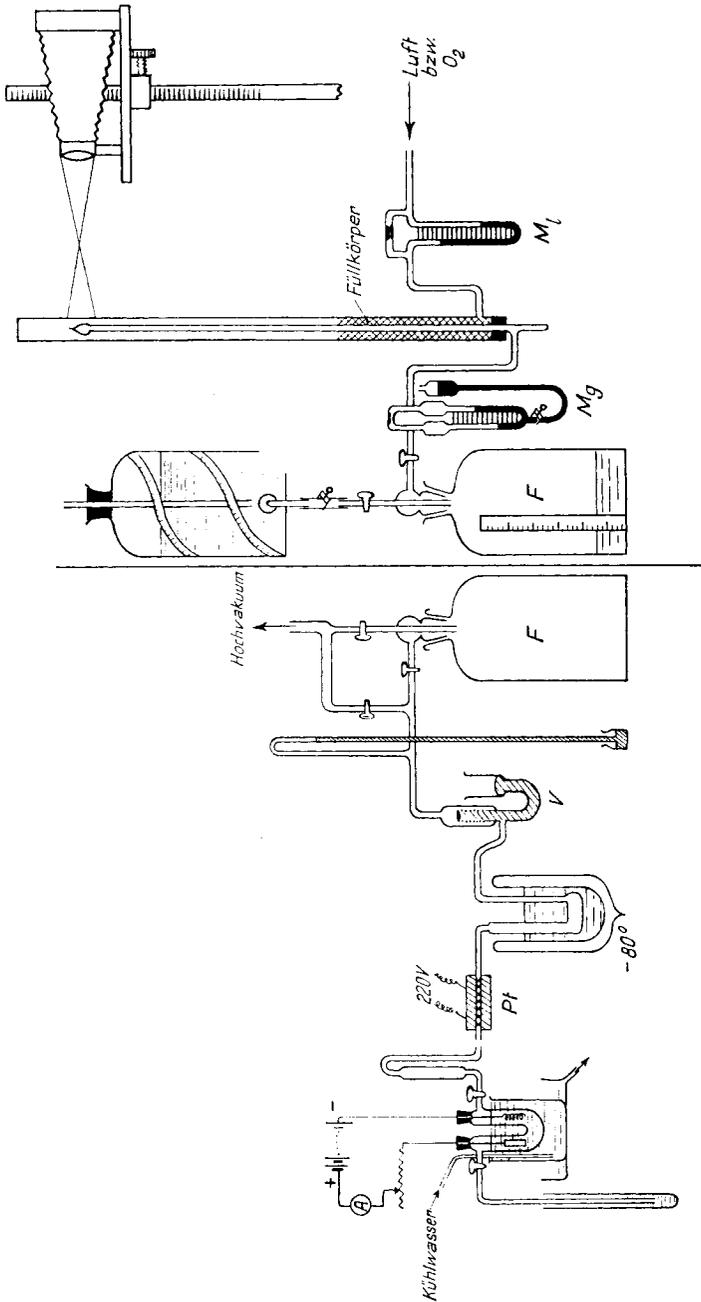


Fig. 2.

Versuchsanordnung. Links Darstellung von Deuterium. Rechts Apparatur zur Erzeugung der Flammen.

2. Die Untersuchung der Flammen geschah in der auf der rechten Hälfte von Fig. 2 skizzierten Anordnung. Der Wasserstoff wurde aus der Flasche unter konstantem Druck durch Zufluss von Wasser aus einer geeichten *Mariotte*'schen Flasche verdrängt, strich dann zur Kontrolle der Strömungsgeschwindigkeit durch ein Manometer M_2 und trat in das Innenrohr ein. Da bei Zimmertemperatur ein merklicher Austausch zwischen D_2 und H_2O in Abwesenheit von Katalysatoren fehlt, trat durch diese Arbeitsweise eine Verunreinigung des Deuteriums nicht ein. Luft wurde einem Gebläse, Sauerstoff einer Stahlflasche entnommen und mit einem Strömungsmanometer M_1 bestimmt. Um die Grösse und Form der Flammen genau ausmessen zu können, wurden sie photographiert. Dazu diente ein 9×12 cm Plattenapparat mit einem *Schneider-Xenar*-Objektiv vom Öffnungsverhältnis $f:3,5$. Mit *Gevaert*-Platten, Ultra-Panchro 30⁰ *Scheiner*, erhielten wir gute Bilder in natürlicher Grösse bei Verwendung einer Pyrexdüse für die Flammen in Luft und einer Quarzdüse für die Flammen in Sauerstoff in Belichtungszeiten von 10—60 Sekunden. Nach den Aufnahmen wurde auf jede Platte am Ort der Düse ein Masstab photographiert, um alle Flammenhöhen und Oberflächen genau vergleichen zu können. Zur Ermittlung der Flammenoberfläche wurde das Flammenprofil auf einer Papierkopie in eine Anzahl von Schnitten zerlegt, aus denen sich nach den für Zylinder, Kegelstumpfmäntel usw. geltenden Formeln die Oberfläche auf wenige Prozent genau bestimmen liess.

3. Zur Analyse der Flammengase saugte man aus verschiedenen Stellen des Flammeninnern mit feinen Quarzkapillaren Gasproben ab. In einem Wägeröhrchen aus Quarz, das mit Magnesiumperchlorat beschickt war, wurde der Wasserdampf nach dem Durchstreichen einer bekannten Gasmenge gewogen. Zur Bestimmung des Wasserstoffs wurde das Restgas mit einer kleinen *Töpler*-Pumpe in ein über Quecksilber stehendes Eudiometerrohr gedrückt und nach Zugabe von Sauerstoff (sowie bei kleinem Wasserstoffgehalt von elektrolytischem Knallgas) verpufft.

Ergebnisse.

1. Meist wurde mit derselben mittleren Strömungsgeschwindigkeit für Wasserstoff und Luft gearbeitet. Form und Oberfläche der Flammen änderten sich übrigens nicht, wenn das Mengenverhältnis Luft: Gas um das 2,5fache variiert wurde.

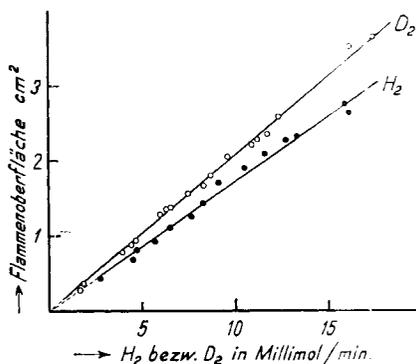


Fig. 3.

Oberfläche von H_2 - und D_2 -Flammen in Luft, Pyrexdüse von 1,9 mm, Ausseurohr von 20,6 mm Durchmesser.

2. Von den über 200 Versuchen teilen wir auf Fig. 3 und 4 eine charakteristische Auswahl mit, betonen aber, dass durch die Einbe-

ziehung sämtlicher Ergebnisse die Beurteilung des Materials nicht geändert wird. Auf Fig. 3 ist die Grösse der Flammenoberfläche als Funktion des Umsatzes für Wasserstoff und Deuterium in Luft dargestellt. Es ergibt sich sofort, dass beim gleichen Umsatz eine Deuteriumflamme erheblich grösser ist, wovon man sich schon durch den blossen Augenschein während des Versuches überzeugen konnte.

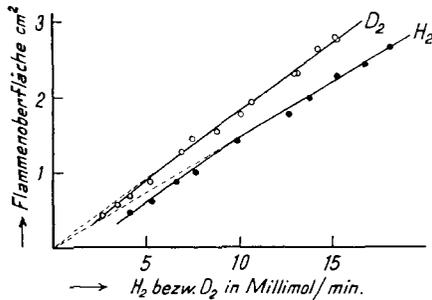


Fig. 4.

Oberfläche von H₂- und D₂-Flammen in Sauerstoff, Quarzdüse von 5,25 mm, Aussenrohr von 20,6 mm Durchmesser.

Flammenoberfläche und Umsatz sind in weiten Grenzen einander proportional, wie aus den durch die Versuchspunkte gelegten Geraden hervorgeht. Bei reinen Diffusionsflammen müssten die Neigungen der beiden Geraden im reziproken Verhältnis der mittleren Diffusionskoeffizienten beider Isotope gegen Luft (Molgewicht etwa 29) stehen. Nach *Enskog* gilt für dieses Verhältnis die Relation

$$\frac{D_{H_2}}{D_{D_2}} = \sqrt{\frac{(M_{Luft} + M_{H_2}) M_{D_2}}{M_{H_2} (M_{Luft} + M_{D_2})}} = 1,370,$$

während unsere Beobachtung den viel kleineren Wert 1 : 1,21 liefert.

Ähnliche Ergebnisse findet man beim Verbrennen der Wasserstoffisotope aus Quarzdüsen in reinem Sauerstoff, wie aus Fig. 4 hervorgeht. Die Flammenoberfläche ist hier entsprechend dem grösseren Konzentrationsgefälle des Reaktionsteilnehmers Sauerstoff und der damit verbundenen Intensivierung des Umsatzes kleiner. Oberhalb von 10 Millimol pro Minute findet man für die Deuteriumflamme eine 1,23 mal grössere Oberfläche als beim leichten Wasserstoff. Eine reine Diffusionsflamme sollte 1,375 mal grösser sein.

Bei Umsätzen unterhalb von 10 Millimol treten in reinem Sauerstoff bei der relativ weiten Düse Abweichungen von der gewöhnlichen Flammenform auf. Die Flammen werden mit abnehmender Molmenge immer flacher, um sich schliesslich 1–2 mm in das Innere der Düse zurückzuziehen. Dadurch wird die Impulsdiffusion am Düsenrand weniger zur Vermischung beitragen können, weshalb

man bei den kleinen und zurückgezogenen Flammen ein näher am erwarteten Wert liegendes Verhältnis der D_2 - zur H_2 -Flammenoberfläche findet. Allerdings ist es bei diesen scheibenartigen Flammen zweifelhaft, wie weit die Reaktion noch rein homogen im Gasraum verläuft und wie weit eine heterogene Katalyse an der Oberfläche der glühenden Quarzwand stattfindet. Unter diesen Umständen ist die Abweichung der Sauerstoffkurven von der Linearität bei kleinen Umsätzen verständlich.

3. Unser bisheriges Ergebnis besagt, dass in den „Diffusionsflammen“ nur ein Teil des Gases wirklich durch Diffusion umgesetzt wird, ein anderer aber besonders in der Nähe der Düse durch einen vorwiegend mechanischen Mischvorgang verbrennt. Als weitere Stütze für diese Auffassung sehen wir die Flammenkonturen an, die man beim Umsatz derselben Molmenge Wasserstoff und Deuterium erhält. Wir haben auf Fig. 5 drei derartige Versuche an Hand der photographischen Aufnahmen masstäblich wiedergegeben. Der Flammensaum ist am Düsenrand besonders scharf und wird erst in dem Masse undeutlicher, wie man sich der Spitze der Flamme nähert.

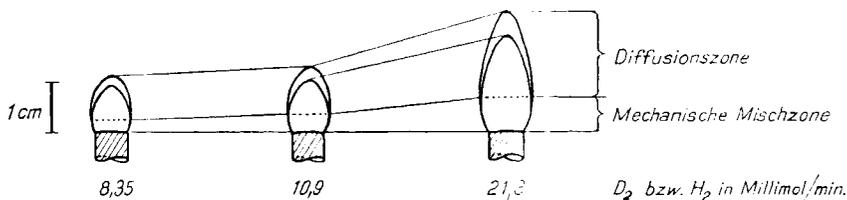


Fig. 5.

Konturen von D_2 - bzw. H_2 -Flammen gleichen Umsatzes auf 5,25 mm Pyrexdüse in Luft. Die D_2 -Flamme ist innerhalb der Diffusionszone grösser als die H_2 -Flamme; in der Mischzone fallen die Konturen beider Flammen zusammen.

In unmittelbarer Nähe der Düse decken sich nun die Oberflächen der H_2 - und D_2 -Flammen genau, während an der Spitze ihre Umrisse nicht mehr zusammenfallen. Die Flamme des leichten Wasserstoffs erscheint kürzer und rundlicher als die Deuteriumflamme, die langgestreckter ist. Diesen Unterschied müssen wir darauf zurückführen, dass im Unterteil der Flamme die mechanische Vermischung überwiegt, die ein vom Molgewicht des brennbaren Gases weitgehend unabhängiger Vorgang sein wird. Daher fallen die Säume der beiden Flammen in der Nähe der Düse zusammen. Das mechanische Eindringen der Luft wird im Unterteil der Flamme noch dadurch erleichtert, dass die starke Erwärmung der Gase eine Expansion über den eigentlichen Düsendurchmesser hinaus bewirkt. Wenn auch eine scharfe Begrenzung dieser Mischzone nach oben hin nicht existiert, so zeigt doch die grosse Verschiedenheit der Flammenkonturen das Überwiegen der Diffusion im oberen Teile an. Die mechanische Mischzone

dürfte etwa bis zu der Stelle des grössten Flammendurchmessers reichen, wie wir es durch die gestrichelte Querlinie angedeutet haben. Nimmt man an, dass in der Mischzone gleich viel H_2 wie D_2 verbrennt und dass im Oberteil der Flamme der restliche Wasserstoff nur noch durch Diffusion umgesetzt wird, so kann man die Oberflächen und Höhen der oberen Flammenkalotten für H_2 und D_2 miteinander vergleichen. Man findet Werte, die für die Oberflächen zwischen 1,35 und 1,40, für die Höhen zwischen 1,37 und 1,40 liegen, was in Anbetracht des notwendigerweise qualitativen Charakters der Überlegung als eine ausreichende Übereinstimmung mit der Erwartung angesehen werden darf. Es mag überraschen, dass sich eine Diffusionszone so gut abgrenzen lässt. Doch werden beruhigte und von mechanischen Mischvorgängen weitgehend freie Strömungsverhältnisse im oberen Flammenabschnitt durch die grosse Zähigkeit der erhitzten Gase, welche die bei Zimmertemperatur um das 3- bis 4fache übersteigt, wesentlich begünstigt.

4. Um einen Überblick zu erhalten, wie gross der in der mechanischen Mischzone verbrannte Anteil des Wasserstoffs gegenüber dem in der Diffusionszone verschwindenden ist, wurde eine H_2 -Flamme von 55 mm Höhe genauer analysiert. Die Ergebnisse sind auf Fig. 6

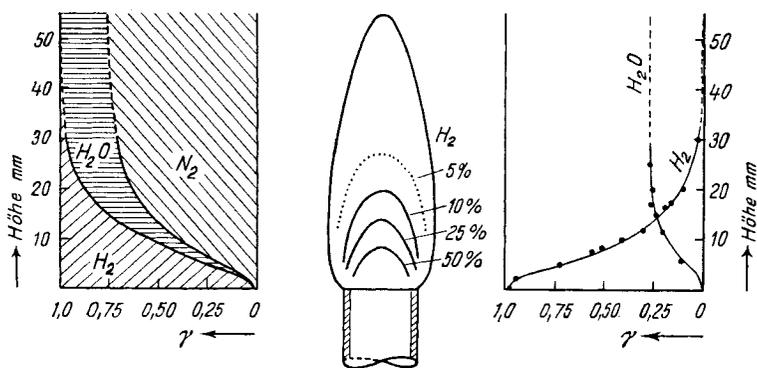


Fig. 6.

Kontur einer 55 mm hohen H_2 -Flamme in Luft, 12,6 mm weite Pyrexdüse. Kurven gleicher H_2 -Konzentrationen sind in der Flamme angegeben. Die Diagramme rechts bzw. links beziehen sich auf die Zusammensetzung längs der Achse.

zusammengestellt. In der Mitte ist die Flamme skizziert, in der die Kurven gleicher Wasserstoffkonzentration angedeutet sind. Die in der Flammenachse erhaltenen Analysenresultate für den Verlauf der Wasserstoff- und Wasserdampf-Konzentration sind auf dem rechten Diagramm eingetragen, während auf dem linken die mittlere Zusammensetzung der Flammengase in der Achse verzeichnet ist. Selbst wenn man den Umstand berücksichtigt, dass der Kern der Flamme dicht hinter der Düse noch verhältnismässig kalt ist, ergibt sich doch

die Tatsache, dass bis zur Stelle des grössten Flammendurchmessers mehr als 80% des Wasserstoffs bereits verbrannt sind, während die Gase erst etwa 20% der Gesamthöhe der Flamme zurückgelegt haben. Im oberen Abschnitt der Flamme verbrennt demnach trotz der viel grösseren räumlichen Ausdehnung nur ein kleiner Bruchteil des Gases. Mit der hohen Gaskonzentration im Unterteil der Flamme hängt auch die Schärfe der dort beobachteten Flammenfront zusammen. Wie erwähnt, stellt sich die Flammenfront auf den geometrischen Ort grösster Umsatzgeschwindigkeit ein, der unter Bevorzugung eines Brennstoffüberschusses nahe an den Ort stöchiometrischer Mischung fällt. Im oberen Abschnitt der Flamme, wo durch den Stickstoff und den gebildeten Wasserdampf stark verdünnte Gase abreagieren, ist die Reaktionsgeschwindigkeit gegen eine Änderung des Mischungsverhältnisses viel unempfindlicher, wodurch die Flammenfront nach der Spitze zunehmend die beobachtete unschärfere Kontur erhält.

5. In der vorliegenden Arbeit haben wir die Rolle der unterschiedlichen Flammenoberflächen von H_2 und D_2 für deren Temperaturen noch nicht berührt. Ebenso sind wir auf die Möglichkeit, die Diffusionsverhältnisse durch Variation des Druckes entscheidend zu beeinflussen, nicht eingegangen. In beiden Richtungen liegen schon verschiedene Beobachtungen vor, auf die wir später zurückzukommen gedenken.

Zusammenfassung.

An stationären H_2 - und D_2 -Flammen wird gezeigt, dass

1. innerhalb weiter Grenzen die Flammenoberfläche der verbrannten Molmenge proportional ist;
2. beim Umsatz gleicher Molmengen die Deuteriumflamme eine etwa 1,22 mal grössere Oberfläche als die des leichten Wasserstoffs hat;
3. im unteren Teil der Flamme in der Nähe der Düse eine mechanische Mischzone vorliegt, in der bereits über 80% der Gase umgesetzt werden;
4. im oberen Teil der Flamme eine Diffusionszone folgt, in der das restliche Gas verbrennt. Die Flammenhöhen und Oberflächen dieser Diffusionszone stehen im Verhältnis 1,35 bis 1,40, während man bei reiner Diffusion der Wasserstoff-isotope den Wert 1,37 erwarten sollte.

Zürich, Physikalisch-Chemisches Institut
der Universität.