

NOTIZEN

Bemerkung zum Bewegungsmechanismus der aufsteigenden $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Diffusionsflammen

Von K. Clusius

Physikalisch-chem. Institut der Universität Zürich

(Z. Naturforschg. 5a, 514 [1950]; eingeg. am 12. Sept. 1950)

1. Vor einiger Zeit wurde über die Struktur aufsteigender $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Flammen in vorgemischten Gasen berichtet. Dabei treten zwei verschiedene Flammentypen auf¹. Recht merkwürdig ist zunächst das Phänomen einzelner halbkugeliger Flämmchen von ~ 4 mm Durchmesser, die mit der konvexen Seite nach oben mit einer Geschwindigkeit von ~ 25 cm/sec hochsteigen (Abb. 3¹). Betrachtungen über den Charakter der Flammenbewegung legen es nahe, daß diese heißen Gaskugeln nicht turbulenzfrei aufwärts streben, so daß eine exakte rechnerische Erfassung des Vorgangs so gut wie unmöglich ist.

Seither hat G. Taylor die physikalischen Begleiterscheinungen bei der Explosion einer Atombombe behandelt² und u. a. gezeigt, daß der Kopf des mit heißen Reaktionsprodukten gefüllten Rauchpilzes nach demselben Gesetz aufsteigt wie große linsenförmige Luftblasen in Wasser oder Nitrobenzol³. Überraschenderweise verhalten sich alle Medien dabei wie ideale, reibungsfreie Flüssigkeiten. Die Gasmasse bildet beim Aufsteigen mit ihrem Oberteil eine Kugelkalotte, während die ihre Form dauernd ändernde Unterseite unregelmäßige Bewegungen ausführt. Unter diesen Umständen ist eigentümlicherweise allein die Potentialströmung an der Halbkugel für die Steiggeschwindigkeit maßgebend, nicht aber der verwickelte Turbulenzvorgang unter ihr. Aus Modellversuchen über die Druckverteilung auf einer Kugelkalotte im Windkanal ergibt sich die zu erwartende Steiggeschwindigkeit v_s bei einem Kugelradius r zu

$$v_s = 0,78 \sqrt{gr}. \quad (1)$$

Die einfache Potentialtheorie liefert für die engere Umgebung des Staupunktes am Blasenscheitel den wenig verschiedenen Zahlenfaktor $2/3$, der mit den Versuchen eher noch besser stimmt.

Es liegt auf der Hand, daß diese Formel zu einer rohen Abschätzung der Steiggeschwindigkeit vereinzelter $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Flammen dienen kann. Wir haben insofern eine weitgehende mechanische Ähnlichkeit des Vorgangs, als die Druckverteilung im Flämmchen ebenfalls automatisch eine oben halbkugelige Frontgrenze schafft, die unten horizontal abgeschnitten erscheint und von einer Wirbelstraße gefolgt ist. Mit den eingangs erwähnten

Daten ($2r = 4$ mm) findet man $v_s = 0,78 \sqrt{981 \cdot 0,2} = 11$ cm/sec, während 25 cm/sec beobachtet sind. Daß die Rechnung einen zu kleinen Wert liefern muß, folgt aus einem wesentlichen Unterschied der aufsteigenden Flamme gegenüber der Luftblase im Wasser und dem „Heißluftballon“ über dem Explosionsherd einer Atombombe. Wir beobachten nämlich in den Wasserstoffflämmchen eigentlich nicht die Bewegung ein und derselben Gasmasse, sondern das Vorrücken einer Reaktionszone. Letztere überholt die Konvektion sozusagen dauernd, da sie sich zusätzlich in dem energieliefernden Frischgas vorwärtsrückt.

2. Für den zweiten von uns beschriebenen Flammentyp findet sich bei den englischen Autoren ebenfalls ein mechanisches Analogon. Man beobachtet es in einem vertikalen, oben geschlossenen Glasrohr, das mit Wasser gefüllt ist, wenn man dessen Mündung unten plötzlich freigibt. Dann fließt ein Wasserschleier an der Wand herab, während eine röhrenförmige, oben halbkugelig geschlossene Luftblase im Glaszylinder aufwärts läuft. Die Steiggeschwindigkeit dieser Erscheinung soll durch

$$v_s = 0,46 \sqrt{ga} \quad (2)$$

gegeben sein, wobei a der Rohrradius ist.

Flammen entsprechender Form sind auf Abb. 2 und 4 unserer zitierten Arbeit¹ wiedergegeben. Die Steiggeschwindigkeit in einem 5 cm weiten Rohr betrug 40 cm/sec, während Beziehung (2) 23 cm/sec liefert. Auch hier erklärt dieselbe Überlegung wie oben, weshalb die beobachtete Geschwindigkeit wieder größer, in Wirklichkeit etwa doppelt so groß als die berechnete ist. Die Skizzen unserer früheren Arbeit sind insofern verbesserungsbedürftig, als die Flammenfront nicht so nahe an die Glaswand heranrücken wird, wie es dort gezeichnet ist. Ein Teil des Frischgases strömt sicherlich in einem ringförmigen 1–2 mm breiten Spalt nahe der Wand nach abwärts an der aufsteigenden Flamme vorbei. Zündet man das mit etwas Chromylchlorid versetzte Gemisch bei Tageslicht, so läßt sich in der Rohrachse die aufsteigende, an der Wand die absteigende Strömung gut erkennen. Wahrscheinlich findet in diesem Spaltraum jener lebhaft Diffusionsvorgang statt, der in $\text{H}_2\text{-D}_2\text{-O}_2$ -Mischungen die erhebliche, früher beschriebene Isotopentrennung verursacht.

¹ G. Böhm u. K. Clusius, Z. Naturforschg. 3a, 389 [1948].

² G. Taylor, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 201, 159, 175 [1950].

³ R. M. Davies u. G. Taylor, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 200, 375 [1950].

