
LES
FLAMMES SENSIBLES

ET LES
LENTILLES ACOUSTIQUES,

PAR M. E. BOUTY,

Professeur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris.

1. Le phénomène de la sensibilité des flammes, tel que je l'ai décrit dans un Mémoire antérieur (1) est d'une grande généralité. On obtient des flammes sensibles avec divers gaz combustibles ou mélanges de gaz, dans des conditions qui confirment, en la complétant, l'interprétation que j'ai proposée. C'est toujours quand la flamme va devenir ou commence à devenir bruyante que se manifeste, avec plus ou moins d'intensité, la sensibilité à *tous* les sons aigus et non à quelques sons particuliers formant une échelle discontinue.

La forme circulaire de l'orifice est de beaucoup la plus favorable aux phénomènes de la sensibilité. Les flammes plates (forme papillon, par exemple) ne jouissent que d'une sensibilité rudimentaire et à peu près indépendante de la nature du gaz combustible. Tout ce qui suit se rapporte à des flammes issues d'orifices circulaires.

2. *Flammes de gaz d'éclairage.* — J'ai pris des tubes de verre à peu près identiques que j'ai effilés à un bout, puis raccourcis et usés à la lime de façon à abattre toutes les aspérités de l'orifice et à atteindre le maximum de sensibilité pour la pression ordinaire (12^{cm} d'eau) des conduites du laboratoire. Il s'est trouvé que, malgré la différence de forme, parfois très accusée, de la partie effilée, le diamètre des meilleurs orifices ne s'écartait guère que de $\frac{1}{20}$ de part et d'autre de la moyenne 1^{mm},725 : la hauteur

(1) *Journal de Physique*, 3^e série, t. IV, p. 401.

moyenne des flammes était de 55^{cm}, leur débit de 320^{lit} à l'heure. La vitesse du jet suivant l'axe devait être à peu près la même pour toutes.

On rendra sensible une flamme de gaz issue d'orifices beaucoup plus étroits, en substituant un gazomètre aux conduites et en élevant suffisamment la pression ; mais la sensibilité qu'on peut ainsi atteindre décroît assez rapidement avec le diamètre de l'orifice d'émission. Ainsi, une certaine flamme, alimentée par les conduites, atteint seulement 32^{cm} de haut : elle est insensible ; alimentée par un gazomètre, elle est à son maximum de sensibilité sous une pression de 23^{cm} d'eau : à ce moment, elle a 50^{cm} de haut et elle débite 212^{lit} de gaz à l'heure ; deux autres flammes de 10^{cm}, 5 et de 6^{cm} de haut, sous la pression de la conduite, exigent respectivement des pressions de 42^{cm} et de 62^{cm} d'eau : elles s'élèvent alors à 30^{cm} et à 25^{cm} de hauteur et débitent 117^{lit} et 105^{lit} à l'heure ; mais la dernière de ces flammes n'est plus sensible à la consonne *s* même très fortement accentuée ; elle n'est excitée que par le cri très intense d'une sirène aiguë (1).

La vitesse axiale du jet joue évidemment un grand rôle dans ces phénomènes : elle doit être supérieure à un certain minimum, peut-être assez peu variable avec le diamètre de l'orifice.

Remarquons que ce n'est qu'à partir d'une certaine vitesse axiale que des tourbillonnements ont chance de se produire dans la flamme et j'ai montré antérieurement (2) que toute cause de tourbillonnement déforme la flamme de la même manière que le font les sons aigus.

3. Si l'on agit sur une flamme de gaz de haute sensibilité par un bruit aigu très faible, le tic-tac d'une montre par exemple, on constate que la montre doit être placée au voisinage de l'orifice ou de la gaine bleue de la région basilaire de la flamme. Le tic-tac est alors accompagné de flammèches

(1) Une expérience, faite en vue de comparer les sections des orifices et les pressions produisant la sensibilité maximum, a fourni les résultats suivants :

Diamètre de l'orifice.	Pression en colonne d'eau.
1 ^{mm}	33 ^{cm}
0,81	53
0,68	84

Les produits de la section par la pression de sensibilité varient comme les nombres 1, 1,085 et 1,18.

(2) Voir *Journal de Physique*, 3^e série, t. IV, p. 404.

qui jaillissent latéralement, à la partie supérieure de la flamme, avec un bruit qui rappelle les coups de piston d'une locomotive très éloignée. Avec certaines flammes il est possible d'éloigner horizontalement la montre jusqu'à une quinzaine de centimètres de l'orifice : la sensibilité de la flamme doit être considérée comme proportionnelle au carré de cette distance maximum.

Quand on excite une flamme par l'intermédiaire de deux miroirs conjugués, le foyer du miroir récepteur doit coïncider avec un point de la région basilaire de la flamme. S'il coïncide avec un point de la zone blanche placée au-dessus, le système des miroirs est sans effet.

L'organe sensible des flammes cylindriques de gaz d'éclairage est donc situé à leur base. Nous aurons à rechercher la nature de cet organe.

4. *Flammes de divers gaz.* — L'hydrogène fournit, avec des orifices circulaires, de grosses flammes, presque invisibles à leur partie supérieure (1) effilée, et dont la sensibilité est extrêmement faible. Si l'on augmente suffisamment la pression, la flamme fait entendre un bruit de souffle qui remplace le ronflement du gaz; en même temps elle s'étrangle et forme une sorte de panache indistinct; mais, pour aucune valeur de la pression, elle ne présente nettement cette sorte d'élasticité de la flamme du gaz qui, par l'excitation sonore, passe brusquement d'une forme à une autre très différente et revient à sa forme primitive aussitôt que cesse l'excitation. Cependant, on saisit un médiocre bruit de souffle quand, plaçant une toile métallique dans la flamme non encore soufflante, on produit dans le voisinage un bruit aigu et intense.

Si l'on mêle du gaz d'éclairage à l'hydrogène, on obtient sans peine des flammes sensibles; mais ce qu'il y a de très remarquable, c'est qu'il suffit, pour sensibiliser la flamme, de mêler à l'hydrogène un gaz inerte, de l'acide

(1) Ces flammes présentent un tube intérieur obscur très effilé, limité par une surface faiblement lumineuse qui prolonge en quelque sorte l'orifice.

Si l'on ajoute à l'hydrogène des proportions croissantes d'un gaz hydrocarboné, ce tube interne se raccourcit, devient indistinct et finalement disparaît pour $\frac{1}{40}$ en volume de gaz d'éclairage ou $\frac{1}{100}$ d'acétylène. *La simple inspection de la partie basilaire de la flamme révélerait donc des proportions encore bien moindres de ces gaz étrangers.*

Le tube disparaît aussi par l'addition d'une proportion d'acide carbonique supérieure à trois dixièmes en volume.

Ces faits sont évidemment liés à la décomposition ou dissociation par la chaleur des gaz carbonés et à la précipitation de carbone libre qui en résulte.

carbonique ou mieux de l'azote. La flamme, d'autant plus grêle et plus visible qu'elle contient moins d'hydrogène, finit par être très effilée : pour une valeur suffisante de la pression elle s'étrangle, forme un court panache et devient bruyante. Avec trois dixièmes d'azote en volume, la flamme est déjà très sensible à la consonne *s*, c'est-à-dire passe de la forme effilée à la forme étranglée par l'effet des sons aigus même peu intenses. Cette sensibilité persiste pour des mélanges plus pauvres en hydrogène.

Si la proportion d'azote dépasse notablement deux tiers en volume, la flamme s'éteint pour une pression inférieure à celle qui pourrait la rendre sensible.

Les mélanges d'hydrogène et d'air sont moins sensibles encore que l'hydrogène pur. Les mélanges de gaz d'éclairage et d'air sont sensibles, mais le sont de moins en moins à mesure que la proportion d'air augmente.

L'acétylène fournit une flamme dans laquelle le blanc apparaît, à l'intérieur de la zone bleue, à un demi-centimètre au-dessus de l'orifice. Cette flamme est sensible, mais seulement à des bruits aigus assez intenses; elle forme alors un panache très éclatant. Un mélange à volumes égaux d'acétylène et d'hydrogène produit une magnifique flamme d'un blanc éblouissant à la partie supérieure et dont la base, beaucoup moins lumineuse, ressemble déjà à la base d'une flamme de gaz. Cette flamme est sensible au tic-tac d'une montre. Des mélanges d'acétylène et d'azote peuvent aussi atteindre une sensibilité assez remarquable.

Nous reviendrons avec plus de détails sur les caractères de toutes ces flammes en cherchant à les expliquer.

5. *Essai d'interprétation.* — La complication apparente des phénomènes que nous venons de décrire paraîtra sans doute diminuée par deux remarques qui se complètent l'une l'autre et sur lesquelles je crois devoir insister.

La première, d'ordre physico-chimique, dépend de l'hypothèse que j'ai déjà proposée et d'après laquelle la sensibilité des flammes est liée à des retards de combustion. On comprendra :

1° Que les flammes plates dans lesquelles la surface de mélange est proportionnellement très grande dès le voisinage de l'orifice, soient moins favorables aux retards de combustion et, par suite, moins sensibles que les flammes cylindriques;

2° Que la présence d'un gaz inerte dans l'axe d'une flamme cylindrique

favorise les retards (et, par suite, la sensibilité) puisque, d'une part, ce gaz agit en divisant la masse et que de l'autre il abaisse la température de combustion.

3° On comprend enfin que l'oxygène se comportera à l'inverse d'un gaz inerte. Ainsi s'interprètent très simplement plusieurs faits nouveaux que nous avons observés; mais, à elle seule, cette première remarque ne peut suffire à tout expliquer.

6. *Lentilles gazeuses.* — La deuxième remarque est d'ordre purement physique; elle exige d'assez longs développements auxquels se rattache tout ce qui va suivre.

Les grandes sensibilités coïncident avec un aspect particulier de la flamme tranquille, formée d'un tube de flamme bleue engainant un cylindre obscur de gaz relativement froid. Ce système constitue une lentille acoustique cylindrique. Si elle est convergente et si son foyer est à l'intérieur même de la flamme, le mouvement vibratoire reçu de sources sonores éloignées sera concentré sur une ligne focale intérieure. De quelque façon que les ondes sonores agissent pour rompre l'équilibre de la flamme, l'excitation deviendra ainsi plus efficace. L'inverse doit se produire si la lentille est divergente. Nous sommes donc conduits à étudier la condition de convergence et la distance focale de cette sorte de lentilles.

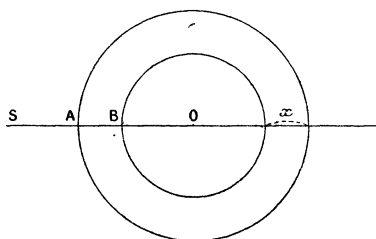
Mais nos connaissances sur la constitution et la température des diverses parties d'une flamme sont trop rudimentaires pour qu'on puisse tenter un calcul rigoureux. Nous substituerons à la flamme réelle une flamme fictive constituée par trois milieux de densités et de températures uniformes : 1° le milieu extérieur de densité ρ , dont nous désignerons par T la température absolue; 2° le milieu moyen (zone de combustion) : densité ρ' , température absolue T' ; rayon intérieur R , extérieur $R + x$; 3° milieu intérieur (gaz non brûlé) : densité ρ'' , température T'' .

L'uniformité de densité et de température dans chacune des régions de la flamme réelle n'est certainement pas réalisée, même d'une manière approximative; toutefois, la variation de température est excessivement rapide de part et d'autre des limites apparentes de la flamme bleue, et nos hypothèses nous fourniront au moins un renseignement qualitatif.

Nous allons appliquer la théorie élémentaire des lentilles à la flamme fictive. Soient V , V' , V'' les vitesses du son dans les trois milieux, respec-

tivement proportionnelles à $\sqrt{\frac{T}{\rho}}$, $\sqrt{\frac{T'}{\rho'}}$, $\sqrt{\frac{T''}{\rho''}}$. Considérons une source sonore S, à l'infini, dans le milieu extérieur et dans la direction OA (fig. 1).

Fig. 1.



L'image S', fournie par la première réfraction, sera à une distance ϖ du sommet A, distance que nous compterons positivement dans le sens AS. On a

$$(1) \quad \frac{V}{\varpi} = -\frac{V}{V' - 1} \cdot \frac{1}{R + x}.$$

Soit de même F la distance, au point B, de l'image S'' fournie par la deuxième réfraction, distance comptée positivement dans le sens BS; on a encore

$$(2) \quad \frac{V'}{F} - \frac{V}{\varpi + x} = -\frac{V'}{V'' - 1} \cdot \frac{1}{R}.$$

Éliminant ϖ entre (1) et (2), il vient

$$(3) \quad F = -V'VR \frac{VR + V'x}{V(V'^2 + VV'' - 2V'V'')R + V'^2(V' - V'')x}.$$

7. *Condition de convergence.* — Nous supposons que la combustion a lieu dans l'air. Dans ces conditions, on a toujours $V' > V$, c'est-à-dire

$$\frac{T}{T'} > \frac{\rho'}{\rho},$$

car $\frac{T'}{T}$ est assez grand, et la présence de l'azote atmosphérique dans la flamme empêche toujours $\frac{\rho'}{\rho}$ de prendre des valeurs très éloignées de l'unité.

Au contraire, on a, suivant les cas,

$$V'' \gtrless V'.$$

Voyons ce qui en résulte pour la convergence de la lentille AB.

La condition de convergence est que F soit négatif, c'est-à-dire que le dénominateur du second membre de (3) soit positif. Elle peut se mettre sous la forme

$$(4) \quad V' - V'' > \frac{VV'(V' - V)R}{VR(2V' - V) + V'^2 x}.$$

Puisque $V' - V$ est positif, les deux termes de cette dernière fraction sont positifs; l'inégalité (4) ne peut être vérifiée que si

$$V' > V'',$$

c'est-à-dire

$$(5) \quad \frac{T'}{T''} > \frac{\rho'}{\rho''}.$$

C'est une condition nécessaire, mais non suffisante, de la convergence.

Ainsi, quelle que soit l'épaisseur x de la flamme par rapport au rayon R de l'espace obscur, la lentille *ne peut être convergente que si l'inégalité (5) est vérifiée*. Mais, si l'on a $V' > V''$, il sera toujours possible de choisir x assez grand pour que (4) soit vérifiée, c'est-à-dire pour que la lentille soit convergente.

Résolue par rapport à x , la condition (4) de convergence devient

$$\frac{x}{R} > \frac{V(2V'V'' - V'^2 - VV'')}{V'^2(V' - V'')}.$$

ou

$$(4 \text{ bis}) \quad \frac{x}{R} > \frac{\sqrt{\frac{T'}{\rho'}} \left(2\sqrt{\frac{T' T''}{\rho' \rho''}} - \frac{T'}{\rho'} - \sqrt{\frac{T' T''}{\rho' \rho''}} \right)}{\frac{T'}{\rho'} \left(\sqrt{\frac{T'}{\rho'}} - \sqrt{\frac{T''}{\rho''}} \right)}.$$

8. *Condition relative à la position du foyer.* — Pour que le foyer de la lentille tombe dans l'espace obscur intérieur, il faut que ϖ' soit inférieur à $2R$ en valeur absolue, d'où l'inégalité

$$\frac{x}{R} > \frac{V'V^2 + 4VV'V'' - 2VV'^2 - 2V^2V''}{V'^2(2V' - 2V'' - V)}$$

ou

$$(6) \quad \frac{x}{R} > \frac{\sqrt{\frac{T'}{\rho'}} \frac{T}{R} + 4 \sqrt{\frac{TT'T''}{\rho\rho'\rho''}} - 2 \sqrt{\frac{T}{\rho} \frac{T'}{\rho'}} - 2 \frac{T}{\rho} \sqrt{\frac{T''}{\rho''}}}{\frac{T'}{\rho'} \left(2 \sqrt{\frac{T'}{\rho'}} - 2 \sqrt{\frac{T''}{\rho''}} - \sqrt{\frac{T}{\rho}} \right)}$$

9. *Vérifications.* — Nous allons essayer de mettre des nombres à la place des lettres, mais pour cela il faut s'adresser à des gaz simples ou à des mélanges définis dont on connaisse les températures de combustion. Nous nous occuperons d'abord de l'hydrogène pur ou mélangé d'un gaz inerte, en faisant usage des températures de combustion T' publiées par MM. Mallard et Le Chatelier (1).

Nous prendrons uniformément comme température extérieure 27°C. ; d'où

$$T = 300;$$

nous admettons que la température de l'espace obscur intérieur ne peut guère dépasser de plus de 200° la température extérieure et nous prendrons uniformément

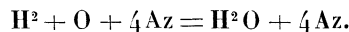
$$T'' = 500.$$

Nous rapporterons les densités à l'hydrogène. On aura donc pour l'air

$$\rho = 14,5.$$

Une difficulté se présente pour fixer la densité ρ' ; le volume total ν' des produits de la combustion est en général inférieur à la somme ν des volumes des gaz non brûlés et l'on ignore quel est le volume spécifique qu'on doit assigner réellement au mélange constituant la flamme. Cependant, grâce à la présence de l'azote atmosphérique dans cette flamme, la diminution relative $\frac{\nu - \nu'}{\nu}$ est toujours peu importante; on pourra, sans grand inconvénient, admettre que le volume spécifique est $\frac{\nu + \nu'}{2}$.

10. *Hydrogène.* $\rho'' = 1$. — La combustion de l'hydrogène dans l'air peut se réduire à la formule approchée



(1) MALLARD et LE CHATELIER, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIII, p. 1077.

7^{vol} de gaz sont réduits à 6 par la combustion; $\frac{v-v'}{2} = \frac{1}{6}$. Admettant que dans la zone de combustion le volume est 6,5, on trouve (1)

$$\rho' = \frac{74}{6,5} = 11,38 = \frac{\rho'}{\rho''}.$$

MM. Mallard et Le Chatelier donnent, pour la combustion de l'hydrogène dans l'air,

$$t' = 2080^{\circ}, \quad \text{d'où} \quad T' = 2353^{\circ},$$

$$\frac{T'}{T''} = 4,706;$$

on a donc

$$\frac{T'}{T''} < \frac{\rho'}{\rho''}.$$

La condition de convergence ne peut être réalisée. La lentille cylindrique formée par la base d'une flamme d'hydrogène est divergente.

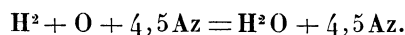
Si l'on attribue un rôle à cette lentille dans la production des phénomènes de la sensibilité, on est donc amené à conclure que les flammes d'hydrogène pur sont très peu sensibles, et c'est en effet ce que l'expérience nous a montré.

11. *Mélanges d'hydrogène et d'azote.* — Quand on ajoute des proportions croissantes d'azote à l'hydrogène, on abaisse d'abord assez peu la température de combustion T' et l'on change à peine ρ' , tandis que ρ'' croît très rapidement. Le rapport $\frac{\rho'}{\rho''}$ décroît donc très vite et le sens de l'inégalité (5) ne tarde pas à se renverser.

Soit, par exemple, le mélange de 0,8 d'hydrogène et 0,2 d'azote en volume

$$\rho'' = 3,6.$$

La formule de combustion est



(1) En tout cas ce rapport est compris entre les deux limites extrêmes $\frac{74}{6} = 12,33$ et $\frac{74}{7} = 10,57$.

7^{vol} et demi de gaz se condensent en 6^{vol} et demi

$$\rho' = \frac{81}{7} = 11,57;$$

$$\frac{\rho'}{\rho''} = 3,214.$$

La température de combustion T' n'est pas donnée directement par MM. Mallard et Le Chatelier; mais, pour un mélange dans lequel la proportion d'azote est, à la proportion atmosphérique, dans le rapport $\frac{3,01}{1,92} = 1,567$, ces savants trouvent une température de combustion $t' = 1770^\circ$, c'est-à-dire inférieure de 310° seulement à la précédente. Dans le cas que nous considérons ici, nous avons fait croître la proportion d'azote dans un rapport beaucoup moindre : $\frac{4,5}{4} = 1,125$. Nous admettrons, à titre d'approximation, que la température de combustion s'est abaissée de

$$\frac{0,125}{0,567} 310^\circ = 68^\circ,4,$$

c'est-à-dire que

$$T' = 2353^\circ - 68^\circ,3 = 2284^\circ,7,$$

$$\frac{T'}{T''} = 4,57.$$

Le sens de l'inégalité fondamentale est renversé, la lentille *peut être* convergente.

Tous calculs faits, la condition de convergence (4 *bis*) se réduit à

$$\frac{x}{R} > 1,79.$$

Mais le dénominateur de (6) se trouve presque nul, c'est-à-dire qu'il faudrait supposer au rapport $\frac{x}{R}$ une valeur énorme pour que le foyer tombât à l'intérieur de l'espace obscur. Les conditions de sensibilité ne sont pas encore remplies.

Toutefois, il suffira d'accroître assez peu la proportion d'azote pour que l'inégalité (6) nous donne des valeurs de x acceptables. En effet, le calcul, répété pour un mélange de $\frac{1}{3}$ en volume d'azote et $\frac{2}{3}$ d'hydrogène, donne

$$\rho'' = 5,333, \quad \rho' = 11,374, \quad T' = 2216^\circ,3;$$

d'où, pour la condition de convergence,

$$\frac{x}{R} > 0,196,$$

et pour la condition relative à la position du foyer

$$\frac{x}{R} > 0,877.$$

Cette condition se trouve effectivement satisfaite dans mes expériences et le sera désormais pour tous les mélanges plus riches en azote.

12. *Mesure des diamètres.* — Pour obtenir approximativement la valeur du rapport $\frac{x}{R}$, j'introduis dans la région cylindrique de la base de la flamme deux fils de platine minces horizontaux, que je rapproche à volonté sur un diamètre de la flamme : 1° jusqu'à ce que les fils, entièrement extérieurs à la flamme, paraissent la toucher, mais en restant sombres; 2° jusqu'à ce que les extrémités de ces fils, portées au blanc éblouissant, paraissent toucher le bord intérieur de la flamme vers l'espace obscur. On mesure la distance des extrémités des fils après extinction de la flamme.

Cette mesure a été exécutée notamment pour le mélange de $\frac{1}{3}$ en volume d'azote et $\frac{2}{3}$ d'hydrogène. Sous une pression de 18^{cm} la flamme débitait 416^{lit} du mélange à l'heure. La consonne *s*, prononcée faiblement à plus de 1^m de distance, réduisait la flamme au $\frac{1}{3}$ de sa hauteur normale laquelle était de 35^{cm} environ. La flamme était donc très sensible. On a trouvé

$$\begin{aligned} 2(x + R) &= 1^{\text{cm}}, \\ 2R &= 0^{\text{cm}}, 51; \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{x}{R} = 0,96,$$

valeur nettement supérieure à la limite 0,877 calculée ci-dessus. Le foyer de cette flamme sensible tombe donc dans l'espace obscur intérieur.

13. Des expériences analogues ont été réalisées pour un grand nombre de mélanges d'hydrogène et d'azote. Je me borne à rapporter les observations relatives à la sensibilité de ces flammes.

Prop. d'azote en volume.	Sensibilité maximum.
0,1	Sensibilité appréciable aux forts sifflements
0,2	Id.
0,25	Sensibilité passable, mais seulement à la limite où la flamme va souffler
0,3	Flamme très sensible
0,333	Id.
0,4	Id.
0,5	Id.
0,6	Id.
0,669	Flamme extrêmement sensible
0,75	S'éteint avant de devenir sensible

Le calcul approché, fondé sur la considération des lentilles acoustiques, et l'expérience fixent donc à peu près au même point la limite des grandes sensibilités.

14. *Mélanges d'hydrogène et d'acide carbonique.* — Je ne rapporterai pas les calculs relatifs aux mélanges d'hydrogène et d'acide carbonique. Ils fixent la limite de sensibilité à une proportion en volume d'acide carbonique un peu plus faible que la proportion d'azote correspondante. Notons que, dans le cas actuel, la présence d'un gaz carboné dans la flamme tend à rendre indistincte la limite intérieure de la zone de combustion; la mesure de $\frac{x}{R}$ deviendrait illusoire pour des mélanges riches en acide carbonique.

Voici les résultats expérimentaux relatifs à la sensibilité :

Prop. d'acide carbonique en volume.	Sensibilité maximum.
0,1	Sensibilité faible
0,25	Sensibilité faible et assez bonne sensibilité dans deux expériences consécutives.
0,333	Flamme très sensible
0,5	Id.
0,667	Id.
0,75	Mélange qu'on ne peut enflammer d'une manière durable

Des mélanges ternaires d'hydrogène, d'acide carbonique et d'azote, contenant en tout $\frac{1}{3}$ en volume de gaz inerte, sont aussi sensibles que les mélanges binaires correspondants (¹).

(¹) Signalons, en passant, que j'ai pu répéter avec succès, pour un mélange d'hydrogène et

15. *Acétylène* : $\rho'' = 13$, $\rho' = 14,56$. — M. Le Chatelier (1) donne, pour la température de combustion de l'acétylène dans l'air, $t' = 2260^\circ$,

$$T' = 2533.$$

La condition de convergence et la condition relative au foyer sont très largement satisfaites, les seconds membres de (4) et de (6) prenant des valeurs négatives.

Cependant la sensibilité est médiocre : la flamme n'est excitée par la consonne *s* que quand on l'accentue fortement. Alors la flamme s'écrase, à la manière des flammes de gaz, en formant un panache éblouissant.

Il faut remarquer que l'espace obscur intérieur à la flamme n'existe que sur une hauteur de $0^{\text{cm}},5$ au plus au-dessus de l'orifice. Au-dessus, l'axe de la flamme, d'un blanc éclatant, est absolument opaque pour la lumière et probablement aussi pour le son. Les conditions sont celles que la flamme du gaz présente à partir d'une dizaine de centimètres au-dessus de l'orifice, dans la région où nous savons que l'excitation devient inefficace. La lentille cylindrique n'existant ici que sur $0^{\text{cm}},5$ de haut au lieu de 10^{cm} , on ne peut être surpris que son effet soit médiocre.

16. *Mélange d'acétylène et d'azote*. — L'azote est à peine plus dense que l'acétylène. On se convaincra, comme dans le cas de l'hydrogène, que l'abaissement de la température T' , produit par une addition même assez considérable d'azote, est peu important. Les conditions de la lentille cylindrique varieront donc très peu : il est clair que les inégalités (4) et (6) continueront à être satisfaites, même pour des mélanges riches en azote.

L'expérience montre, comme on pouvait s'y attendre, que la longueur de la portion basilaire de la flamme transparente croît avec la proportion d'azote : l'effet de la lentille cylindrique doit augmenter dans le même rapport. Voici les résultats obtenus :

d'acide carbonique contenant 0,4 en volume de gaz inerte, des expériences analogues à celles de la page 2 sur la variation de pression nécessaire pour sensibiliser la flamme quand on change le diamètre de l'orifice.

(1) LE CHATELIER, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXI, 30 décembre 1895. Température déduite de la formule de combustion ordinaire.

Proportion d'azote en volume.	Sensibilité maximum.
0,143	Supérieure à celle de l'acétylène pur
0,333	Flamme très sensible
0,500	Flamme longue et grêle d'une sensibilité remarquable
0,667	La flamme s'éteint

Notons cependant que les mélanges d'acétylène et d'acide carbonique ne paraissent pas supérieurs à l'acétylène pur au point de vue de la sensibilité.

17. *Mélanges d'acétylène et d'hydrogène. Gaz d'éclairage.* — L'hydrogène agit surtout en abaissant la densité ρ'' du mélange intérieur et, par suite, diminuera la convergence de la lentille cylindrique. Il est donc nécessaire de s'assurer si les inégalités (4) et (6) continuent à être vérifiées.

Soit d'abord un mélange, à volumes égaux, d'acétylène et d'hydrogène

$$\rho'' = 7, \quad \rho' = 12,97.$$

Nous admettrons que la température de combustion est la moyenne de celles de l'hydrogène et de l'acétylène

$$T' = \frac{2353 + 2533}{2} = 2443.$$

L'inégalité (6) se réduit à

$$\frac{x}{R} > 0,3;$$

à 4^{cm} au-dessus de l'orifice on a trouvé

$$\begin{aligned} 2(x + R) &= 12^{\text{mm}}, 5, \\ 2R &= 7^{\text{mm}}, 5, \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{x}{R} = 0,67.$$

Donc l'inégalité (6) est très largement satisfaite. Nous avons déjà signalé (p. 4) l'admirable sensibilité de cette flamme qui obéit même au tic-tac de la montre.

Le gaz d'éclairage, mélange d'hydrogène et d'un volume un peu supérieur de carbures divers, a, par rapport à l'hydrogène, une densité ρ'' variable de 6 à 8. On peut considérer que le calcul précédent lui est grossièrement

applicable. Or, on trouve expérimentalement pour $\frac{x}{R}$ des valeurs comprises entre 0,5 et 0,8, c'est-à-dire très supérieures à 0,3. On rend compte ainsi de l'extrême sensibilité de ces flammes.

Pour un mélange de 25 pour 100 d'acétylène et de 75 pour 100 d'hydrogène, le calcul approché donne

$$\rho'' = 4, \quad \rho' = 12, 17, \quad T' = 2398.$$

Condition de convergence

$$\frac{x}{R} > 0,533;$$

condition relative au foyer

$$\frac{x}{R} > 3,716.$$

L'expérience donne

$$\begin{aligned} 2(x + R) &= 14^{\text{mm}}, 2, \\ 2R &= 6^{\text{mm}}, 45, \\ \frac{x}{R} &= 1, 2. \end{aligned}$$

La lentille est encore convergente, mais son foyer (formule 3) tombe à 1^{mm}, 5 au dehors de la flamme; or cette flamme, dont la base rappelle, par son aspect, la flamme du gaz, possède une sensibilité qui, bien que très inférieure à celle des flammes précédentes, est encore supérieure à celle de l'acétylène pur.

Les approximations qui servent de base à tous ces calculs sont telles qu'on ne peut guère s'attendre à une meilleure concordance numérique.

On est d'ailleurs en droit de se demander quel peut bien être le degré d'efficacité de nos lentilles. Cette efficacité est limitée : 1° par les réflexions sur les deux faces de la lentille; 2° par la diffraction.

18. *Effet des réflexions.* — Si l'on se borne à considérer les rayons centraux, les seuls auxquels la théorie élémentaire des lentilles s'applique en toute rigueur, on peut faire usage des formules de la réflexion vitreuse pour l'incidence normale, c'est-à-dire admettre que le rapport de l'intensité réfléchie à l'intensité incidente, à la surface de séparation de deux milieux

dans lesquels le son se propage avec des vitesses V et V' , est

$$\left(\frac{V - V'}{V + V'}\right)^2.$$

On en déduit que la proportion α de l'intensité *transmise* après réflexion sur les deux faces de nos lentilles est

$$\alpha = \frac{16 V V'^2 V''}{(V + V')^2 (V' + V'')^2}.$$

On trouve ainsi

Composition du gaz (en volumes).	α .
Acétylène pur.....	0,665
0,5 acétylène, 0,5 hydrogène.....	0,708
0,3 azote, 0,7 hydrogène.....	0,720
0,25 acétylène, 0,75 hydrogène.....	0,731

La proportion de l'intensité réfléchie varie dans ces divers cas de 0,33 à 0,27 (1).

19. *Effet de la diffraction.* — Le foyer géométrique est en réalité le centre d'une frange brillante d'autant plus large que la longueur d'onde de la radiation considérée est plus grande.

Nous ne savons si les sons très aigus, capables d'exciter les flammes, agissent par leur note fondamentale ou par leurs harmoniques élevés. En tout cas, il ne paraît pas légitime d'admettre que les longueurs d'onde efficaces puissent descendre au-dessous de quelques millimètres. Or les rayons de courbure intérieurs de nos lentilles sont de 2^{mm} à 4^{mm}, les rayons extérieurs de 5^{mm} à 8^{mm}. On peut donc craindre que le rapport dans lequel l'intensité est accrue sur la ligne focale ne s'écarte guère de l'unité.

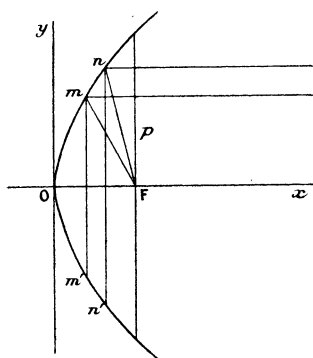
Je n'ai tenté aucun calcul relativement à ces lentilles. Je me suis borné à appliquer les formules ordinaires de la diffraction au problème plus simple des petits miroirs.

Soit un miroir parabolique de révolution de paramètre p , limité par un

(1) Le tube abducteur du verre par lequel s'échappe la flamme constitue, lui aussi, une lentille cylindrique sonore convergente, mais la vitesse du son dans le verre étant de plus de 5000^m, l'intensité α transmise après deux réflexions est extrêmement petite.

plan perpendiculaire à l'axe passant par le foyer et soumis à l'action d'ondes planes perpendiculaires à l'axe. La zone $mnm'n'$ du miroir (*fig. 2*) remplace

Fig. 2.



une portion d'onde plane de surface $2\pi y dy$. Substituons à chaque élément de la zone une source sphérique équivalente et supposons d'abord p assez grand par rapport à λ . En prenant égal à v le coefficient de vitesse afférent à l'onde plane, la composante efficace de la vitesse envoyée en F par la zone aura pour coefficient

$$\frac{2\pi y dy \left(\frac{p}{2} - x\right)}{\lambda \left[y^2 + \left(\frac{p}{2} - x\right)^2 \right]}$$

ou, puisque $y^2 = 2px$,

$$\frac{4\pi p dx (p - 2x)}{\lambda (p + 2x)^2}.$$

Puisque tous ces rayons arrivent concordants en F, les coefficients efficaces de vitesse s'ajoutent simplement, et le coefficient de vitesse résultant en F est

$$\frac{4\pi p}{\lambda} \int_0^{\frac{p}{2}} \frac{(p - 2x) dx}{(p + 2x)^2} = \frac{2\pi p}{\lambda} (1 - \log 2) = 1,928 \frac{p}{\lambda}.$$

On voit aisément, en appliquant la méthode de M. Gouy (¹), que cette expression est encore suffisamment approchée, même pour $p = \lambda$.

L'intensité envoyée en F par le miroir est donc supérieure à l'intensité

(¹) Gouy, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XXIV, p. 178.

incidente dans un rapport

$$\rho = 1,928^2 \frac{\rho^2}{\lambda^2} = 3,716 \frac{\rho^2}{\lambda^2}.$$

Ce résultat est sans doute très approximativement applicable à un miroir sphérique de rayon p .

Avec un miroir de 1^{cm} de rayon, on aurait donc $\rho = 3,716$ pour une longueur d'onde de 1^{cm} et $\rho = 371,6$ pour une longueur d'onde de 1^{mm}. Il est clair que, pour des miroirs cylindriques, on obtiendrait des valeurs de ρ moindres, et tout ce que nous pouvons conclure pour le cas plus complexe des lentilles cylindriques, c'est qu'on n'est pas autorisé *a priori* à considérer leur effet comme négligeable pour des longueurs d'onde de 1^{cm} à 1^{mm}.

