

## 6. GAZODYNAMIKA SPALANIA

Gazodynamika spalania zajmuje się przepływem gazów z jednoczesną reakcją chemiczną. Rozważa się w niej oddziaływanie charakteru przepływu, (to jest obrazu linii prądu oraz to, czy jest on laminarny, czy turbulentny), początkowych parametrów termodynamicznych czynnika roboczego (ewentualnie też ich zmienności w czasie) oraz ilości wywiązującego się w procesie ciepła, na jego przebieg.

### 6.1. Krzywa Rankina-Hugoniota

Obszar gazu niespalonego jest oddzielony od obszaru, gdzie reakcja już się zakończyła pewną warstwą, w której następuje spalanie. Warstwa ta przesuwa się z określoną prędkością względem gazu, którą można nazwać prędkością rozchodzenia się spalania lub krótko — prędkością spalania.

W większości zagadnień grubość warstwy, w której zachodzi spalanie jest mała w porównaniu z wymiarami charakterystycznymi przepływu. W tych przypadkach można traktować warstwę spalania jako powierzchnię nieciągłości, rozdzielającą gaz niespalony od spalonego. Wówczas zagadnienia dynamiczne można rozważać niezależnie od zagadnień kinetyki chemicznej.

W tym ustępie zostanie omówiony jednowymiarowy przepływ ze spalaniem, jako najbardziej wyidealizowany przypadek tego zjawiska (w rzeczywistości występują zwykle przepływy przestrzenne lub osiowo-symetryczne).

Do obszaru przed i za czołem płomienia (rys. 6.1) można zastosować trzy zasady mechaniki:

— zasadę zachowania masy

$$\dot{m} = \rho_1 U \quad w_1 = \rho_2 w_2 \quad [6.1]$$

gdzie:  $w_1 = u_1 - U$  — odpowiednie prędkości gazu względem czoła płomienia po jego jednej i drugiej stronie,

$w_2 = u_2 - U$  — prędkość przemieszczania się czoła płomienia względem ścianek przewodu,

$\dot{m}$  — gęstość przepływu,

$u_1, u_2$  — odpowiednie prędkości gazu względem ścianek przewodu,

$p_1, p_2$  — odpowiednie ciśnienia gazu,

$\rho_1, \rho_2$  — odpowiednie gęstości gazu,

$T_1, T_2$  — odpowiednie temperatury gazu.

— zasadę zachowania ilości ruchu

$$(\rho_1 u_1) w_1 - (\rho_2 u_2) w_2 = p_2 - p_1 \quad [6.2]$$

— zasadę zachowania energii

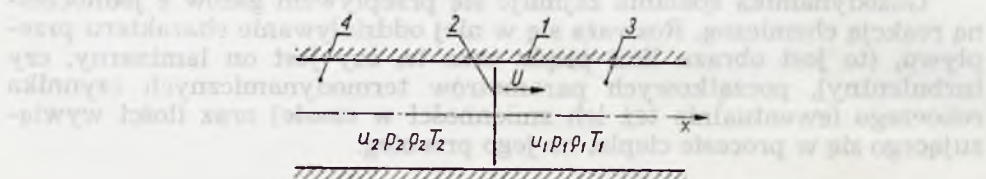
$$\varrho_1 w_1 \left( \frac{1}{2} u_1^2 + e_1 \right) + p_1 u_1 = \varrho_2 w_2 \left( \frac{1}{2} u_2^2 + e_1 \right) + p_2 u_2 - \varrho_2 w_2 Q \quad [6.3]$$

gdzie:  $Q$  — ciepło wydzielone podczas reakcji chemicznej na jednostkę masy,  
 $e_1$  — energia wewnętrzna czynnika przed reakcją.

Z równań [6.1] i [6.2] otrzymuje się zależność

$$\varrho_1^2 w_1^2 = \varrho_2^2 w_2^2 = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho_2}} \quad [6.4]$$

z której wynika, że ciśnienie i gęstość po przejściu czoła płomienia mogą albo rosnać, albo maleć.



Rys. 6.1. Schemat przepływu ze spalaniem: 1 — przewód, 2 — czoło płomienia wprowadzone do powierzchni nieciągłości, 3 — gazowa mieszanka palna, 4 — spaliny,  $x$  — współrzędna odległości

Możliwe są więc dwa typy procesów: takich, w których ciśnienie i gęstość rosną oraz takich, w których następuje spadek ciśnienia i zmniejsza się gęstość. Procesy pierwszego typu noszą nazwę *detonacji*, zaś procesy drugiego typu — *deflagracji*, czyli spalania powolnego lub krótko — spalania.

Niekiedy klasyfikuje się detonację jako jeden z dwu przypadków spalania, które dzieli się na spalanie szybkie — detonację i spalanie powolne — deflagację. Wydaje się jednak, że jest korzystniej uważać detonację za proces złożony, składający się z dwu zjawisk oddziałujących na siebie, ale traktowanych niezależnie: sprężania w fali uderzeniowej i spalania. Dlatego deflagację można nazywać wprost spalaniem.

Z równania [6.4] otrzymuje się po przekształceniu

$$\frac{p_2 - p_1}{u_1 - u_2} = \varrho_1 w_1 = \varrho_2 w_2 \quad [6.5]$$

Zakładając, że prędkość gazu przed czołem płomienia  $u_1 = 0$  oraz, że czoło płomienia porusza się w dodatnim kierunku osi  $x$  ( $w_1 < 0$ , rys. 6.1) ze wzoru [6.5] wynika, że w przypadku detonacji prędkość za czołem płomienia rośnie. Przeciwnie, w przypadku deflagacji gaz uzyskuje prędkość w ujemnym kierunku osi  $x$ .

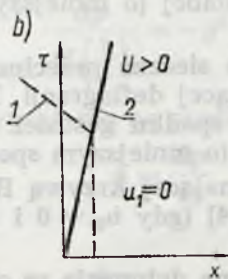
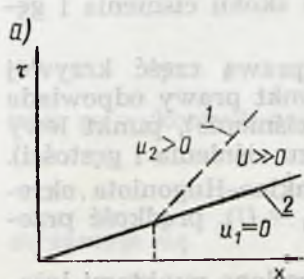
Powyższe przypadki zostały przedstawione w układzie współrzędnych  $x, \tau$  na rys. 6.2.

Przekształcając odpowiednio zależność [6.3] i przyjmując  $p = p_2$  i  $\varrho = \varrho_2$ , otrzymuje się następującą postać równania Rankina-Hugoniota

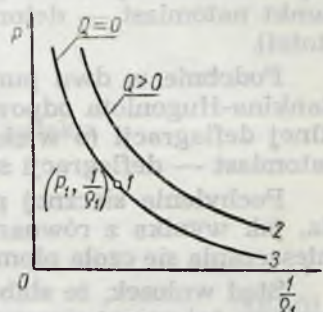
$$p \left( \frac{1}{\varrho} \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} - \frac{1}{\varrho_1} \right) - 2Q - p_1 \left( \frac{1}{\varrho_1} \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} - \frac{1}{\varrho} \right) = 0 \quad [6.6]$$



Wykresem tego równania jest krzywa równoległa do krzywej wiążącej parametry termodynamiczne fali uderzeniowej, dla której ilość ciepła  $Q = 0$ . W przypadku krzywej Rankina-Hugoniota (z doprowadzeniem ciepła  $Q > 0$ ) punkt odpowiadający warunkom początkowym ( $p_1, 1/\rho_1$ ) nie leży na niej (rys. 6.3).



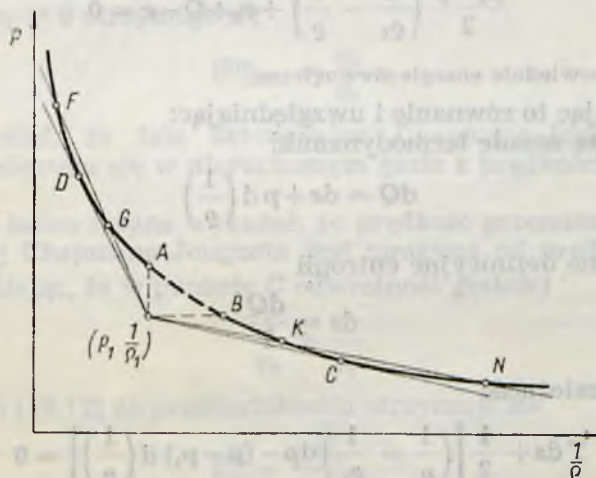
Rys. 6.2. Przepływ ze spalaniem a) detonacja b) deflagracja: 1 — droga elementu gazu w czasie, 2 — droga płomienia w czasie,  $\tau$  — czas,  $x$  — współrzędna odległości



Rys. 6.3. Wykres Rankina-Hugoniota: 1 — punkt odpowiadający warunkom początkowym procesu, 2 — krzywa Rankina-Hugoniota, 3 — krzywa dla fali uderzeniowej,  $Q$  — ciepło doprowadzone do procesu

Zakładając, że zawsze zostanie wywiązana ta sama ilość ciepła  $Q$ , otrzymuje się wszystkie możliwe stany gazu po przejściu czoła płomienia.

Krzywa Rankina-Hugoniota jest więc miejscem geometrycznym stanów po spalaniu (krzywa 2 na rys. 6.3) związanych ze stanem początkowym ( $p_1, 1/\rho_1$  — punkt 1 na rys. 6.3) równaniem [6.6].



Rys. 6.4. Spalanie detonacyjne i deflagracyjne na krzywej Rankina-Hugoniota

Prowadząc z punktu ( $p_1, 1/\rho_1$ ) proste: poziomą i pionową (rys. 6.4) ogranicza się na krzywej wycinek  $AB$ , który nie ma znaczenia fizycznego. Istotnie, na tym odcinku  $p_2 > p_1$  oraz  $1/\rho_2 > 1/\rho_1$ , a więc zgodnie z równaniem [6.4] iloczyn  $Qw$  musiałby przybierać wartości urojone.

Odcinek krzywej powyżej punktu  $A$  odpowiada w myśl poprzednich rozważań detonacji ( $\varrho_2 > \varrho_1$  i  $p_2 > p_1$ ) zaś poniżej punktu  $B$  — spalaniu ( $\varrho_2 < \varrho_1$  i  $p_2 < p_1$ ).

Sieczna wyprowadzona z punktu  $(p_1, 1/\varrho_1)$  przecina lewą część krzywej, odpowiadającej detonacji, w dwu punktach. Górny punkt przecięcia odpowiada silnej detonacji (o większym skoku ciśnienia i gęstości), dolny punkt natomiast — detonacji słabej (o mniejszym skoku ciśnienia i gęstości).

Podobnie w dwu punktach sieczna przecina prawą część krzywej Rankina-Hugoniota odpowiadającej deflagracji. Punkt prawy odpowiada silnej deflagracji (o większym spadku gęstości i ciśnienia), punkt lewy natomiast — deflagracji słabej (o mniejszym spadku ciśnienia i gęstości).

Pochylenie siecznej przecinającej krzywą Rankina-Hugoniota określa, jak wynika z równania [6.4] (gdy  $u_2 = 0$  i  $w_1 = U$ ), prędkość przemieszczania się czoła płomienia.

Stąd wniosek, że słaba i silna detonacja są określone punktami leżącymi na tej samej siecznej i mają takie same prędkości przemieszczania się.

Punkt styczności  $D$ , leżący na lewej części krzywej Rankina-Hugoniota, rozgranicza słabą i silną detonację, a punkt  $C$ , leżący na jej prawej części — słabą i silną deflagrację.

Detonacja odpowiadająca punktowi  $D$  nosi nazwę detonacji Chapmana-Jougueta, a spalanie odpowiadające punktowi  $C$  — deflagracji Chapmana-Jougueta.

Prędkość przemieszczania się detonacji i deflagracji Chapmana-Jougueta można określić w następujący sposób. Po prostym przekształceniu równanie Rankina-Hugoniota przyjmuje postać

$$\frac{p_1 + p}{2} \left( \frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho} \right) + e_1 + Q - e = 0 \quad [6.7]$$

gdzie  $e_1, e$  — odpowiednie energie wewnętrzne.

Różniczkując to równanie i uwzględniając:  
— pierwszą zasadę termodynamiki

$$dQ = de + p d\left(\frac{1}{\varrho}\right)$$

— równanie definicyjne entropii

$$ds = \frac{dQ}{T}$$

otrzymuje się zależność

$$T ds + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{1}{\varrho} - \frac{1}{\varrho_1} \right) dp - (p - p_1) d\left(\frac{1}{\varrho}\right) \right] = 0 \quad [6.8]$$

Pochylenie stycznej do krzywej Rankina-Hugoniota jest określone wzorem

$$\frac{dp}{d\left(\frac{1}{\varrho}\right)} = \frac{p - p_1}{\frac{1}{\varrho} - \frac{1}{\varrho_1}} \quad [6.9]$$



Z równania [6.8] wynika więc (po wykorzystaniu związku [6.9]), że w punkcie styczności

$$ds = 0$$

czyli, że proces jest izentropowy.

Ponieważ

$$\frac{dp}{d\left(\frac{1}{\rho}\right)} = -\rho^2 \frac{dp}{d\rho}$$

więc po wykorzystaniu wyrażenia na prędkość dźwięku

$$a = \frac{dp}{d\rho}$$

otrzymuje się

$$\frac{dp}{d\left(\frac{1}{\rho}\right)} = -\rho^2 a^2 \quad [6.10]$$

Z równania [6.4], [6.9] i [6.10] wynika

$$(w_2)_{D,C} = a_2$$

Prędkość przemieszczania się detonacji Chapmana-Jougueta lub deflagracji Chapmana-Jougueta względem gazu za obszarem czoła płomienia jest równa odpowiedniej wartości prędkości dźwięku  $a_2$ .

Prędkość przemieszczania się czoła płomienia względem ścianek przewodu można określić z zależności [6.4]

$$w_1^2 \rho_1^2 = (u_1 - U)^2 \rho_1^2 - \rho_2^2 a_2^2$$

skąd dla  $u_1 = 0$  otrzymuje się

$$(U)_{D,C} = \frac{\rho_2}{\rho_1} a_2 \quad [6.12]$$

Wynika stąd, że fala detonacyjna Chapmana-Jougueta ( $\rho_2 > \rho_1$ ,  $a_2 > a_1$ ) przemieszcza się w nieruchomym gazie z prędkością ponaddźwiękową.

Podobnie łatwo można wykazać, że prędkość przemieszczania się fali deflagacyjnej Chapmana-Jougueta jest mniejsza od prędkości dźwięku.

Uwzględniając, że w punkcie C odwrotność gęstości

$$\frac{1}{\rho_2} \gg \frac{1}{\rho_1}$$

z równań [6.4] i [6.12] po przekształceniu otrzymuje się

$$U_C^2 = \frac{a_1^2}{\kappa + 1} \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad [6.13]$$

Stąd, ponieważ  $\rho_2 < \rho_1$  dostaje się

$$U_C < a_1$$

Pochylenie siecznej osiąga minimum dla punktu D. Znaczy to, że najmniejsza prędkość fali detonacyjnej odpowiada detonacji Chapmana-





tem  $p_1, \varrho_1$  do punktu  $E$  następuje dzięki sprężaniu w fali uderzeniowej, natomiast przejście od stanu  $E$  do  $F$  — dzięki rozprężaniu w obszarze spalania.

Przejście do stanu określonego punktem  $G$  wymagałoby wydzielienia w obszarze spalania większej ilości ciepła od danej, to znaczy w tym konkretnym przypadku od  $Q_I$ , lub dostarczenia do obszaru spalania dodatkowego ciepła ponieważ punkty znajdujące się między  $F$  i  $G$  leżą na krzywych Rankina-Hugoniota odpowiadających większej wartości  $Q$  (np.  $Q_{II}$ ). Stąd wniosek, że słaba detonacja określona punktami leżącymi między  $D$  i  $A$  nie może wystąpić.

Ponieważ punkty leżące na odcinku  $E$  i  $F$  znajdują się na jednej prostej określonej równaniem [6.14], a więc w myśl wzoru [6.4] wynika, że stany gazu odpowiadające tym punktom rozchodzą się ze stałą prędkością jednakową dla wszystkich punktów ( $w_1 = 0$ )

$$U = \frac{1}{\varrho_1} \sqrt{\frac{p - p_1}{\frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho}}} \quad [6.15]$$

Stąd wniosek, że prędkość przemieszczania się fali uderzeniowej jest taka sama, jak prędkość przemieszczania się obszaru spalania, niezależnie od ilości ciepła wydzielonego podczas reakcji, czyli że obszar spalania przylega w każdej chwili do fali uderzeniowej tworząc falę detonacyjną.

Łatwo jest wykazać, że stacjonarna fala detonacyjna może odpowiadać tylko stanowi określonemu punktem  $D$ . Prędkość fali detonacyjnej  $w$  względem gazu w punkcie  $F$ , dla którego pochylenie siecznej jest większe niż w punkcie  $D$ , wynosi

$$w^2 = - \frac{1}{\varrho^2} \left( \frac{p - p_1}{\frac{1}{\varrho} - \frac{1}{\varrho_1}} \right)_F \approx a^2 \frac{1}{\kappa \left( \frac{\varrho}{\varrho_1} - 1 \right)} < a^2 \quad [6.16]$$

I
II
III
IV

Równość wyrażeń I i II wynika z równania [6.4]. Przybliżoną równość wyrażeń II i III otrzymuje się po przekształceniu II, z wykorzystaniem zależności na prędkość rozchodzenia się dźwięku  $a^2 = \kappa \frac{p}{\varrho}$ .

Do nierówności III i IV dochodzi się pamiętając, że w punkcie  $D$  (zgodnie z równaniem [6.11])

$$w = a$$

musi więc być także

$$\frac{1}{\kappa \left( \frac{\varrho}{\varrho_1} - 1 \right)} = 1$$

Ponieważ w punkcie  $F$  stosunek  $\varrho/\varrho_1$  jest większy niż w punkcie  $D$  otrzymuje się więc dla tego punktu

$$\frac{1}{\kappa \left( \frac{\varrho}{\varrho_1} - 1 \right)} < 1$$

i stąd ostatecznie (przy  $w = w_2$  i  $a = a_2$ )

$$w_2^2 < a_2^2 \quad [6.17]$$

czyli, że prędkość fali uderzeniowej względem gazu bezpośrednio za nią jest poddźwiękowa.

Ponieważ za falą uderzeniową występuje zawsze rozrzedzenie rozchodzące się względem gazu z prędkością rozchodzenia się dźwięku, więc punkt  $F$  nie odpowiada stacjonarnej fali detonacyjnej, która w tych warunkach będzie permanentnie osłabiana (przez to doganiającą falę ciśnieniową rozrzedzenie) aż osiągnie punkt  $D$ , stanowiący dla niej punkt równowagi, gdyż z kolei, jak o tym była już mowa poprzednio, odcinek krzywej  $DA$  — rys. 6.4 — bez dodatkowych dodatnich i ujemnych źródeł ciepła nie realizuje się.

Po uproszczeniu równania [6.7], w którym można pominąć energię wewnętrzną oraz ciśnienie gazu przed czołem fali jako wielkości małe w porównaniu do pozostałych i założeniu, że  $p = p_2$  otrzymuje się

$$\frac{p_2}{2} \left( \frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho_2} \right) = \frac{1}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\varrho_2} - Q \quad [6.18]$$

Podobnie można przekształcić równanie [6.4] upraszczając je i uwzględniając zależność [6.10]

$$w_1^2 = (u_1 - U_D)^2 = \frac{1}{\varrho_1^2} \frac{p_2}{\frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho_2}} = \frac{\varrho_2^2 a_2^2}{\varrho_1^2} = \frac{\kappa}{\varrho_1^2} p_2 \varrho_2 \quad [6.19]$$

z którego następnie wynika

$$\varrho_1 = \frac{\kappa}{\kappa + 1} \varrho_2 \quad [6.20]$$

Łącząc równania [6.18] i [6.20] dostaje się

$$\frac{p_2}{\varrho_1} = 2(\kappa - 1) Q \quad [6.21]$$

co po podstawieniu do zależności [6.18], przy uwzględnieniu wyrażenia [6.21], pozwala określić związek łączący prędkość przemieszczania się detonacji  $U_D$  względem ścianek przewodu (dla  $w_1 = 0$ ) z ciepłem wywiązanym podczas reakcji  $Q$

$$U_D = \sqrt{2(\kappa^2 - 1)} Q \quad [6.22]$$

lub

$$U_D = \sqrt{2(\kappa^2 - 1)} H \zeta \quad [6.22]$$

gdzie:  $H$  — ciepło spalania mieszanki palnej, J/kg,  
 $\zeta$  — współczynnik wywiązywania się ciepła.

Z równania [6.22] wynika (założywszy  $\zeta = 1$ ), że prędkość przemieszczania się fali detonacyjnej jest stałą fizykochemiczną mieszanki palnej (ponieważ zależy od własności mieszanki).

W tablicy 6.1 przedstawiono prędkości fal detonacyjnych dla szeregu stechiometrycznych mieszanek tlenu z wybranymi paliwami oraz odpowiednie wartości sprężów wywołanych przez te fale (tj. stosunki ciśnień panujących w fali i przed falą).



Tablica 6.1

**PRĘDKOŚCI FAL DETONACYJNYCH DLA STECHIOMETRYCZNYCH MIESZANEK  
NIEKTÓRYCH PALIW GAZOWYCH Z TLENEM**

Paliwo	Prędkość detonacji $U_D$ m/s	Spręż w fali detonacyjnej $p_2/p_1$
Wodór — $H_2$	2821	20,4
Acetylen — $C_2H_2$	2450	34,0
Metan — $CH_4$	2322	31,0
Cyjan — $CN$	2321	—
Tlenek węgla — $CO$	1930	23,0

Omówiona powyżej teoria jest obarczona błędami wynikającymi z nieuwzględnienia wpływu przewodzenia cieplnego ścianek przewodu oraz wpływu tarcia powierzchniowego.

Przewodność cieplna zmniejsza efektywne ciepło wywiązane podczas reakcji chemicznej powodując przesunięcie krzywej dla fali detonacyjnej w kierunku krzywej dla fali uderzeniowej. Punkt styczności Chapmana-Jougueta przesuwają się więc na lewo, co odpowiada mniejszej prędkości detonacji. Przy małej średnicy przewodu, straty ciepła mogą w ogóle uniemożliwić rozchodzenie się fali detonacyjnej.

Tarcie o ścianki przewodu powoduje również zmniejszenie prędkości rozchodzenia się fali detonacyjnej, co z kolei prowadzi do zmniejszenia temperatury za falą uderzeniową. W tym przypadku jednak duży wpływ ma zwiększenie temperatury wywołane lokalnymi odbiciami fali uderzeniowej od wypukłości chropowatej ścianki przewodu, co w rezultacie prowadzi do podtrzymania procesu detonacji.

## 6.2. Normalna prędkość spalania

Najprostszym, a w związku z tym najbardziej podstawowym procesem spalania jest spalanie laminarne realizowane w jednorodnej, palnej mieszance gazowej, znajdującej się w bezruchu lub w przepływie laminarnym.

Wielkością charakteryzującą ten proces jest liniowa prędkość przemieszczania się czoła płomienia (w kierunku normalnym do jego powierzchni) zwana normalną prędkością spalania.

Miedzy prędkością masową a normalną istnieje następujący, oczywisty związek

$$w_m = \rho w_n$$

gdzie:  $w_m$  — gęstość mieszanki,  $kg/m^3$ ,

$w_n$  — normalna prędkość spalania, m/s,

$\rho$  — masowa prędkość spalania (odpowiadająca gęstości masowego natężenia przepływu podlegającego reakcji),  $kg/m^2s$ .

Proces rozprzestrzeniania się płomienia jest zawsze połączony z ruchem gazu. Występuje on także przy rozprzestrzenianiu się płomienia w nieruchomej mieszance palnej jako następstwo rozszerzania się produktów spalania oraz prądów konwekcyjnych (rys. 6.7).

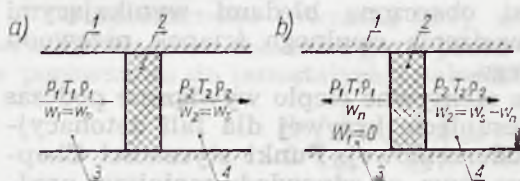
Wynikiem ruchu gazów jest skrzywienie czoła płomienia, które prowadzi do zwiększenia tak jego powierzchni jak i masowej prędkości spalania.

Niech w przewodzie o przekroju  $S$ , jak to jest pokazane na rys. 6.8, znajduje się palna mieszanka gazowa, w której rozprzestrzenia się płomień. Pole powierzchni czoła płomienia wynosi  $F$ . Objętość spalanej mieszanki w jednostce czasu  $V$  można wyrazić dwojako: przez normalną prędkość spalania  $w_n$  oraz przez prędkość mierzoną  $w$  (jako drogę płomienia dzieloną przez czas)

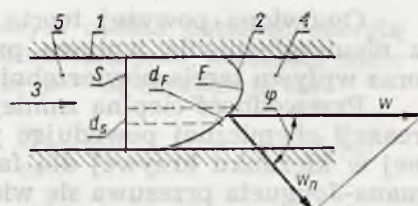
$$V = w_n F = w S$$

stąd otrzymuje się

$$w_n = w \frac{S}{F} \quad [6.23]$$



Rys. 6.7. Rozprzestrzenianie się płomienia a) w mieszance poruszającej się i nieruchomym czoło płomienia, b) w mieszance nieruchomej: 1 — ścianka przewodu, 2 — płomień, 3 — gazowa mieszanka palna, 4 — spaliny,  $w_1$  — prędkość mieszanki względem przewodu,  $w_n$  — normalna prędkość spalania,  $w_s$  — prędkość spalin względem czoła płomienia,  $w_2$  — prędkość spalin względem przewodu



Rys. 6.8. Rozprzestrzenianie się zakrzywionego czoła płomienia: 1 — ścianka przewodu, 2 — czoło płomienia, 3 — kierunek przemieszczania się czoła płomienia, 4 — świeża mieszanka palna, 5 — spaliny

Wydzielając z czoła płomienia elementarną powierzchnię  $dS$ , która jest odchyłona od osi przewodu o kąt  $\varphi$ , można określić następujące zależności

$$dS = dF \cos \varphi \quad \text{lub} \quad \frac{dF}{dS} = \frac{1}{\cos \varphi} \quad [6.24]$$

oraz

$$dV = w dS = w_n dF \quad [6.25]$$

Z podstawienia równania [6.24] do [6.25] wynika

$$w_n = w \cos \varphi \quad [6.26]$$

Z istniejących teorii rozprzestrzeniania się laminarnych płomieni w mieszankach jednorodnych najbardziej uzasadnioną jest teoria dyfuzyjno-ciepłna, która w procesie spalania uwzględnia, poza efektami cieplnymi, także zjawiska dyfuzji i kinetykę reakcji chemicznych.

Na rys. 6.9 przedstawiono rozkład temperatur w obszarze, w którym przebiega proces. Na osi rzędnych jest odłożona temperatura, na osi odciętych — odległość.

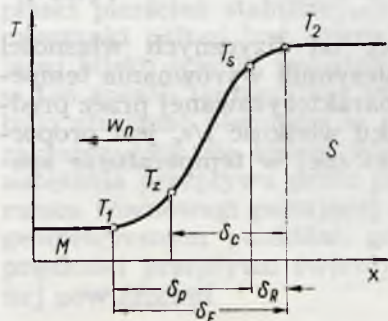
W wyniku egzotermicznych reakcji chemicznych, które zachodzą w strefie spalania, występują tam gradienty temperatur wymuszające przepływ ciepła od spalin w kierunku świeżej mieszanki. Ogrzana w ten sposób mieszanka do temperatury zapłonu  $T_z$  podlega wstępnej, powolnej reakcji (co przyspiesza ogrzewanie), a po osiągnięciu temperatury sa-



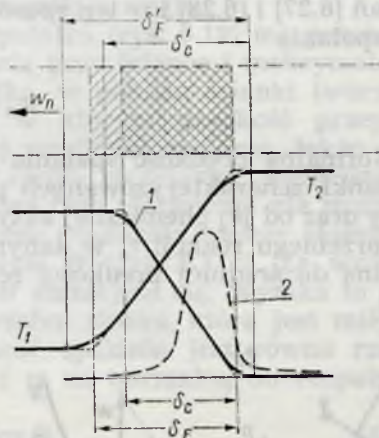
mozapłonu  $T_s$  — reakcji bardzo szybkiej. Poszczególne strefy procesu są scharakteryzowane odpowiednio oznaczonymi na rys. 6.9 szerokościami:

- $\delta_p$  — szerokość strefy ogrzewania (między  $T_1$  i  $T_z$  — wyłącznie wskutek przewodzenia, a między  $T_z$  i  $T_s$  głównie),
- $\delta_c$  — szerokość strefy reakcji chemicznej (między  $T_z$  i  $T_s$  powolnej, a między  $T_s$  i  $T_z$  szybkiej),
- $\delta_R$  — szerokość szybkiej reakcji chemicznej,
- $\delta_F$  — szerokość strefy procesów fizycznych, to jest strefy, w której występują duże wartości gradientów temperatury i koncentracji.

Z pomiarów przeprowadzonych podczas eksperymentów wynika, że temperatura samozapłonu jest bliska temperaturze spalin.



Rys. 6.9. Rozkład temperatur oraz charakterystyczne strefy w płomieniu laminarnym



Rys. 6.10. Rozkład temperatur i koncentracji: 1 — świeżej mieszanki, 2 — pośrednich produktów reakcji w płomieniu laminarnym oraz szerokości charakterystycznych stref —  $\sigma'_F$  i  $\sigma'_c$  — rzeczywiste,  $\sigma_F$  i  $\sigma_c$  — przyjęte w celu określenia gradientów temperatury i koncentracji mieszanki

Jednocześnie z przepływem ciepła odbywa się przepływ masy, który jest następstwem występowania gradientów koncentracji w strefie reakcji (rys. 6.10). W związku z tym świeża mieszanka dyfunduje w kierunku spalin, a spaliny w kierunku świeżej mieszanki.

W ten sposób w strefie spalania, w obszarze wysokich temperatur, reakcji podlega mieszanka rozcieńczona spalinami.

Jeśli przyjmie się zgodnie z doświadczeniem, że panuje tam temperatura bliska temperaturze spalin, to dla ustalonych warunków i płaskiego czoła płomienia można założyć równość między strumieniem cieplnym odprowadzonym przez spaliny

$$q = w_n \rho c_p (T_2 - T_1)$$

i strumieniem ogrzewającym świeżą mieszankę

$$q = -\lambda \frac{dT}{dn}$$

Gradient temperatury równa się w przybliżeniu

$$\frac{dT}{dn} \approx \frac{T_1 - T_2}{\delta_F}$$

Z powyższych trzech równań otrzymuje się

$$\delta_F = \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{1}{w_n} = \frac{a}{w_n} \quad [6.27]$$

gdzie  $a$  — współczynnik wyrównania temperatury.

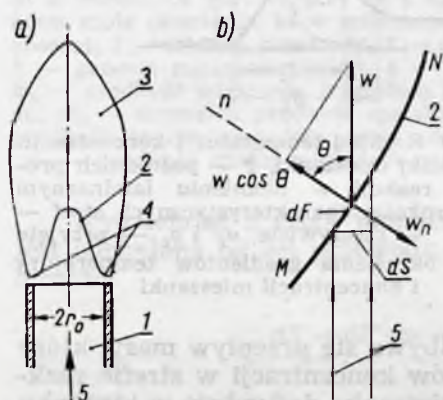
Szerokość strefy reakcji chemicznej  $\delta_c$  jest związana z czasem przebiegu mieszanek palnej w tej strefie  $\tau_c$  zależnością

$$\delta_c = w_n \tau_c \quad [6.28]$$

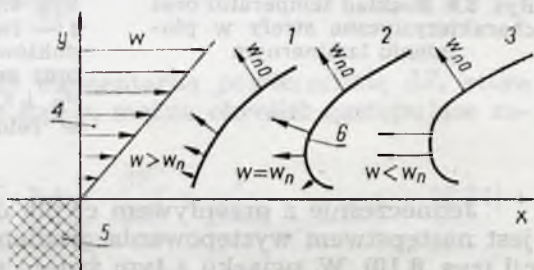
Założywszy, że  $\delta_F \approx \delta_c$  można przyrównać do siebie prawe strony równań [6.27] i [6.28] i w ten sposób określić wyrażenie na normalną prędkość spalania

$$w_n \approx \sqrt{\frac{a}{\tau_c}} \quad [6.29]$$

Normalna prędkość spalania zależy więc od fizycznych właściwości mieszanek, scharakteryzowanych przez współczynnik wyrównania temperatury oraz od jej chemicznej aktywności scharakteryzowanej przez prędkość przebiegu reakcji  $\tau_c$  w danym przypadku wielkość  $1/\tau_c$  jest proporcjonalna do średniej prędkości reakcji chemicznej w temperaturze spalania).



Rys. 6.11. Spalanie laminarnej mieszanek w palniku Bunsena a) palnik, b) element czoła płomienia: 1 — przewód palnika, 2 — czoło płomienia (niebieski stożek wewnętrzny), 3 — obszar dopalania, 4 — pierścienie stabilizujące płomień, 5 — kierunek przepływu,  $w$  — prędkość przepływu mieszanek i spalin,  $w_n$  — normalna prędkość spalania,  $n$  — kierunek normalny do powierzchni czoła płomienia



Rys. 6.12. Tworzenie się pierścienia stabilizującego płomień na krawędzi spływu palnika Bunsena: 1, 3 — nieustabilizowane położenie czoła płomienia, 2 — ustabilizowane położenie czoła płomienia, 4 — rozkład prędkości, 5 — krawędź spływu palnika, 6 — pierścień stabilizujący płomień,  $w$  — prędkość przepływu,  $w_n$  — normalna prędkość spalania w danym punkcie czoła płomienia,  $w_{n0}$  — normalna prędkość spalania w punkcie, w którym nie ma już oddziaływania ścianek palnika na proces,  $x$  — współrzędna odległości zgodna z kierunkiem przepływu,  $y$  — współrzędna odległości prostopadła do kierunku przepływu

Rozkłady temperatury i koncentracji w strefie płomienia zależą od stosunku między współczynnikami dyfuzji  $D$  i wyrównania temperatury  $a$ . Gdy stosunek  $D/a = 1$ , wtedy rozkłady te są jednakowe.



Szerokość strefy reakcji  $\delta_c$  dla mieszanki metanu z powietrzem wynosi  $6 \cdot 10^{-2}$  cm, a czas przebywania  $\tau_c$  w niej czynnika  $4 \cdot 10^{-3}$  s.

W celu określenia rzeczywistej wartości normalnej prędkości spalania dla różnych mieszanek w różnych warunkach stosuje się metodę opartą na geometrii płomienia w palniku Bunsena (rys. 6.11).

Wypływająca z przewodu palnika (o przekroju kołowym) palna mieszanka gazowa tworzy po zapaleniu płomień, który charakteryzuje niebieski stożek wewnętrzny otoczony pomarańczową aureolą. Na powierzchni tego stożka zachodzi właściwy proces spalania w bardzo wąskiej warstwie, a aureola stanowi obszar, w którym występuje świecenie dopalających się cząstek paliwa, przede wszystkim węgla.

Laminarna struga wypływająca z palnika (rys. 6.12) ma paraboliczny rozkład prędkości z zerową prędkością przy ścianie i maksymalną na osi. W związku z tym na skraju palnika, w pobliżu ścianki tworzy się płaski pierścień stabilizujący płomień, w którym prędkość przepływu mieszanki palnej jest równa normalnej prędkości spalania, także malejącej blisko ścianki wskutek wymiany ciepła ze ścianką, zmniejszającej w ten sposób temperaturę mieszanki. Bez tego pierścienia nie można by było utrzymać płomienia w palniku. Czoło płomienia tworzy stożek charakteryzujący się kątem wierzchołkowym  $\Theta$  (rys. 6.11b). Ze wzrostem natężenia przepływu przez palnik kąt  $\Theta$  zmniejsza się. Wynika to z warunku równowagi panującej na powierzchni stożka, która jest miejscem geometrycznym punktów, gdzie prędkość spalania jest równa rzutowi prędkości przepływu świeżej mieszanki  $w$  na normalną do rozpatrywanej powierzchni

$$w_n = w \cos \Theta \quad [6.30]$$

z rysunku 6.11b wynika także

$$dS = dF \cos \Theta \quad [6.31]$$

gdzie  $dF$  — elementarne pole powierzchni stożka spalania (niebieskiego).

Podstawiając do równania [6.31] wartość  $\cos \Theta$  z równania [6.30] otrzymuje się

$$w_n dS = w_n dF \quad [6.32]$$

Całkując równanie [6.32] w całym przekroju palnika i całej powierzchni spalania oraz zakładając stałość  $w_n$  we wszystkich punktach stożka dostaje się

$$w_n F = \int_s w ds \quad [6.33]$$

Ponieważ całka  $\int_s w ds$  odpowiada objętościowemu natężeniu przepływu  $Q_{np}$  mieszanki przez palnik, więc równanie [6.33] przekształca się na

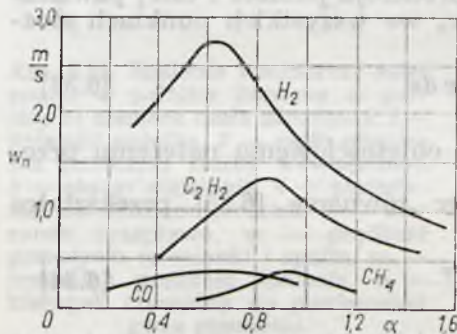
$$w_n = \frac{Q_{np}}{F} \quad [6.34]$$

Przyjmując, że boczna powierzchnia niebieskiego stożka spalania jest z dużym przybliżeniem równa bocznej powierzchni stożka geometrycznego o promieniu podstawy  $r_0$  i wysokości  $h$ , otrzymuje się ostateczną postać wyrażenia na normalną prędkość spalania

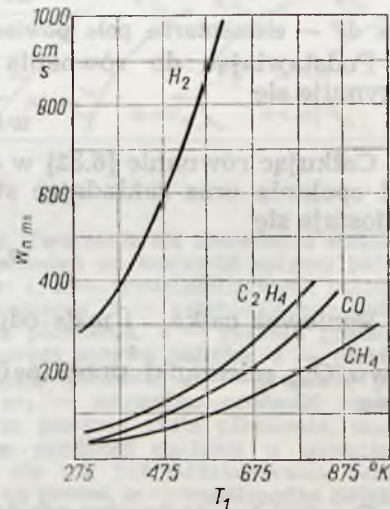
$$w_n = \frac{Q_{np}}{\pi r_0 \sqrt{r_0^2 + h^2}} \quad [6.35]$$



Rys. 6.13. Płomień laminarny w palniku Bunsena



Rys. 6.14. Wpływ rodzaju paliwa w mieszance z powietrzem na zależność normalnej prędkości spalania  $w_n$  od współczynnika nadmiaru  $\alpha$  (temperatura początkowa mieszanki palnej  $T_1 = 293^\circ\text{K}$ , ciśnienie  $p = 1 \text{ bar}$ )

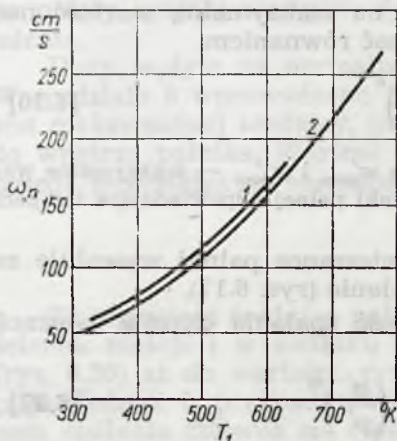


Rys. 6.15. Wpływ początkowej temperatury  $T_1$  mieszanki gazu palnego z powietrzem na maksymalne wartości normalnej prędkości spalania  $w_{nm}$  niektórych paliw

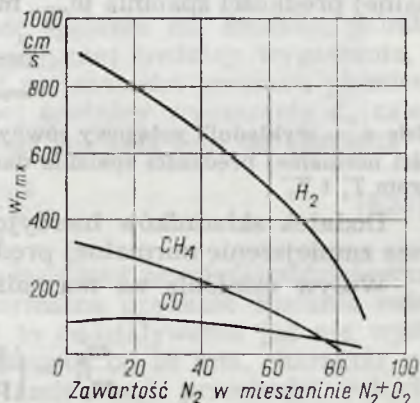


W ten sposób, do określenia normalnej prędkości spalania, wystarczy zmierzyć objętościowe natężenie przepływu gazowej mieszanki palnej przez palnik, średnicę palnika oraz wysokość niebieskiego stożka wewnętrzznego, wyraźnie widocznego w płomieniu (rys. 6.13).

Wyniki takich pomiarów dla kilku mieszanek przedstawiono na rys. 6.14, 6.15, 6.16 i 6.17.



Rys. 6.16. Zależność normalnej prędkości spalania  $w_n$  od początkowej temperatury dla mieszanek benzyny i ropy z powietrzem przy  $p = 1$  bar i  $\alpha = 0,95 : 1$  — benzyna, 2 — ropa



Rys. 6.17. Wpływ udziału azotu w mieszaninie  $O_2 + N_2$  (użytej jako utleniacz) na maksymalną wartość normalnej prędkości spalania  $w_{nmx}$  dla niektórych paliw

Na rys. 6.14 przedstawiono wpływ rodzaju paliwa w mieszance z powietrzem, na funkcjonalną zależność normalnej prędkości spalania  $w_n$  od współczynnika nadmiaru  $\alpha$ . Cechą charakterystyczną podanych wykresów jest występowanie po stronie mieszanki bogatej maksimum normalnej prędkości spalania  $w_{nmx}$ . Tłumaczy się to większymi szybkościami reakcji chemicznej w takiej mieszance jako skutku dużej koncentracji aktywnych centrów występujących w reakcjach łańcuchowych.

Ścisłe wartości  $w_n$  odpowiadające składowi stechiometrycznemu oraz  $w_{nmx}$  dla kilku mieszanek paliw gazowych z powietrzem, zostały podane w tablicy 6.2.

Tablica 6.2

**MAKSYMALNE WARTOŚCI NORMALNEJ PRĘDKOŚCI SPALANIA  $w_{nmx}$  ORAZ WARTOŚCI ODPOWIEDAJĄCE SKŁADOWI STECHIOMETRYCZNEMU  $w_n$  DLA KILKU MIESZANEK GAZÓW PALNYCH Z POWIETRZEM (TEMPERATURA 293°K CIŚNIENIE 1 BAR).**

Paliwo	Udział objętościowy paliwa w mieszance stechiometrycznej %	$w_n$ cm/s	Udział objętościowy paliwa w mieszance przy $w_{nmx}$ %	$w_{nmx}$ cm/s
H <sub>2</sub>	29,5	160	42,0	267
CO	29,5	30	43,0	41,5
CH <sub>4</sub>	9,5	34	10,5	37
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	7,7	100	10,0	135
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	6,5	60	7,0	63

Bardzo silne oddziaływanie na normalną prędkość spalania ma początkowa temperatura mieszanki (rys. 6.15 i 6.16). Przyrost temperatury powoduje zwiększenie prędkości spalania, jednak w mniejszym stopniu niżby to wynikało z prawa Arrheniusa. Znaczy to, że przebieg reakcji w płomieniu jest określony nie tylko samą jej kinetyką, lecz także warunkami w jakich zachodzą procesy wymiany ciepła i dyfuzja masy, w tym przede wszystkim dyfuzja aktywnych centrów reakcji łańcuchowych. Wpływ temperatury mieszanki  $T_1$  na maksymalną wartość normalnej prędkości spalania  $w_{nmx}$  można opisać równaniem

$$\frac{w'_{nmx}}{u_{nmx}} = \left( \frac{T'_1}{T''_1} \right)^n \quad [6.36]$$

gdzie  $n$  — wykładnik potęgowy równy 1,7—2,0, a  $w'_{nmx}$  i  $w''_{nmx}$  — maksymalne wartości normalnej prędkości spalania danej mieszanki palnej odpowiadające temperaturom  $T'_1$  i  $T''_1$ .

Dodatek składników inercyjnych w mieszance palnej wywołuje zawsze zmniejszenie normalnej prędkości spalania (rys. 6.17).

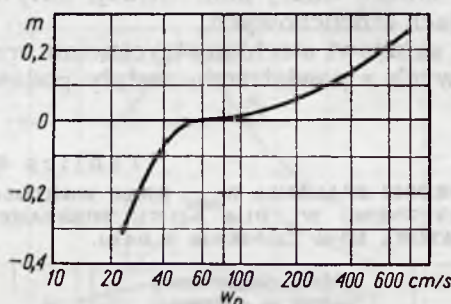
Wpływ ciśnienia na normalną prędkość spalania określa zależność

$$\frac{w'_n}{w''_n} = \left( \frac{p'}{p''} \right)^{\frac{r}{2}-1} = \left( \frac{p'}{p''} \right)^m \quad [6.37]$$

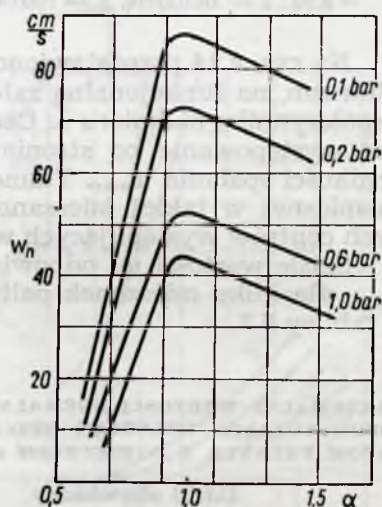
gdzie:  $m = r/2 - 1$  — wykładnik potęgi,

$r$  — rząd reakcji,

$w'_n$  i  $w''_n$  — normalne prędkości spalania odpowiadające ciśnieniom  $p'$  i  $p''$ .



Rys. 6.18. Zależność wykładnika potęgi  $m$  (rów. 6.37) charakteryzującego wpływ ciśnienia na normalną prędkość spalania  $w_n$  od tej prędkości



Rys. 6.19. Wpływ ciśnienia na zależność  $w_n = f(\alpha)$  dla mieszanki propanu z powietrzem

Wykładnik potęgi  $m$  zależy od normalnej prędkości spalania. Odpowiednie jego wartości dla mieszanek paliw węglowodorowych z powietrzem przedstawiono wykreślnie na rys. 6.18.



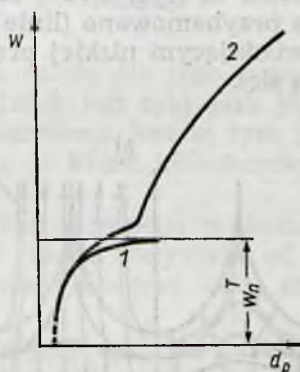
Z wykresu wynika, że dla tych mieszanek przy małych prędkościach spalania wzrost ciśnienia działa hamująco — wartości  $m$  są ujemne (rys. 6.19), przy dużych natomiast — przyspieszająco (wartości  $m$  są dodatnie).

Oddziaływanie ciśnienia na normalną prędkość spalania jest różne dla różnych paliw i utleniaczy. Na przykład nie występuje ono przy mieszanekach paliw węglowodorowych z czystym tlenem. Zjawisk tych nie da się wytłumaczyć w oparciu o kinetykę reakcji chemicznych lub (w prosty sposób) o cieplno-dyfuzyjną teorię rozprzestrzeniania się płomienia.

Duży wpływ na normalną prędkość spalania ma średnica palnika. W rozdziale 5 wprowadzono pojęcie krytycznej średnicy wygaszania, to jest maksymalnej średnicy, przy której nie zachodzi przeskok płomienia do wnętrza palnika. Wartość krytycznej średnicy wygaszania  $d_q$  zależy przede wszystkim od normalnej prędkości spalania oraz od ciśnienia

$$d_q = \frac{\text{const}}{w_n P} \quad [6.38]$$

Ze wzrostem średnicy palnika, „wygaszające płomień” oddziaływanie ścianek maleje i w związku z tym normalna prędkość spalania rośnie (rys. 6.20) aż do wartości, przy której to oddziaływanie już nie występuje. Jednak w przypadku średnic większych od 20 mm, charakter procesu spalania zmienia się i płomień z laminarnego przechodzi w turbulentny, co wywołuje wzrost prędkości spalania.



Rys. 6.20. Wpływ średnicy palnika  $d_p$  na prędkość spalania: 1 — krzywa normalnej prędkości spalania, 2 — krzywa rzeczywiście występującej prędkości spalania  $w_n^T$  wartość normalnej prędkości spalania odpowiadająca średnicom palnika, przy których nie ma już oddziaływania ścianek zmniejszającego tę prędkość

Interesujący choć mało ważny w praktyce przypadek komórkowej struktury płomienia laminarnego przedstawia fotografia na rys. 6.21. Występuje on w palnikach o dużej średnicy (rzędu 10—15 cm i więcej) oraz w mieszanekach o składzie bliskim ubogiej lub bogatej granicy zgaśnięcia. Dodatkowym warunkiem jest, aby składnik znajdujący się w niedomiarze miał znacznie wyższy współczynnik dyfuzji od swego współpartniera.

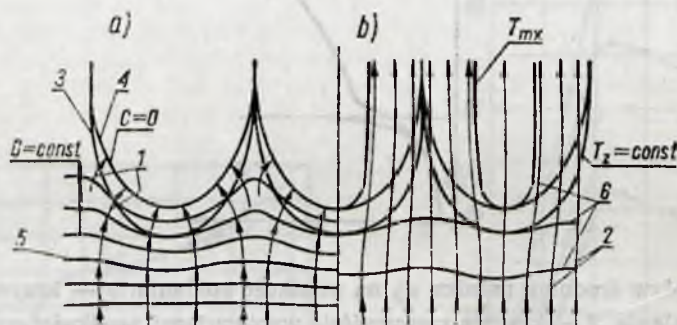
Mechanizm powstawania struktury komórkowej (rys. 6.22) polega na ukształtowaniu się w pobliżu czoła płomienia gradientów koncentracji

tego składnika, skierowanych skośnie do linii prądu, co wywołuje miejscowe zmiany w składzie mieszanki i w związku z tym — różne prędkości spalania. Obszar reakcji jest zawarty między linią zapłonu ( $T_z \neq \text{const}$ , ponieważ różny jest skład mieszanki na tej linii), a linią zerowej koncentracji składnika będącego w niedomiarze.



Rys. 6.21. Komórkowa struktura płomienia laminarnego: mieszanka butanu, tlenu i azotu ( $\alpha = 1,35$ ,  $O_2/O_2 + N_2 = 0,145$ ), średnica palnika 15,3 cm,  $Re = 760$ , przewód palnika ze szkła, zdjęcie wykonane pod kątem z dołu; liczby oznaczają ciśnienie w barach (ze wzrostem ciśnienia charakterystyczny wymiar komórki maleje)

Proces zapoczątkowują fale perturbacji o określonej długości, które zaburzają czoło płomienia. Wtedy zaczyna działać opisany wyżej mechanizm dyfuzyjny pogłębiony przez różne, zależne od prędkości spalania gazodynamiczne oddziaływanie spalin na wpływającą w strefę płomienia świeżą mieszankę. Mieszanka ta (rys. 6.22b) zostaje w obszarze maksymalnej prędkości spalania przyhamowana (linie prądu rozchodzą się), natomiast w obszarze odpowiadającym niskiej prędkości spalania przyspieszona (linie prądu schodzą się).



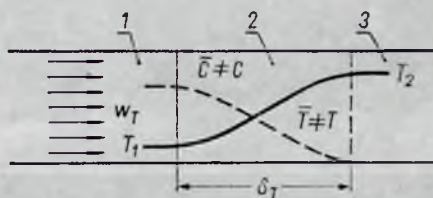
Rys. 6.22. Model powstawania komórkowej struktury płomienia laminarnego a) rozkład gradientów koncentracji składnika będącego w niedomiarze, b) rozkład linii prądu: 1 — kierunki dyfuzji, 2 — linie prądu, 3 — linia punktów zapłonu, 4 — linia końca reakcji, 5 — linie stałej koncentracji, 6 — linie stałej temperatury

Ustatecznianie układu następuje przy określonej krzywiźnie poszczególnych komórek na jakie zostaje rozcłunkowane czoło płomienia. Promień krzywizny zależy przede wszystkim od relacji między prędkością przepływu mieszanki, a szybkością dyfuzji składnika będącego w niedomiarze. Z tego wynika, co znajduje potwierdzenie w doświadczeniu, że komórkowa struktura płomienia laminarnego występuje tylko przy bardzo małych prędkościach przepływu.



### 6.3. Turbulentne spalanie mieszanki jednorodnej

Proces turbulentnego spalania polega ogólnie na nieuporządkowanym i niestacjonarnym mieszanii się pewnych objętości spalin i świeżej mieszanki w następstwie czego mieszanka ogrzewa się i ulega reakcji chemicznej. W odróżnieniu od płomienia laminarnego w strefie spalania turbulentnego parametry czynnika (prędkość, koncentracja, temperatura) są przypadkowymi funkcjami czasu i współrzędnych. Ich chwilowe wartości w dowolnym punkcie płomienia turbulentnego (rys. 6.23) nie równają



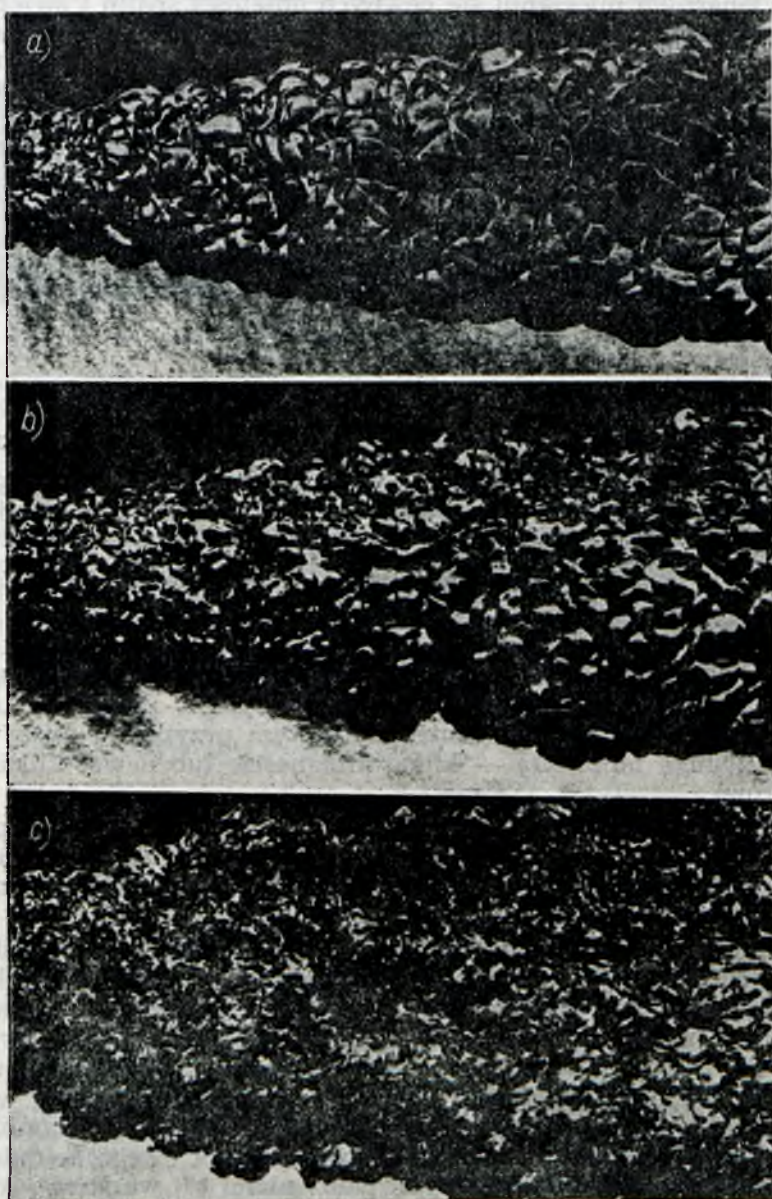
Rys. 6.23. Rozkład temperatur i koncentracji w płomieniu turbulentnym: 1 — jednorodna, gazowa mieszanka palna, 2 — strefa reakcji, 3 — spaliny  $w_T$  — prędkość spalania turbulentnego (równa prędkości przepływu),  $T_1$  — temperatura mieszanki,  $T_2$  — temperatura spalin,  $C$  — koncentracja w danym punkcie strefy reakcji i danej chwili,  $\bar{C}$  — średnia w czasie koncentracja w danym punkcie strefy reakcji,  $T$  — temperatura w danym punkcie strefy reakcji i danej chwili,  $\bar{T}$  — średnia, w czasie temperatura w danym punkcie strefy reakcji,  $\delta_T$  — szerokość płomienia turbulentnego

się wartościom średnim w czasie dla tego punktu. Natomiast charakter rozkładu parametrów średnich jest taki sam jak w płomieniu laminarnym, jedynie szerokość płomienia jest w tym przypadku dużo większa (zamiast ułamka milimetra — kilka, kilkanaście lub nawet kilkadziesiąt milimetrów).

Struktura płomienia turbulentnego w jednorodnych, palnych mieszkach gazowych zależy przede wszystkim od intensywności turbulencji (rys. 6.24), prędkości przepływu (rys. 6.25), składu mieszanki oraz odległości od źródła zapłonu.

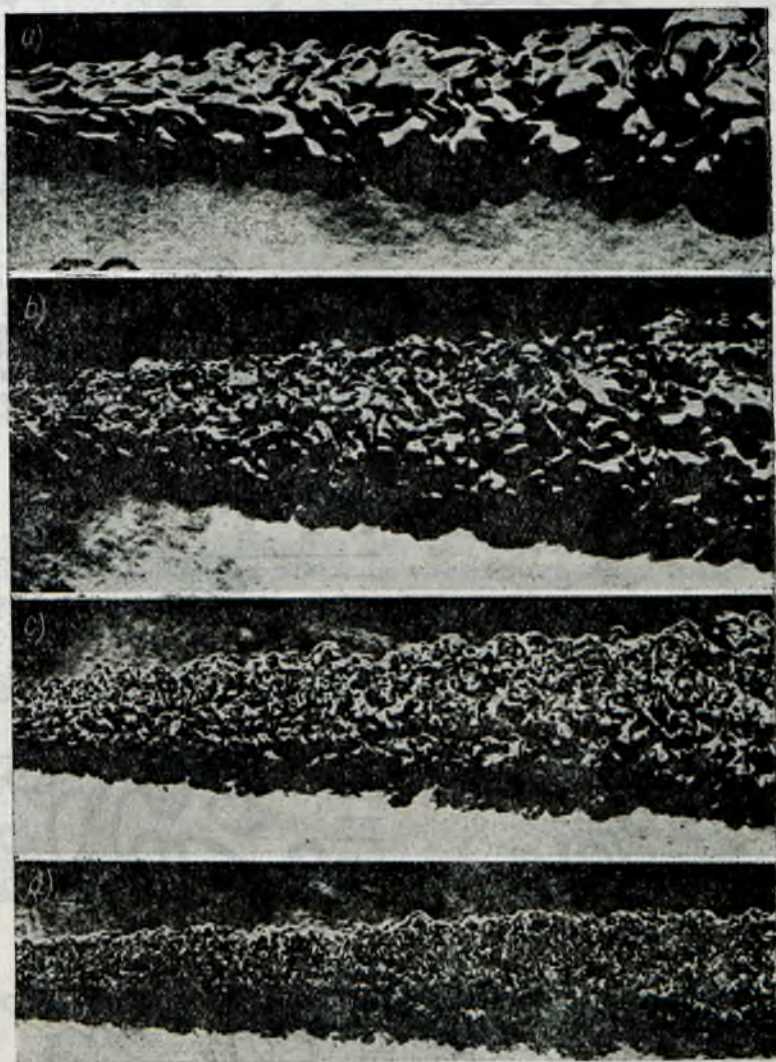
Wielkości charakteryzujące spalanie turbulentne są przedstawione na rys. 6.26. Płomień turbulentny powstaje na powierzchni styku dwu współosiowych strug: wewnętrznej — spalin i zewnętrznej — jednorodnej, gazowej mieszanki palnej. Wstępne prędkości przepływu strug oraz ich intensywności turbulencji są takie same. W początkowym stadium rozwoju, płomień turbulentny stanowi pofałdowaną ciekłą warstwę (o szerokości  $\delta_{LT}$ ), analogiczną do występującej w płomieniu laminarnym, ale oscylującą w sposób nieuporządkowany wokół swego średniego położenia. Odległość między skrajnymi położeniami tej warstwy jest szerokością płomienia turbulentnego  $\delta_T$ . Szerokość ta rośnie w miarę oddalania się od punktu zapłonu w kierunku przepływu. Zmianie podlega także struktura płomienia, która staje się coraz bardziej złożona, tak że spalanie z powierzchniowego przechodzi w objętościowe.

Te dwa skrajne przypadki spalania turbulentnego oraz przypadek pośredni — spalanie mikro-objętościowe — zostały przedstawione na rys. 6.27, 6.28 i 6.29.

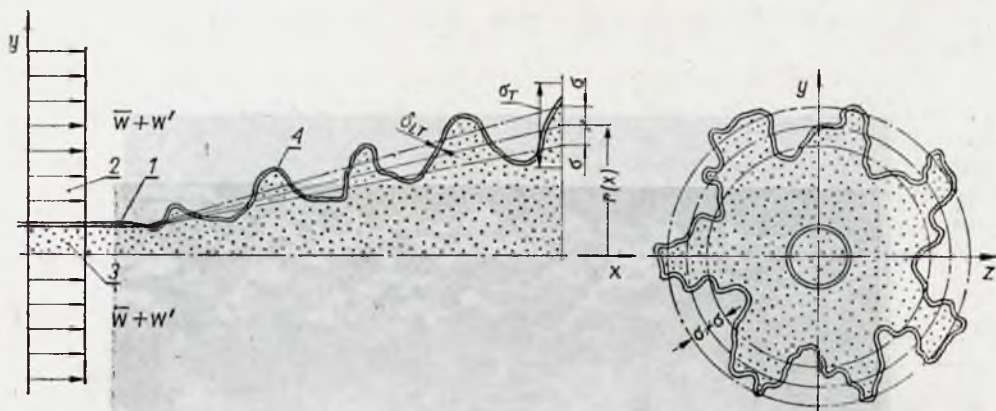


Rys. 6.24. Fotografie (metoda smugowa) ilustrujące wpływ wstępnej intensywności turbulencji  $\varepsilon$  na strukturę płomienia turbulentnego:  $a - \varepsilon = 2\%$ ,  $b - \varepsilon = 5\%$ ,  $c - \varepsilon = 14\%$ , prędkość przepływu — 13 m/s, mieszanka propan—powietrze, skład stechiometryczny

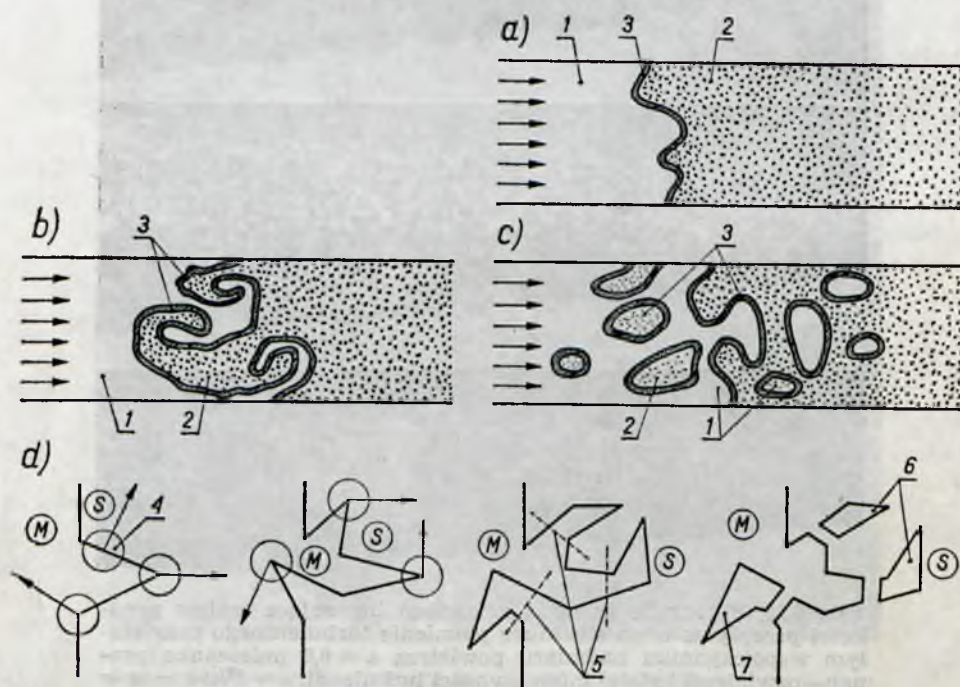




Rys. 6.25. Fotografie (metoda smugowa) ilustrujące wpływ prędkości przepływu  $w$  na strukturę płomienia turbulentnego przy stałym współczynniku nadmiaru powietrza  $\alpha = 0,8$  (mieszanka propan—powietrze) i stałej intensywności turbulencji  $\varepsilon = 5\%$ : a —  $w = 10$  m/s, b —  $w = 14$  m/s, c —  $w = 23,5$  m/s, d —  $w = 71,5$  m/s



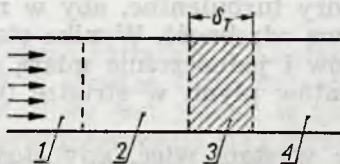
Rys. 6.26. Początkowe stadium rozprzestrzeniania się płomienia turbulentnego: 1 — powierzchnia dzieląca osiowo-symetryczne strugi gazowej mieszanki palnej i spalin, 2 — mieszanka palna, 3 — spaliny, 4 — czoło płomienia,  $\delta_{LT}$  — szerokość płomienia laminarnego (w procesie spalania turbulentnego),  $\delta_T$  — szerokość płomienia turbulentnego,  $\sigma$  — średnia kwadratowa odchylenia czoła płomienia od jego najbardziej prawdopodobnego położenia,  $r(x)$  — odległość najbardziej prawdopodobnego położenia czoła płomienia



Rys. 6.27. Powierzchniowy model spalania turbulentnego a) przypadek turbulencji małej intensywności, b) przypadek turbulencji średniej intensywności, c) przypadek turbulencji dużej intensywności, d) rozwój zaburzeń czoła płomienia turbulentnego: 1 — świeża mieszanka, 2 — spaliny, 3 — warstwa spalania laminarnego, 4 — wirry turbulentne tworzące półwyspy M — mieszanka, S — spaliny, 5 — linie podziału półwyspów, 6 — wyspy mieszanki, 7 — wyspa spalin



Na rys. 6.27 przedstawiono model powierzchniowy spalania turbulentnego, dla trzech różnych przypadków intensywności turbulencji: małej, średniej i dużej. W pierwszym przypadku powierzchnia styku świeżej mieszanki i spalin, a tym samym i warstwa spalania laminarnego jest jedynie lekko pofalowana. W miarę jednak wzrostu intensywności turbulencji to pofalowanie pogłębia się, co wreszcie prowadzi do powstania pewnych obszarów niespalonej mieszanki w spalinach i spalin w mieszance i przez to znacznie zwiększa pole powierzchni, na której zachodzi spa-



Rys. 6.28. Objętościowy model spalania turbulentnego: 1 — świeża mieszanka palna, 2 — strefa ogrzewania, 3 — strefa reakcji (płomienia turbulentnego), 4 — spaliny,  $\delta_T$  — szerokość płomienia turbulentnego



Rys. 6.29. Mikroobjętościowy model spalania turbulentnego: 1 — świeża mieszanka palna, 2 — reakcję zachodzące w danej chwili w mikro-wirach, 3 — spaliny, 4 — mikro-wiry, w których w danej chwili nie zachodzi reakcja

lanie. Zakładając, że te zjawiska nie wpływają na zmianę prędkości spalania laminarnego, na wszystkich powierzchniach styku spalin i mieszanki otrzymuje się zależność określającą prędkość spalania turbulentnego  $w_T$

$$w_T = w_n \frac{F_T}{F_p} \quad [6.39]$$

gdzie:  $w_n$  — normalna prędkość spalania,  
 $F_T$  — średnie statystyczne pole powierzchni spalania w strudze,  
 $F_p$  — pole powierzchni przekroju poprzecznego strugi, w której zachodzi spalanie.

Model nie ulegnie zasadniczej zmianie jeśli się założy, że normalna prędkość spalania w strudze turbulentnej zwiększy się wskutek oddziaływania turbulencji o małej skali

$$\eta_K < \delta_L \quad [6.40]$$

gdzie:  $\eta_K$  — skala turbulencji Kołmogorowa,  
 $\delta_L$  — szerokość płomienia laminarnego (równa  $\delta_F$  — rys. 6.10).

W tym przypadku współczynnik dyfuzji z  $D_M$  zwiększa się do  $D_M + D'_T$ , gdzie  $D_M$  jest współczynnikiem dyfuzji molekularnej,  $D'_T$  dyfuzji wywołanej turbulencją o małej skali.

W równanie [6.39] należy wtedy wstawić zamiast  $w_n$

$$w_{nT} = w_n \sqrt{\frac{D_M + D'_T}{D_M}} \quad [6.41]$$

gdzie:  $w_{nT}$  — „laminarno-turbulentna”, normalna prędkość spalania.

Wielkość  $w_{nT}$  nie jest już jak  $w_n$  stałą fizyko-chemiczną dla danej mieszanki, lecz zależy od liczby Reynoldsa, ponieważ jej wartość wpływa na relację między  $\delta_L$  i  $\eta_K$ .

Warunkiem istnienia turbulentnego spalania powierzchniowego jest spełnienie nierówności

$$\frac{w'_{kw} \delta_L}{L_L w_n} = \frac{\tau_c}{\tau_L} \ll 1 \quad [6.42]$$

gdzie:  $\delta_L/w_n = \tau_c$  — czas reakcji chemicznej (równy czasowi przekazywania cząstek w strefie płomienia laminarnego),

$w'_{kw}$  — średnia kwadratowa prędkość pulsacji,  
 $L_L/w'_{kw} = \tau_L$  — okres turbulencji (skala czasu) Lagrange'a,  
 $L_L$  — skala turbulencji Lagrange'a.

Skala turbulencji Lagrange'a odpowiada drodze mieszania czyli drodze, którą powinny przejść wiry turbulentne, aby w rezultacie zmieszania się z otoczeniem utracić swą odrębność. Wynika stąd, że okres turbulencji jest „czasem życia” wirów i jednocześnie miarą szybkości mieszania się poszczególnych elementów płynu w strudze turbulentnej.

Turbulentne spalanie powierzchniowe wystąpi więc, gdy stosunek czasu reakcji chemicznej i okresu turbulencji będzie dużo mniejszy od jedności.

Model objętościowy spalania turbulentnego (rys. 6.28) zakłada, że struktura tego płomienia nie różni się zasadniczo od struktury płomienia laminarnego. Inaczej mówiąc krzywa rozkładu temperatury (rys. 6.23) w strefie ogrzewania i reakcji może być w płomieniu turbulentnym określona na podstawie teorii cieplnej.

Jeśli się przyjmie, że skala turbulencji  $L_L$  jest mniejsza od szerokości płomienia turbulentnego (traktowanego jak „rozciągnięty płomień laminarny”), wtedy wpływ turbulencji sprowadza się wyłącznie do zwiększenia wartości współczynników wymiany masy, ilości ruchu i ciepła w płomieniu.

Warunkiem wystąpienia turbulentnego spalania objętościowego jest spełnienie nierówności

$$\frac{L_L}{w'_{kw}} = \tau_L \ll \tau_c \quad [6.43]$$

Objętościowe spalanie turbulentne jest więc tym prawdopodobniejsze im reakcja chemiczna w płomieniu jest wolniejsza, skala turbulencji mniejsza, a intensywność jej większa.

Prędkość spalania turbulentnego  $w_T$  można w tym przypadku określić wychodząc z bilansu cieplnego dla strefy płomienia

$$w_T \varrho_1 c_p (T_2 - T_1) = \lambda_T \frac{T_2 - T_1}{\delta_T} \quad [6.44]$$

gdzie:  $\varrho_1, T_1$  — gęstość i temperatura mieszanki,

$c_p$  — średnie ciepło właściwe (w zakresie temperatur od  $T_1$  do  $T_2$ ),

$T_2$  — temperatura spalin,

$\lambda_T$  — współczynnik przewodzenia ciepła w strefie reakcji,

$\delta_T$  — szerokość płomienia turbulentnego (rys. 6.28).

Przyjmując

$$a_T = \frac{\lambda_T}{\varrho_1 c_p} = D_T$$

$$D_T \sim w_{kw}$$



oraz  $\tau_c = \delta_T / w_T$  z równania [6.44] otrzymuje się

$$w_T = \sqrt{\frac{D_T}{\tau_c}} \sim \sqrt{w'_{kw}} \quad [6.45]$$

Prędkość objętościowego spalania turbulentnego zależy więc od kinetycznych właściwości mieszanki palnej i od średniej kwadratowej prędkości pulsacji.

Trzeci, mikroobjętościowy model spalania turbulentnego jest przedstawiony na rys. 6.29.

Jeśli spełniony jest warunek

$$\tau_L \gg \tau_r$$

czyli okres turbulencji Lagrange'a jest dużo większy od czasu reakcji, wtedy w strudze turbulentnej realizuje się spalanie powierzchniowe.

Możliwy jest jednak w tym przypadku także i inny proces, w którym przemieszczanie się płomienia zachodzi na sturbulizowanej powierzchni styku świeżej mieszanki i spalin, ale tylko w wirach o małej skali (rzędu skali Kołmogorowa). W takich wirach współczynniki wymiany masy i ciepła są znacznie większe niż w pozostałym obszarze. Tam też następuje szybkie wymieszanie palnej mieszanki z gorącymi spalinami.

Jeśli w wyniku tego, temperatura w wirze wzrośnie powyżej temperatury zapłonu, to wtedy zajdzie spalanie objętościowe. Powstałe z tej reakcji spaliny mieszają się w następnych mikrowirach z nową porcją mieszanki i w ten sposób inicjują dalsze zapłony.

W płomieniu, w którym realizuje się spalanie mikroobjętościowe suma długości poszczególnych obszarów reagujących jednocześnie na określonej prostej, skierowanej równolegle do kierunku rozchodzenia się spalania,  $\delta_{TR}$  jest znacznie mniejsza od szerokości płomienia turbulentnego  $\delta_T$



$$\delta_{TR} \ll \delta_T$$

Czas w jakim zachodzi proces na odcinku  $\delta_{TR}$  składa się z czasu mieszania (to jest czasu doprowadzenia do temperatury samozapłonu na drodze mieszania)  $\tau_m$  oraz czasu reakcji  $\tau_c$ .

Ponieważ  $\tau_m \gg \tau_c$ , więc prędkość mikroobjętościowego spalania turbulentnego  $w_T$  można określić zależnością

$$w_T \sim \frac{\delta_{TR}}{\tau_m} \quad [6.46]$$

Z kolei

$$\tau_m \sim \frac{l_m^2}{D_{MT}} \quad [6.47]$$

gdzie:  $l_m$  — droga mieszania ( $l_m < \eta_k$ )

$D_{MT}$  — współczynnik dyfuzji molekularno-turbulentnej,

Ponieważ  $D_{MT} \sim w'_k$ , więc z równania [6.46] otrzymuje się

$$w_T \sim w'_{kw} \quad [6.48]$$

Prędkość mikroobjętościowego spalania turbulentnego jest proporcjonalna do średniej kwadratowej prędkości pulsacji, a nie, jak to jest w modelu objętościowym (równanie [6.45]) do pierwiastka kwadratowego z tej wielkości.

Omówione poprzednio trzy mechanizmy rozprzestrzeniania się płomienia w turbulentnej strudze palnej mieszanki gazowej nie należy traktować jako wzajemnie wykluczające się. Przeciwnie, w rzeczywistym płomieniu turbulentnym, w różnych jego częściach mogą one wystąpić jednocześnie lub też przyjmować, co spotyka się najczęściej, jakąś postać pośrednią.

Jednym z ogólnych kryteriów określających mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia jest stosunek objętości, w której zachodzi w danej chwili reakcja  $V_r$ , do całkowitej objętości zajętej przez płomień turbulentny  $V_p$

$$k_M = \frac{V_r}{V_p} \quad [6.49]$$

W przypadku realizowania modelu powierzchniowego  $k_w \rightarrow 0$ . W modelu objętościowym  $k_w \rightarrow 1$ .

Przekształcając równanie [6.49] otrzymuje się

$$k_M = \frac{\tau_c}{\tau_p} = \frac{\delta_L}{L_E} \frac{w'_{kw}}{w_n} \frac{1}{\ln\left(1 + \frac{w'_{kw}}{w_n}\right)} \quad [6.50]$$

gdzie:  $\tau_c$  — czas trwania reakcji chemicznej,

$\tau_p$  — czas przebywania cząstki w strefie płomienia turbulentnego,

$L_E$  — skala turbulencji Eulera.

Dla komory silnika strumieniowego (rys. 1.17) zasilanej mieszanką nafty i powietrza o składzie stechiometrycznym typowe wartości wielkości występujących w równaniu [6.50] są następujące:  $\delta_L = 0,2$  mm,  $w_n = 30$  cm/s,  $L_E = 6$  mm i  $w = 5$  m/s ( $\varepsilon = 10^0$ ,  $w = 50$  m/s).

Stąd otrzymuje się

$$k_M = 0,2$$

Wpływ temperatury i ciśnienia na wartość kryterium  $k_M$ , struktury płomienia turbulentnego określa zależność

$$k_M = k_{M0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,25} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1,8} \frac{\ln\left[1 + \frac{w'_{kw}}{w_n}\right]}{\ln\left[1 + \left(\frac{w'_{kw}}{w_n}\right)_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,5} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1,8}\right]} \quad [6.51]$$

Parametry odniesienia (normalne warunki fizyczne) są w tym równaniu oznaczone indeksem „zero”. Ilustracją równania [6.51] są krzywe na rys. 6.30. Z przebiegu tych krzywych wynika, że ze wzrostem temperatury struktura płomienia staje się coraz bardziej „objętościowa”, ze wzrostem ciśnienia natomiast — „powierzchniowa”.

Do obliczenia prędkości spalania turbulentnego służą wzory empiryczne. Najbardziej znany jest wzór Szczolkin a

$$\frac{w_T}{w_n} \left[1 + B \left(\frac{w'_{kw}}{w_n}\right)^2\right]^{0,5} \quad [6.52]$$

Ostatnio opublikowano zależność Lefebvre'a i Reida

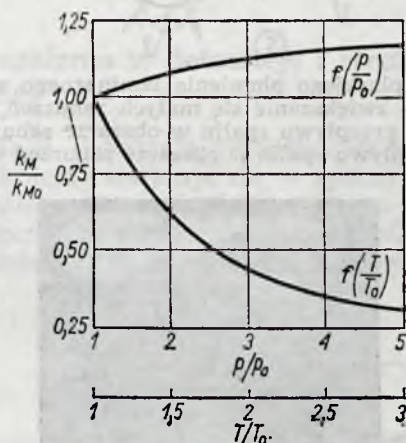
$$\frac{w_T}{w_n} = 1 + (0,0142\varepsilon + 0,132)w \quad [6.53]$$



We wzorach tych oznaczono:

- $B$  — stała, równa w przybliżeniu jedności,
- $\varepsilon$  — intensywność turbulencji, ‰,
- $w$  — prędkość przepływu, czynnika m/s,
- $w'_{kw}$  — średnia kwadratowa prędkości pulsacji (w tych samych jednostkach co normalna prędkość spalania  $w_n$ ).

Równanie [6.53] daje dobrą zgodność obliczeń z wynikami pomiarów prędkości spalania turbulentnego zachodzącego w zamkniętych przewodach.



Rys. 6.30. Wpływ zmian ciśnienia i temperatury na wartość kryterium struktury płomienia turbulentnego

Wpływ temperatury i ciśnienia na prędkość spalania turbulentnego określają następujące zależności (ważne dla mieszanek paliw węglowodorowych z powietrzem)

$$w_T = w_{T_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{0,8} \quad [6.54]$$

$$w_T = w_{T_0} \left( \frac{p}{p_0} \right)^m \quad [6.55]$$

gdzie:  $m = 0,35 \div 0,55$  (większe wartości dla większych prędkości przepływu),

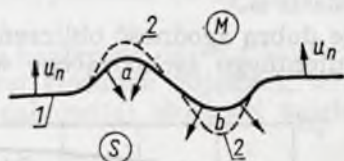
$w_{T_0}$  — prędkość spalania turbulentnego w temperaturze  $T_0$  i przy ciśnieniu  $p_0$ ,

$w_T$  — prędkość spalania turbulentnego w temperaturze  $T$  i przy ciśnieniu  $p$ .

Wzrost prędkości spalania turbulentnego ze wzrostem ciśnienia tłumaczy się zwiększeniem wartości średniej kwadratowej prędkości pulsacji ( $w'_{kw} \sim p^{0,25+0,35}$ ), która z nadwyżką rekompensuje związany z tym spadek normalnej prędkości spalania ( $w_n \sim p^{-(0,2+0,25)}$ ).

W dotychczas przeprowadzonej analizie wpływu turbulencji na rozprzestrzenianie się płomienia nie uwzględniono wzbudzenia jej przez sam płomień (czyli efektu autoturbulencji). Możliwość występowania autoturbulencji w procesie spalania wynika z teoretycznych rozważań na temat stateczności płaskiego płomienia laminarnego. Okazuje się, że taki płomień nie jest stateczny wobec małych zaburzeń (rys. 6.31). W przypadku bowiem wystąpienia wypukłości na powierzchni czoła płomienia (obszar a) linie prądu spalin, jako skierowane normalnie do warstwy reakcji, schodzą się, co wywołuje wzrost ciśnienia i wskutek tego zwiększenie się wypukłości. Przy odkształceniu wklęsłym (obszar b) strugi spalin rozcho-

dzą się, ciśnienie za strefą reakcji spada i wklęsłość także rośnie. Źródłem początkowych zaburzeń mogą być niejednorodności składu lub temperatura mieszanki. Konsekwencją występowania autoturbulencji jest tendencja do przechodzenia ze spalania powierzchniowego do spalania objętościowego.



Rys. 6.31. Niestateczność płaskiego płomienia laminarnego wobec małych zaburzeń: 1 — czoło płomienia, 2 — zwiększanie się małych zaburzeń, M — mieszanka palna, S — spaliny, a) kierunek przepływu spalin w obszarze zaburzeń wypukłych, b) kierunek przepływu spalin w obszarze zaburzeń wklęsłych



Rys. 6.32. Przemieszczanie się płomienia turbulentnego ( w przewodzie o przekroju kwadratowym)

Tendencja ta ujawnia się jednak dopiero przy dużych liczbach Reynoldsa. Przy mniejszych bowiem istnieje czynnik stabilizujący. Jest nim uintensywnione ogrzewanie świeżej mieszanki i zwiększona normalna

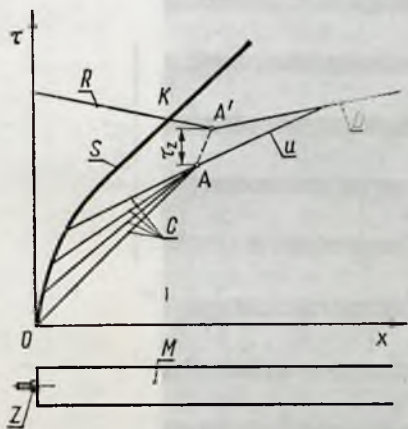


prędkość spalania przy zaburzeniu wkłęsłym oraz przeciwnie, zmniejszone ogrzewanie i zmniejszona normalna prędkość spalania przy zaburzeniu wypukłym.

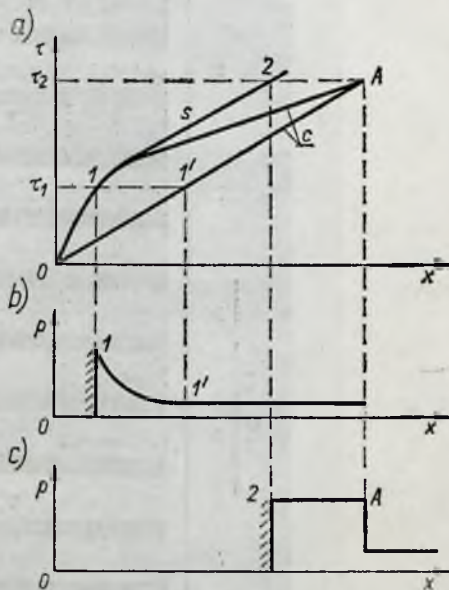
Opisane efekty (przy współdziale chłodzącego oddziaływania ścianek), prowadzą do makroskopowej deformacji rozprzestrzeniającego się w przewodzie płaskiego czoła płomienia, które w każdym przypadku przyjmuje kształt w przybliżeniu półkolisty zwrócony wypukłością w kierunku ruchu (rys. 6.32).

#### 6.4. Przejście spalania w detonację i struktura fali detonacyjnej

Przejście spalania w detonację przedstawiono na rys. 6.33. W rurze z jednej strony zamkniętej znajduje się w spoczynku jednorodna, palna mieszanka gazowa. Mieszanka ta zostaje zapalona od strony zamkniętego końca rury. W ten sposób w rurze powstaje płomień laminarny przemieszczający się z prędkością właściwą dla danej mieszanki.



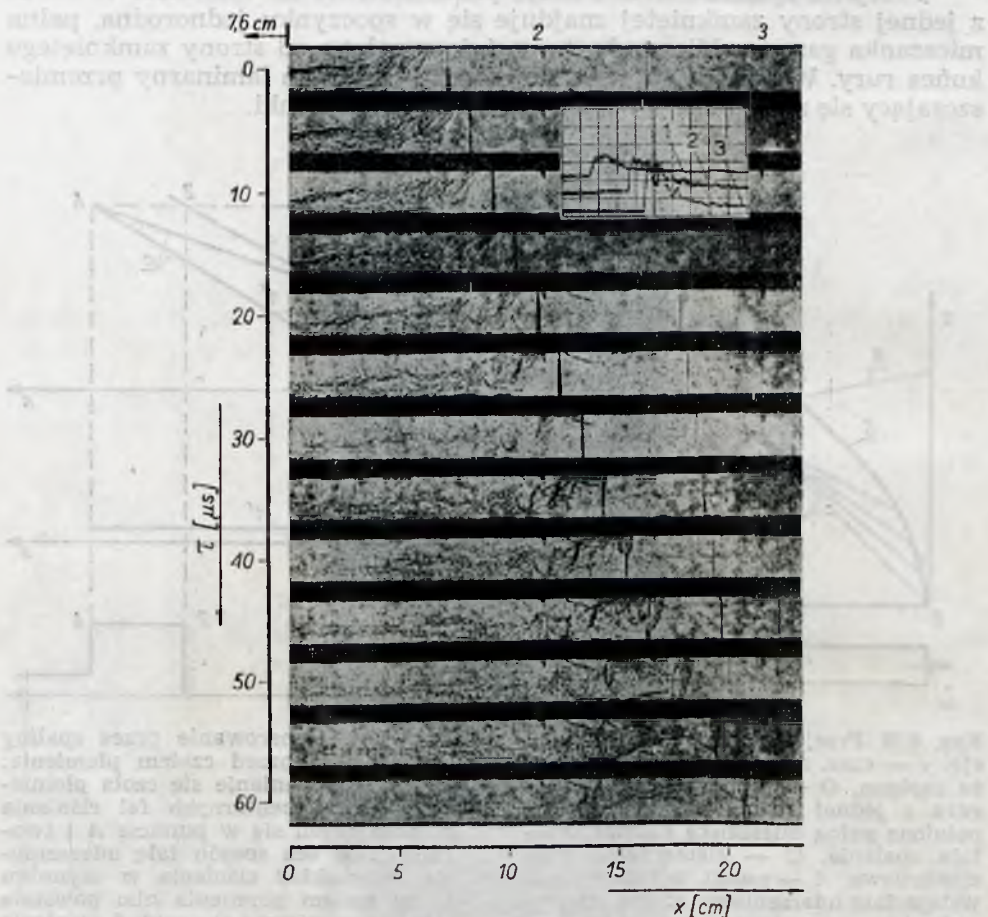
Rys. 6.33. Przejście spalania w detonację:  $\tau$  — czas,  $x$  — odległość od punktu zapłonu,  $O$  — punkt zapłonu,  $M$  — rura z jednej strony zamknięta wypełniona palną mieszanką gazową,  $S$  — fala spalania,  $C$  — elementarne fale ciśnieniowe,  $A$  — punkt, w którym powstaje fala uderzeniowa zdolna do wywołania samozapłonu mieszanki,  $\tau_z$  — czas opóźnienia zapłonu spowodowanego falą uderzeniową,  $A'$  — punkt, w którym powstaje zapłon spowodowany falą uderzeniową,  $K$  — punkt przecięcia się fali spalania i fali detonacyjnej,  $U$  — fala uderzeniowa,  $D$  — fala detonacyjna,  $R$  — fala retonacyjna,  $Z$  — świeca zapłonowa



Rys. 6.34. Generowanie przez spaliny fal ciśnienia przed czołem płomienia: a) rozprzestrzenianie się czoła płomienia oraz elementarnych fal ciśnienia doganiających się w punkcie  $A$  i tworzących w ten sposób falę uderzeniową, b) rozkład ciśnienia w czynniku przed czołem płomienia nim powstała fala uderzeniowa, c) rozkład ciśnienia w czynniku przed czołem płomienia po powstaniu fali uderzeniowej;  $C$  — elementarne fale ciśnienia,  $S$  — fala spalania

Pomiędzy czołem płomienia, a zamkniętym końcem rury znajdują się spaliny, które jednocześnie rozszerzając się i zwiększając ciśnienie wskutek bezwładności przesuwanej przez nie mieszanki, wytwarzają przed czołem płomienia elementarne fale ciśnienia (rys. 6.34). Fale te doganiają się, ponieważ każda następna przemieszcza się w czynniku o temperaturze wyższej niż poprzednia i w pewnej chwili tworzą falę uderzeniową, której temperatura jest wyższa niż temperatura zapłonu mieszanki. Następuje więc zapłon, po pewnym czasie, odpowiadającym czasowi opóźnienia zapłonu  $\tau_z$ , który od razu obejmując określony obszar przekształca się w silny wybuch cieplny. Inicjuje to powstanie dwu fal rozchodzących się w przeciwnych kierunkach: detonacyjnej i retonacyjnej.

Opisane zjawisko nazwane „wybuchem w wybuchu” (explosion in the explosion)<sup>1)</sup> stanowi zasadniczy element przejścia od spalania do detonacji.



Rys. 6.35. Mechanizm powstania fali detonacyjnej: 1, 2, 3 — punkty rejestracji rozkładu ciśnień w czasie

<sup>1)</sup> P. A. Urtiew, A. K. Oppenheim: Experimental observation of the transition to detonation in an explosive gas.

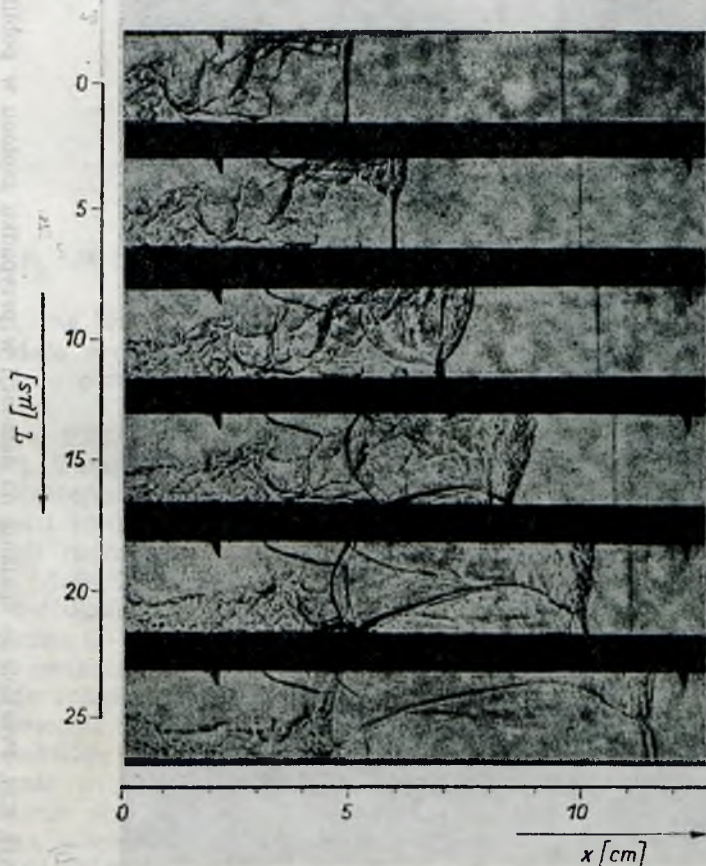
University of California, Berkeley, 1965 (sprawozdanie wewnętrzne laboratorium „Propulsion Dynamics”).



Fala retonacyjna jest także falą detonacyjną, to znaczy zespołem fal składającym się z fali uderzeniowej i fali spalania, jeśli przemieszcza się w strefie mieszanki palnej (na przykład na rys. 6.33, na odcinku A—K). Poza tą strefą ma oczywiście charakter zwykłej fali uderzeniowej.

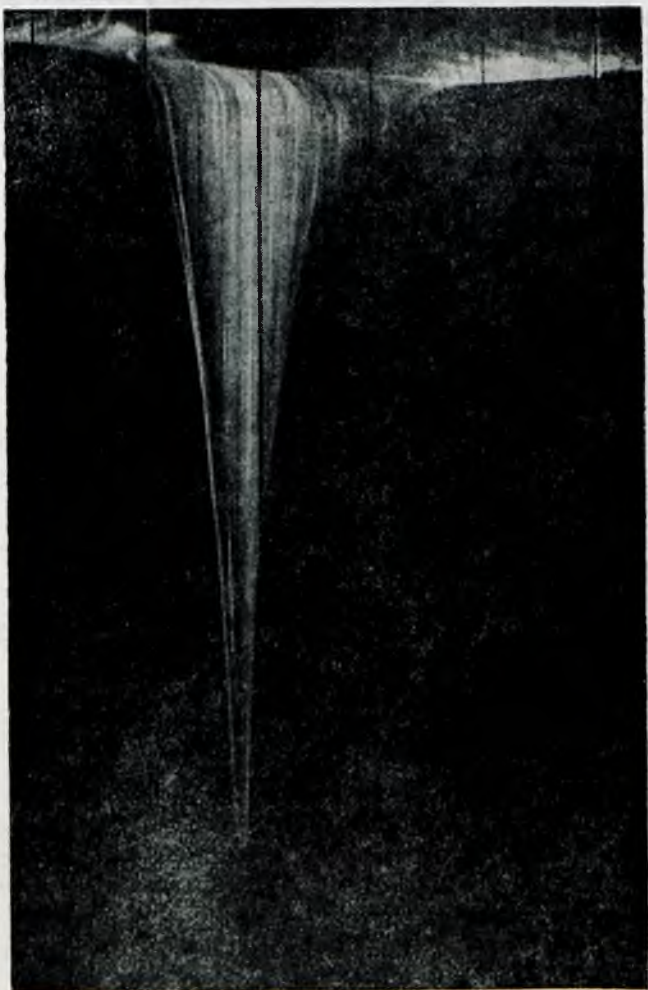
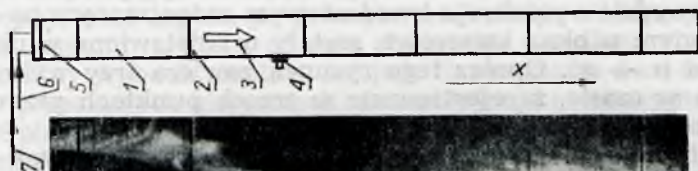
Mechanizm powstania fal detonacyjnej i retonacyjnej został pokazany na rys. 6.35 i 6.36. Są to fotografie wykonane metodą smugową z wykorzystaniem lasera jako źródła światła. Poszczególne etapy procesu, który zachodzi w przewodzie o przekroju kwadratowym zaopatrzonym na odcinku wizualizowanym w okna kwarcowe, zostały przedstawione w układzie czas — droga ( $\tau$  —  $x$ ). Oprócz tego rysunek zawiera trzy wykresy rozkładu ciśnienia w czasie, zarejestrowane w trzech punktach przewodu oznaczonych kolejnymi cyframi 1—3.

Zdjęcia zostały wykonane już po powstaniu fali uderzeniowej. Za falą widoczny jest płomień, który w pewnej chwili (0 na rys. 6.36) „doskakuje” do fali uderzeniowej. Dostatek ten zachodzi najpierw w warstwie



Rys. 6.36. Przeskok czoła płomienia w warstwie powierzchniowej do fali uderzeniowej i powstanie „wybuchu w wybuchu”

powierzchniowej, następnie zaś obejmuje całą pozostałą objętość mieszanki między czołem płomienia i falą uderzeniową. W ten sposób realizuje się wybuch w wybuchu, który wytwarza idącą w prawo falę detonacyjną oraz idącą w lewo falę retonacyjną.

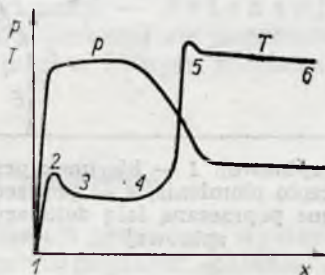


Rys. 6.37. Przejście ze spalania do detonacji w przypadku zapłonu w pobliżu środka przewodu  
 a) schemat stoiska badawczego, b) zdjęcie wykonane za pomocą aparatu fotograficznego z wi-  
 rującym bębniem; 1 — przewód ze szkła organicznego o przekroju kwadratowym, 2 — kłamy  
 ściągające, 3 — kierunek przepływu mieszanki, 4 — świeca zapłonowa, 5 — mieszalnik, 6 —  
 przewód doprowadzający paliwo, 7 — przewód doprowadzający utleniacz



Ważnym efektem w całym procesie jest wzrost prędkości przemieszczania się czoła płomienia względem przewodu, w którym zachodzi proces. Jest to spowodowane ruchem mieszanki przesuwającej się pod działaniem spalin oraz autoturbulencją, która stopniowo przekształca spalanie laminarne w turbulentne i tym samym zwiększa jego prędkość.

Zapoczątkowanie procesu przez zapłon mieszanki od strony zamkniętego końca przewodu nie jest warunkiem koniecznym przejścia spalania w detonację. Przykład przypadku zapłonu doprowadzającego do detonacji, a zrealizowanego w pobliżu środka przewodu jest przedstawiony na rys. 6.37. Przez ten przewód, wykonany ze szkła organicznego, płynie mieszanka palna z niewielką prędkością. Po zapłonie w mieszance powstają dwa czoła płomienia, które przemieszczają się w dwu przeciwnych kierunkach: z prądem i pod prąd. Czoło, które przemieszcza się



Rys. 6.38. Rozkład temperatury  $T$  i ciśnienia  $p$  w fali detonacyjnej

z prądem, ma większe przyspieszenie i pierwsze przechodzi w detonację. Powstała przy tej okazji fala retonacyjna dogania mniej przyspieszające czoło przeciwpądowe i przekształca je również w falę detonacyjną.

Na rys. 6.38 przedstawiono rozkład temperatur i ciśnień w fali detonacyjnej. Temperatura gwałtownie rośnie w czołe fali uderzeniowej (1—2), a następnie nieco zmniejsza się (2—3), w związku z pobudzeniem cząstek gazu do ruchów obrotowych i oscylacyjnych, co odbywa się kosztem energii ruchu postępowego, którego miarą jest temperatura. Dalej następuje odcinek reakcji wstępnych, odpowiadający czasowi opóźnienia zapłonu, o długości rzędu 90% całego odcinka, na którym zachodzi reakcja chemiczna (3—4—5).

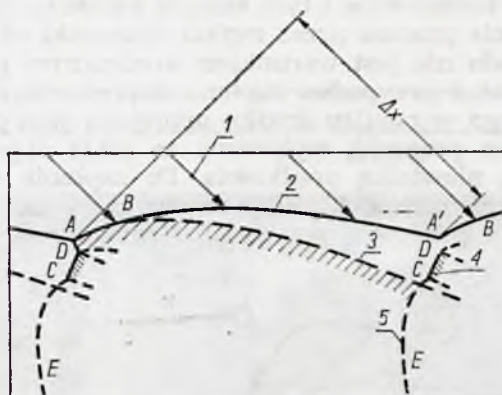
Tym zmianom temperatury odpowiadają zmiany ciśnienia, które gwałtownie rośnie w fali uderzeniowej, utrzymuje się mniej więcej na stałym poziomie w okresie indukcji i zmniejsza się podczas reakcji chemicznej wskutek przyrostu prędkości przepływu.

Spalanie w fali detonacyjnej nie jest procesem ustalonym. Czoło płomienia nie stanowi powierzchni równoległej do czoła fali uderzeniowej i ulega odkształceniom w zależności od szybkości reakcji w poszczególnych jego elementach. W związku z tym, między czołem płomienia, które także traci stateczność i zmienia swoje położenie względem ścianek przewodu, a czołem fali uderzeniowej powstają oscylacje ciśnienia, na podtrzymanie których zużywa się część energii wywiązanej w procesie spalania.

Częstotliwość i amplituda tych oscylacji zależy przede wszystkim od szybkości reakcji (ze wzrostem szybkości — amplituda maleje, a częstotliwość rośnie).

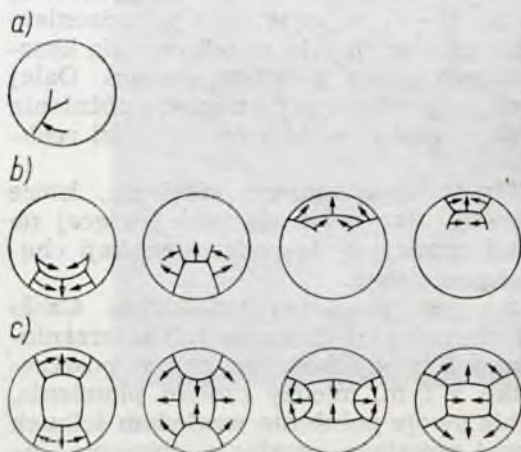
Przy odpowiedniej intensywności oscylacje te mogą stać się okresowym źródłem zapłonu zamieniając w pulsacyjny ciągły proces spalania za falą uderzeniową.

Najdobitniej takie efekty występują w detonacji spinowej.



Rys. 6.39. Schemat detonacji spinowej: 1 — kierunek przepływu świeżej mieszanki, 2 — fala uderzeniowa, 3 — czoło płomienia, 4 — poprzeczna fala detonacyjna, 5 — pasmo świecenia (spowodowane poprzeczną falą detonacyjną),  $\Delta x$  — skok detonacji spinowej

Istota tego zjawiska polega na powstaniu między czołem fali uderzeniowej skierowanej w tym przypadku pod kątem do kierunku przepływu i płomieniem poprzecznej, dodatkowej fali detonacyjnej. Przed-



Rys. 6.40. Konfiguracje i charakter przemieszczeń poprzecznych fal detonacyjnych w detonacji spinowej (w przewodzie okrągłym): a) układ pojedynczy z jedną wirującą falą, b) układ podwójny, przemieszczający się z jednej strony na drugą, c) układ poczwórny



Rys. 6.41. Detonacja spinowa:  $x$  — skok detonacji spinowej

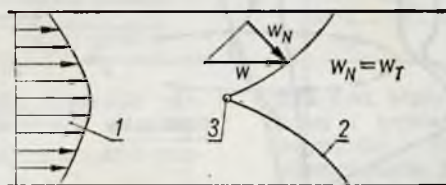


stawia to schemat na rys. 6.39. Widoczne tam linie stanowią rozwinięcie miejsc styku powierzchni fal ze ścianką przewodu o kołowym przekroju. Strzałki podają kierunek przepływu mieszanki palnej. Obszar silnego świecenia został zakreskowany. Linia  $ABA'$  symbolizuje czoło fali uderzeniowej. Za nią linia przerywaną jest naniesione czoło płomienia, które poczynając od punktu  $B$  zaczyna się oddalać od czoła fali uderzeniowej. Ten wzrost czasu opóźnienia zapłonu jest spowodowany zmniejszaniem się temperatury mieszanki palnej po sprężeniu, która zależy od kąta pochYLENIA fali względem kierunku przepływu (temperatura rośnie ze wzrostem tego kąta). Między czołem fali a czołem płomienia powstaje dodatkowa, poprzeczna fala detonacyjna, której ruch zależy od konfiguracji. Typowe konfiguracje fal poprzecznych są przedstawione na rys. 6.40. Od obrotowego ruchu fali w pierwszej, najprostszej konfiguracji (rys. 6.40a) nazwano ten rodzaj detonacji — **detonacją spinową**. Fotografie detonacji spinowej (film poruszał się poprzecznie do podłużnej szczeliny wykonanej w przewodzie, w którym zachodzi proces) przedstawiono na rys. 6.41.

## 6.5. Stabilizacja płomienia

Zagadnienie stabilizacji płomienia występuje zawsze, gdy prędkość przepływu jest większa niż prędkość spalania. Aby w tym przypadku płomień mógł się utrzymać w określonym miejscu powinny zostać spełnione dwa następujące warunki:

1) Czoło płomienia musi być nachylone do kierunku przepływu pod takim kątem, aby składowa prędkość przepływu, normalna do czoła, była równa prędkości spalania (rys. 6.42),



Rys. 6.42. Stabilizacja płomienia w strumieniu przepływającej mieszanki: 1 — rozkład prędkości przepływu palnej mieszanki w przewodzie, 2 — czoło płomienia, 3 — obszar ustateczniania,  $w_N$  — składowa normalna prędkość,  $w_T$  — prędkość spalania w przepływie turbulentnym

2) Czoło płomienia powinno być zawsze w bezpośrednim kontakcie z obszarem, w którym prędkość przepływu równa się prędkości spalania. Obszar ten można uważać za stałe źródło zapłonu, od którego następnie rozprzestrzenia się płomień.

W zależności od metody realizującej powyższy postulat rozróżnia się następujące sposoby stabilizacji płomienia:

- 1) za pomocą warstwy przyściennej,
- 2) przez doprowadzenie energii z zewnątrz,
- 3) za pomocą cyrkulacji termicznej,
- 4) za pomocą cyrkulacji aerodynamicznej.

Możliwość stabilizacji płomienia za pomocą warstwy przyściennej przedstawiono na rys. 6.43. Pokazano na nim początkowy odcinek mie-

szania się strug mieszanki palnej o prędkości przepływu  $w_2$  i koncentracji paliwa  $C_2$  oraz czynnika otaczającego o prędkości przepływu  $w_1 < w_2$ , pozbawionego domieszek palnych.

Temperatura obu strug jest dużo mniejsza od temperatury zapłonu. Warstwa przyścienna jest na rysunku określona prostymi AB i AC. W dwu przekrojach pokazano rozkłady koncentracji, prędkości przepływu i prędkości spalania w tej warstwie. W jednym z nich prędkość przepływu jest zawsze większa od prędkości spalania. W drugim natomiast, na pewnym odcinku, prędkość spalania jest większa niż prędkość przepływu. Linia przerywaną zaznaczono granicę obszaru, w którym to występuje.

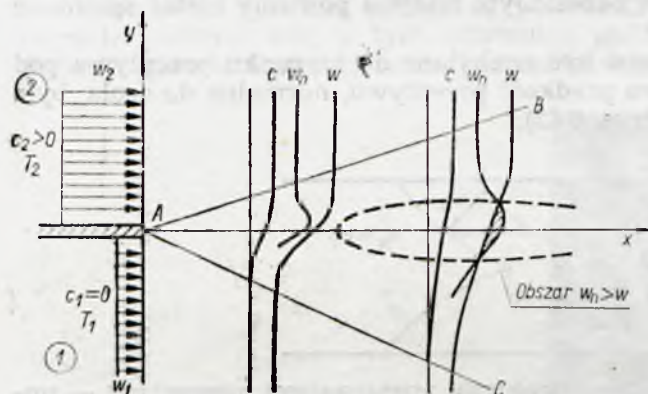
Jeśli w tym obszarze nastąpi zapłon to płomień zostanie cofnięty „pod prąd” aż do punktu, w którym spełnia się zależność

$$w_n = w(y) \quad [6.55]$$

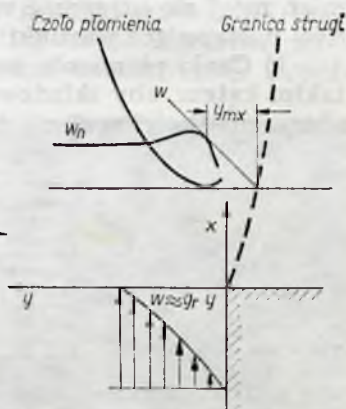
gdzie  $w(y)$  jest wartością prędkości przepływu w płaszczyźnie oddalonej od osi odciętych o  $y$ .

Spełnienie więc równania [6.55] w jakimś punkcie w warstwie przyściennej (przy równoczesnym występowaniu obszaru gdzie  $w_n > w$ ) jest warunkiem koniecznym stabilizacji płomienia. W tym punkcie powierzchnia płomienia jest prostopadła do kierunku przepływu.

Typowym przykładem stabilizacji płomienia w laminarnej warstwie przyściennej jest palnik Bunsena, lub bardzo do niego podobny palnik Tecluba (rys. 1.1).



Rys. 6.43. Stabilizacja płomienia w warstwie granicznej: 1 — struga czynnika otaczającego, 2 — struga mieszanki palnej,  $c$  — koncentracja paliwa,  $w_n$  — prędkość spalania,  $w$  — prędkość przepływu



Rys. 6.44. Model przebiegu procesu zdmuchnięcia płomienia

Gdy w mieszance wypływającej z palnika współczynnik nadmiaru powietrza jest mniejszy od jedności ( $\alpha < 1$ ) wtedy w warstwie przyściennej wystąpi maksimum normalnej prędkości spalania (to jest gdzieś w okolicy  $\alpha = 1$ , jak pokazano na rys. 6.43).

Przy  $\alpha \geq 1$ , maksymalna wartość  $w_n$  występuje we wnętrzu strugi mieszanki.

Stabilizacja płomienia zachodzi w określonym zakresie parametrów, przede wszystkim prędkości i współczynników nadmiaru powietrza. Jeśli zakres ten zostanie przekroczony, następuje zdmuchnięcie płomienia. Model przebiegu procesu zdmuchnięcia przedstawiono na rys. 6.44. Pole prędkości w strudze mieszanki zastępuje się w tym modelu polem ilo-

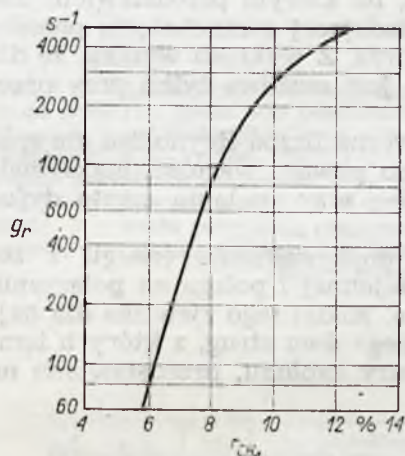


czynów  $g_r y$ , gdzie  $g_r$  jest stałym gradientem prędkości a  $y$  odległością od ścianki lub granicy strugi. Przyjmuje się, że  $w$  nie zależy od  $x$ , czyli od odległości od krawędzi palnika.

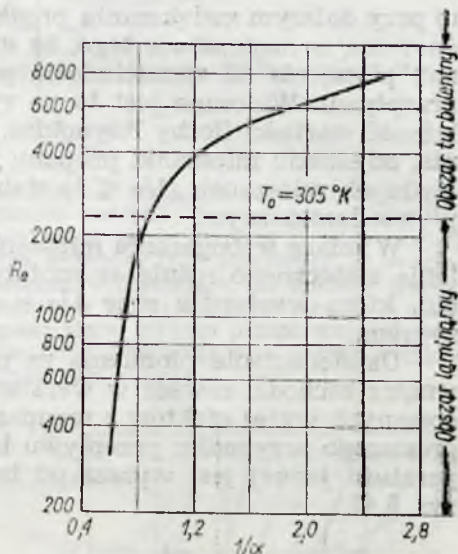
W warunkach granicznych, to jest na granicy statecznego spalania, prosta prędkości przepływu jest styczna do krzywej normalnej prędkości spalania a gradient  $g_r$  osiąga wartość maksymalną (ze wszystkich wartości odpowiadających statecznemu spalaniu). Będzie więc wtedy spełniona zależność

$$g_r = \left( \frac{w_n}{y} \right)_{mx} \approx \frac{w_{nmx}}{y_{mx}} \quad [6.56]$$

gdzie  $y_{mx}$  odpowiada odległości od granicy strugi, przy której  $w_n = w_{nmx}$ .



Rys. 6.45. Wpływ składu mieszanki palnej ( $r_{CH_4}$  — udział metanu w mieszance metanu i powietrza) na wartość gradientu  $g_r$



Rys. 6.46. Wpływ składu mieszanki propanu i powietrza na wartość liczby Reynoldsa, przy której następuje zdmuchnięcie płomienia:  $T_0$  — temperatura początkowa mieszanki

Zależność krytycznej wartości  $g_r$  od składu mieszanki metanu i powietrza przedstawia wykres na rys. 6.45. Z wykresu wynika, że  $g_r$  rośnie w miarę wzrostu koncentracji paliwa w strudze mieszanki.

Ponieważ dla mieszanek z paliwami węglowodorowymi

$$w_n \sim p$$

a dla przepływu laminarnego

$$g_r \sim \frac{w}{d}$$

otrzymuje się

$$g_r \sim \frac{w}{pd} \quad [6.57]$$

gdzie:  $w$  — średnia prędkość przepływu mieszanki w palniku,  
 $d$  — średnica palnika.

Wyrażenie  $w/pd$  stanowi kryterium podobieństwa warunków zdmuchnięcia płomienia w palniku Bunsena dla mieszanki palnej o określonym składzie.

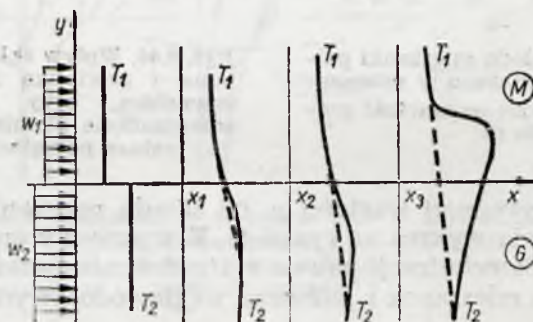
Stabilizacja płomienia w warstwie granicznej w przypadku przepływu turbulentnego zachodzi w taki sam sposób, jak dla przepływu laminarnego. Jedyną różnicą polega na tym, że w przepływie turbulentnym prędkość spalania  $w_r$  zależy od prędkości przepływu. Jeśli więc przy przejściu z przepływu laminarnego do turbulentnego zostaje spełniony warunek

$$g_r = \frac{w_{rmax}}{y_{mx}}$$

to przy dalszym zwiększaniu prędkości stateczność spalania może być zachowana w następstwie tego, że  $w_r \gg w_n$ . Efekt ten nie zabezpiecza jednak płomienia od zdmuchnięcia przy odpowiednio wysokiej prędkości przepływu. Widoczne jest to na rys. 6.46, na którym przedstawiono zależność wartości liczby Reynoldsa, odpowiadającej zdmuchnięciu płomienia, od składu mieszanki propanu i powietrza. Z wykresu wynika, że dla biednych mieszanek ( $1/\alpha < 1$ ) stabilizacja jest możliwa tylko przy przepływie laminarnym.

W miarę wzbogacania mieszanki krytyczna liczba Reynoldsa dla spalania statecznego rośnie asymptotycznie do pewnej wartości maksymalnej, która występuje przy  $1/\alpha = \infty$  a więc przy spalaniu często dyfuzyjnym.

Ustatecznianie płomienia za pomocą doprowadzania energii z zewnątrz zachodzi zawsze w warstwie przyściennej i polega na połączeniu opisanych wyżej efektów z wymianą ciepła. Model tego zjawiska dla najprostszego przypadku przepływu laminarnego dwu strug, z których temperatura jednej jest wyższa od temperatury zapłonu, przedstawiono na rys. 6.47.

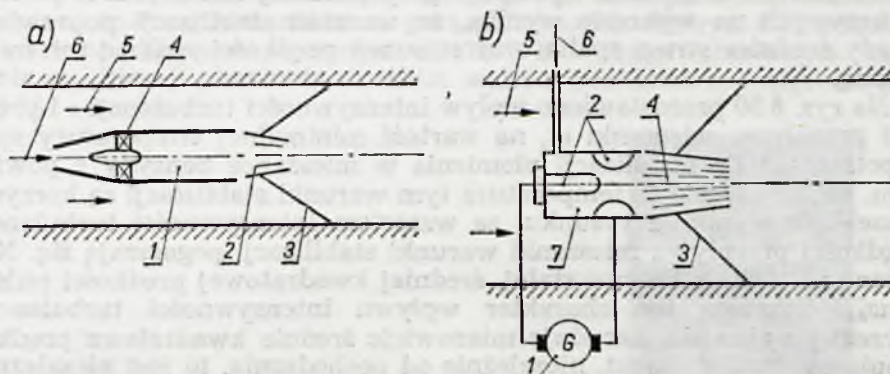


Rys. 6.47. Model stabilizacji płomienia za pomocą energii doprowadzonej z zewnątrz: M — struga mieszanki, G — struga gorącego czynnika. Linia ciągłą zaznaczone są rozkłady temperatury w poszczególnych przekrojach ( $x_1, x_2, x_3$ )

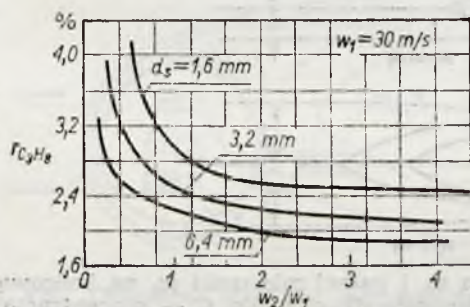
Liniami ciągłymi są tam zaznaczone profile temperatur, w poszczególnych przekrojach coraz bardziej oddalonych od początku mieszania, z uwzględnieniem reakcji chemicznej, liniami przerywanymi — bez uwzględnienia reakcji. Reakcja zaczyna się po stronie czynnika gorącego (stabilizującego płomień), a następnie przenosi się na stronę zimnej mieszanki.



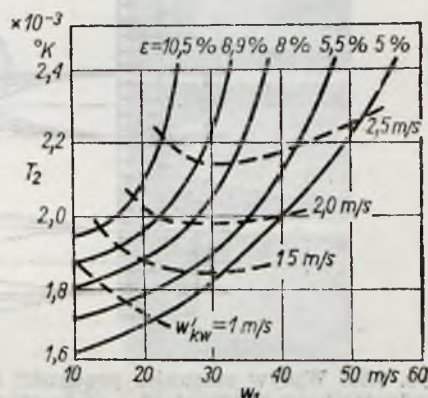
Sposób realizacji technicznej tej metody jest zilustrowany na rys. 6.48. Na rys. 6.48a przedstawiono komorę wstępną umieszczoną w strudze mieszanki palnej. Zadaniem komory jest wytwarzanie gorących spalin stabilizujących płomień w obok przepływającej mieszance.



Rys. 6.48. Stabilizacja płomienia przez doprowadzenie energii z zewnątrz a) za pomocą gorących spalin lub płomienia: 1 — komora wstępna, 2 — gorące spaliny lub płomień, 3 — czoło płomienia rozprzestrzeniającego się w strudze przepływającej mieszanki, 4 — system stabilizacji w komorze wstępnej (zawierający w sobie), 5 — kierunek przepływu mieszanki, 6 — struga mieszanki wpływającej do komory wstępnej, b) za pomocą strumienia plazmy: 1 — generator prądu elektrycznego, 2 — elektrody, 3 — czoło płomienia rozprzestrzeniającego się w strudze przepływającej mieszanki, 4 — struga plazmy, 5 — kierunek przepływu mieszanki, 6 — przepływ czynnika roboczego, 7 — generator plazmy



Rys. 6.49. Wpływ stosunku prędkości spalin  $w_2$  i palnej mieszanki  $w_1$  oraz początkowej średnicy strugi spalin  $d_s$  na ubogą granicę stateczności płomienia:  $r_{C_3H_8}$  — udział masowy propanu w mieszance z powietrzem

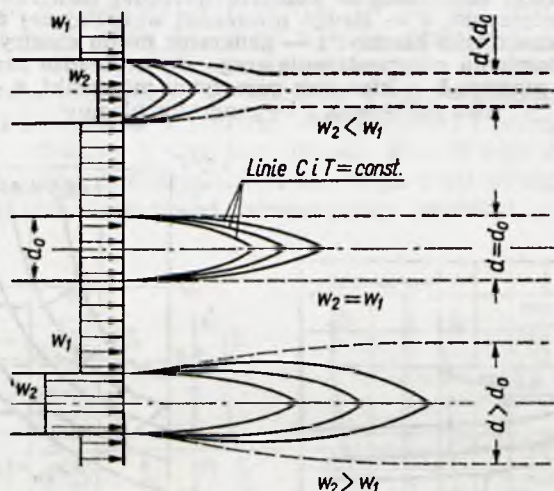


Rys. 6.50. Wpływ prędkości mieszanki  $w_1$  oraz intensywności turbulencji  $\epsilon$  na minimalną wartość temperatury spalin ustaleczających płomień  $T_2$  w mieszance benzyny i powietrza:  $w_{kw}$  — średnia kwadratowa prędkość pulsacji,  $d_s = 3,6 \text{ mm}$ ,  $w_2 = 60 \text{ m/s}$

Własności stabilizujące układu zależą przede wszystkim od prędkości przepływu mieszanki, początkowej średnicy strugi spalin, stosunku prędkości mieszanki i spalin, intensywności turbulencji w obu strugach, temperatury spalin oraz zawartości w nich aktywnych cząstek. Wpływ niektórych z tych czynników został przedstawiony na rys. 6.49 i 6.50.

Na rys. 6.49 określono wpływ początkowej średnicy strugi spalin oraz stosunku prędkości spalin i mieszanki na ubogą granicę stabilizacji. Jej miarą w tym przypadku jest masowy udział paliwa w mieszance odpowiadający zdmuchnięciu płomienia. Warunki stabilizacji są tym korzystniejsze im ta granica występuje przy uboższej mieszance. Z położenia krzywych na wykresie wynika, że warunki stabilizacji poprawiają się, gdy średnica strugi spalin oraz stosunek prędkości spalin i mieszanki rosną.

Na rys. 6.50 przedstawiono wpływ intensywności turbulencji  $\varepsilon$  i prędkości przepływu mieszanki  $w_1$  na wartość minimalnej temperatury spalin potrzebnej do stabilizacji płomienia w mieszance benzyny z powietrzem. Im niższa jest ta temperatura tym warunki stabilizacji są korzystniejsze. Jak wynika z rysunku, ze wzrostem intensywności turbulencji i prędkości przepływu mieszanki warunki stabilizacji pogarszają się. Naniiesione na wykres krzywe stałej, średniej kwadratowej prędkości pulsacji  $w_{kw}$  tłumaczą ten charakter wpływu intensywności turbulencji. O przebiegu zjawiska decyduje mianowicie średnia kwadratowa prędkości pulsacji, której wzrost, niezależnie od pochodzenia, to jest niezależnie od tego czy jest wywołana zakłóceniami mechanicznymi czy też wzrostem prędkości przepływu, powoduje zwiększenie temperatury zapłonu i w związku z tym zmniejszenie zdolności ustaleczających układu.



Rys. 6.51. Wpływ stosunku prędkości spalin  $w_2$  i palnej mieszanki  $w_1$  na końcową średnicę strugi spalin  $d$ :  $d_0$  — początkowa średnica strugi spalin,  $C$  — koncentracja,  $T$  — temperatura

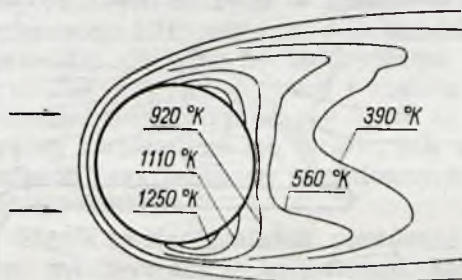
Na rys. 6.51 wyjaśniono (rys. 6.49) dodatni wpływ wzrostu stosunku prędkości gorących spalin i palnej mieszanki  $w_2/w_1$  na stabilizację płomienia. Wzrost tego stosunku jest bowiem równoważny wzrostowi średnicy strugi spalin. Widać to z rysunku, na którym pokazano zachowanie się strug spalin po zrównaniu ich prędkości z prędkością palnej mieszanki. Przy  $w_2/w_1 > 1$  struga spalin rozszerza się i przeciwnie, przy  $w_2/w_1 < 1$  — zżęża.

Na rys. 6.48b przedstawiono szkic układu stabilizującego płomień za pomocą energii doprowadzonej z zewnątrz, w którym komorę wstępną zastąpiono generatorem plazmy wytwarzanej w łuku elektrycznym.



Zasada stabilizacji jest w tym przypadku podobna do poprzednio opisanej. Różnica polega tylko na zastosowaniu strugi stabilizującej o znacznie wyższej temperaturze, która dochodzi do  $12\,000^{\circ}\text{K}$ . Przez to średnica strugi może być odpowiednio mniejsza.

Inna metoda ustateczniania płomienia polega na doprowadzaniu energii cieplnej do strugi mieszanki od gorących ścianek. Na rys. 6.52 podano rozkład temperatury za ogrzanym do  $1300^{\circ}\text{K}$  walcem metalowym. Powstanie stabilizacji płomienia za takim walcem przedstawia fotografia na rys. 6.53.



Rys. 6.52. Charakter rozkładu temperatury za metalowym walcem nagrzanym do  $1300^{\circ}\text{K}$  i opływanym przez strumień powietrza atmosferycznego z prędkością rzędu 10 m/s

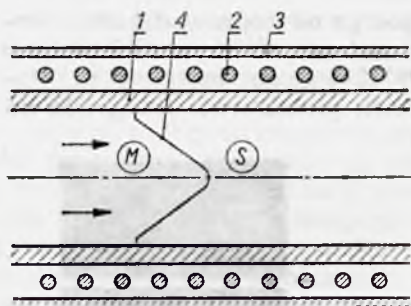


Rys. 6.53. Rozwój zapłonu za gorącym walcem metalowym wstawionym w strugę palnej mieszanki pentanu i powietrza

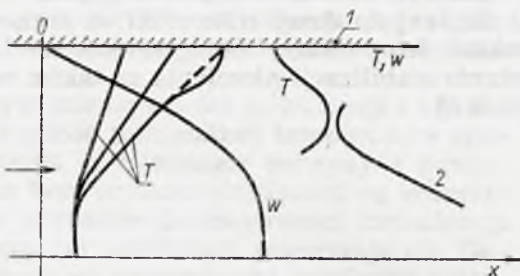
W podobny sposób można stabilizować płomień w przewodzie cylindrycznym ogrzewając ścianki przewodu, np. prądem elektrycznym (rys. 6.54).

Model ustateczniania za pomocą gorącej powierzchni przedstawiono na rys. 6.55. Zapłon zostaje zapoczątkowany w warstwie przyściennej, w której stopniowo zachodzi ogrzewanie przepływającej mieszanki, aż do temperatury inicjującej reakcję chemiczną, co następuje w pewnej odległości od powierzchni, choć temperatura jest tam niższa niż przy samej

ściance (rozdział 5.8). Czoło płomienia stabilizuje się w punkcie, w którym prędkość spalania (prostopadła do czoła płomienia i równoległa do osi przewodu) jest równa prędkości przepływu.

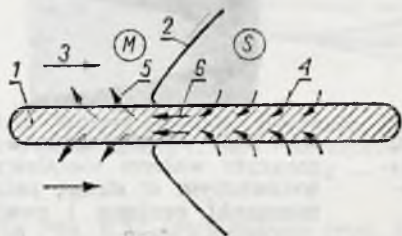


Rys. 6.54. Stabilizacja płomienia za pomocą energii doprowadzonej z zewnątrz za pośrednictwem gorących ścianek: 1 — ścianka przewodu, 2 — drut oporowy służący do nagrzewania ścianek za pomocą elektryczności, 3 — osłona izolacyjna, 4 — czoło płomienia, M — palna mieszanka gazowa, S — spaliny

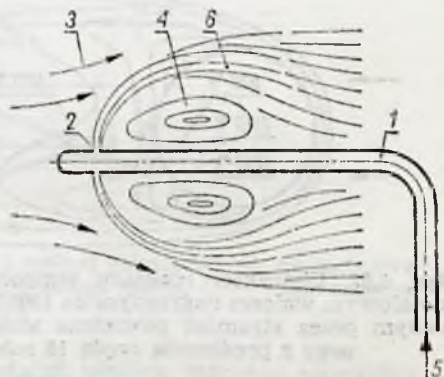


Rys. 6.55. Model ustępcznienia płomienia za pomocą przekazywania energii cieplnej od gorących ścianek: 1 — ścianka przewodu, 2 — czoło płomienia, w — prędkość gazu względem ścianki. Linia przerywaną zaznaczono rozkład temperatury T bez reakcji chemicznej

Na podobnej zasadzie jest oparta metoda stabilizacji płomienia z wykorzystaniem cyrkulacji termicznej (rys. 6.56). W strumieniu mieszanki jest ustawiona płytki wykonana z materiału dobrze przewodzącego ciepło. W pewnej odległości od krawędzi natarcia płytki spełnione są warunki stabilizacji i tam umiejscowiony jest płomień. Między płytką z jednej strony, a spalinami i świeżą mieszanką z drugiej zachodzi wymiana



Rys. 6.56. Stabilizacja płomienia za pomocą cyrkulacji termicznej: 1 — płytki z materiału dobrze przewodzącego ciepło, 2 — czoło płomienia, 3 — kierunek przepływu, 4 — przejmowanie ciepła od spalin do płytki, 5 — przejmowanie ciepła z płytki do świeżej mieszanki, 6 — przewodzenie ciepła w płytce, M — mieszanka, S — spaliny



Rys. 6.57. Wytwarzanie cyrkulacji aerodynamicznej za pomocą strumienia gazowego: 1 — przewód doprowadzający strumień gazu wytwarzającego cyrkulację aerodynamiczną, 2 — wypływ strumienia z pierścieniowej szczeliny, 3 — struga mieszanki, 4 — strefa cyrkulacji, 5 — doprowadzenie gazu wytwarzającego cyrkulację, 6 — strefa mieszania palnej mieszanki z tym gazem



ciepła. Ciepło od spalin za pośrednictwem płytki przepływa „pod prąd” do świeżej mieszanki. Odbywa się to na drodze przejmowania ciepła od spalin do płytki, przewodzenia w płytce i następnie przejmowania z płytki do świeżej mieszanki. W ten sposób wskutek ogrzewania mieszanki w warstwie przyściennej poprawiają się warunki stabilizacji płomienia (stabilizacja zachodzi bliżej krawędzi natarcia płytki niż to się dzieje w przypadku płytki nieprzewodzącej).

Najważniejszą, gdyż dającą najlepsze wyniki w urządzeniach technicznych, metodą stabilizacji płomienia jest stabilizacja za pomocą cyrkulacji aerodynamicznej. Cyrkulację taką można zrealizować wstawiając w strugę mieszanki ciało nieopływowe (rys. 3.21), lub wprowadzając tam odpowiednio ukształtowany strumień gazu. Jeden z przykładów takiego rozwiązania przedstawiono na rys. 6.57. W strugę palnej mieszanki wstawiony jest przewód, którym doprowadza się gaz wypływający następnie prostopadłe do kierunku głównego przepływu przez pierścieniową szczelinę wykonaną w przewodzie.

Strumień gazu zostaje następnie odchylony przez strugę mieszanki zgodnie z kierunkiem jej przepływu. W ten sposób na zewnątrz strumienia powstaje warstwa przyścienna, w której zachodzi intensywne mieszanie się obu strug, od wewnątrz natomiast, w cieniu prostopadłe wypływającego strumienia — toroidalny wir cyrkulacyjny. Wir ten okresowo zostaje zrywany i zdmuchiwany w dół prądu. Na jego miejsce powstaje natomiast nowy itd.

Mechanizm stabilizacji w tym układzie jest bardzo podobny do mechanizmu występującego w strefie cyrkulacji aerodynamicznej za ciałem nieopływowym. Ponieważ jednak ten ostatni jest bardziej przejrzysty dlatego on właśnie zostanie szczegółowiej opisany.

Zjawiska aerodynamiczne zachodzące podczas przepływu za ciałem nieopływowym opisano w rozdziale 3.5 i przedstawiono na rys. 3.21. Stwierdzono istnienie tam podciśnienia statycznego, które jest powodem pojawienia się wiru cyrkulacyjnego. Wir ten w pewnym obszarze liczb Reynoldsa jest niestateczny i zostaje okresowo zdmuchiwany. Dla liczb Reynoldsa większych od  $(4 \div 5) 10^5$  ta okresowość zostaje zakłócona i zastąpiona tworzeniem się wirów, jak w przepływie turbulentnym, to jest w sposób przypadkowy, w zmiennych przedziałach czasowych i o zmiennych wymiarach.

Strefa ze statecznikiem płomienia charakteryzuje się poza tym zwiększoną intensywnością turbulencji, która z wartości kilku % w wolnym strumieniu rośnie do rzędu 50%. Maksimum intensywności turbulencji występuje w warstwie między granicą strefy cyrkulacji, a linią odgraniczającą przepływ niezaburzony od zaburzonego przez stabilizator (rys. 6.58). Wzrost intensywności turbulencji w tym miejscu zwiększa wymianę pędu, masy i ciepła między strefą cyrkulacji i obok przepływającą strugą mieszanki. Wymiana masy między tymi obszarami zachodzi w obu kierunkach tak, że cząstka, która dostanie się do strefy cyrkulacji, po pewnym czasie ją opuszcza. Średni czas przebywania cząstki w strefie cyrkulacji określono z zależności doświadczalnej:

— dla stabilizatorów osiowosymetrycznych

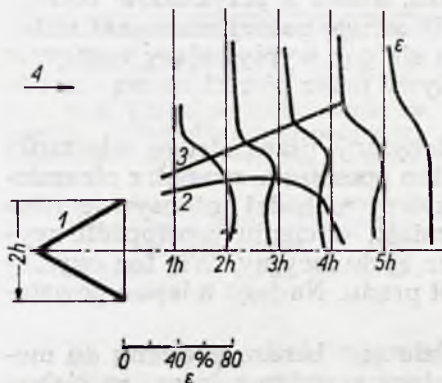
$$\frac{t_p w}{d} = 30 \quad [6.58]$$

— dla stabilizatorów płaskich

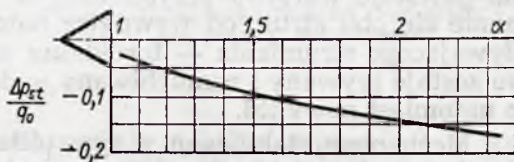
$$\frac{t_p w}{2h} = 37 \quad [6.59]$$

gdzie:  $t_p$  — czas przebywania cząstki w strefie cyrkulacji,  
 $w$  — prędkość przepływu w wolnym strumieniu obok stabilizatora,  
 $d$  — średnica stabilizatora,  
 $2h$  — szerokość stabilizatora płaskiego.

Przepływ za stabilizatorem podczas spalania zmienia nieco swój charakter. Przede wszystkim zmniejsza się spadek ciśnienia na stabilizatorze spowodowany oporami przepływu (rys. 6.59). Ustaje także w związku



Rys. 6.58. Intensywność turbulencji za stabilizatorem płomienia: 1 — stabilizator, 2 — granica strefy cyrkulacji, 3 — linia ograniczająca przepływ niezaburzony od zaburzonego, 4 — kierunek przepływu, 2h — szerokość stabilizatora,  $\varepsilon$  — intensywność turbulencji, 1h, 2h, 3h itd. współrzędne odległości od krawędzi spływu stabilizatora wyrażone jego szerokością



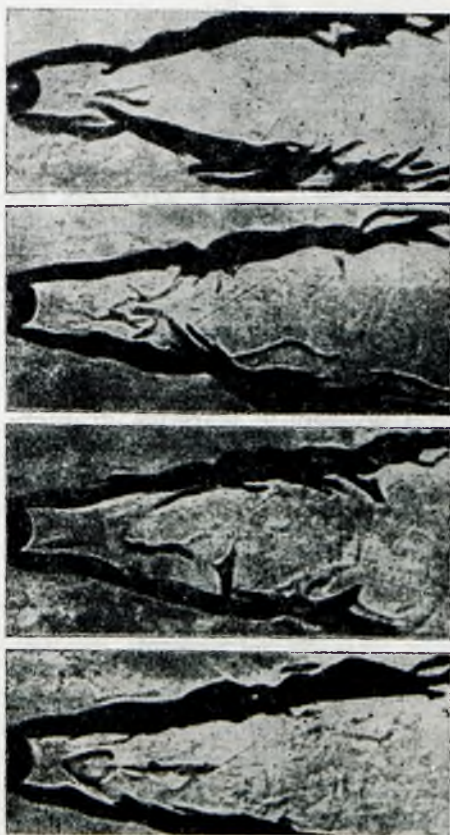
Rys. 6.59. Zależność spadku ciśnienia za stabilizatorem od współczynnika nadmiaru powietrza:  $\Delta p_{st}$  — podciśnienie mierzone w osi stabilizatora na linii łączącej jego krawędzie spływu,  $q_0$  — ciśnienie dynamiczne w strudze mieszanki przed stabilizatorem,  $\alpha$  — współczynnik nadmiaru powietrza

z tym, zdmuchiwanie wiru cyrkulacyjnego. Sam wir natomiast wydłuża się. Na przykład dla statecznika osiowo-symetrycznego (płaskiej okrągłej płytki) długość strefy cyrkulacji zwiększa się z dwu średnic bez spalania do trzech i pół przy spalaniu. W miarę zbliżania się (przez zmianę warunków) do granicy stabilności strefa cyrkulacji ulega skróceniu, a wir staje się coraz bardziej niespokojny i skłonny do oderwania. Ten ostatni efekt wpływa na zachowanie się płomienia ze stabilizatorem, który w pobliżu granicy stabilności zaczyna silnie oscylować. Zostało to pokazane na zdjęciach rys. 6.60 i 6.61.

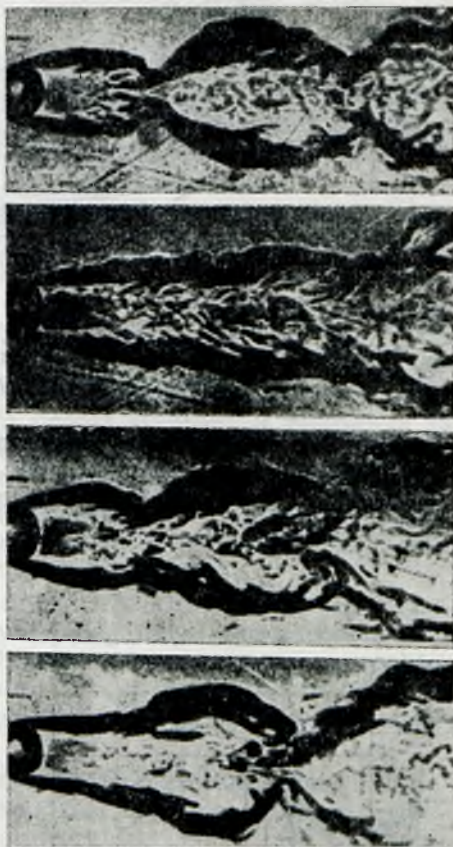
Pierwszy z tych rysunków przedstawia serię zdjęć wykonanych metodą cieniową, zdala od granicy statecznej pracy, a drugi jest samą serią w jej pobliżu.

Zjawiska zachodzące podczas spalania w obszarze ze statecznikiem płomienia pokazano na rys. 6.62 oraz 6.63. Na rys. 6.62 przedstawiono pole temperatur zmierzane za pomocą termopar w pobliżu granicy zdmuchnięcia płomienia. Z wykresu wynika, że temperatura w okolicy osi stabilizatora jest mniej więcej stała i wynosi  $1500^\circ\text{K}$ . Pomiedzy tym obsza-

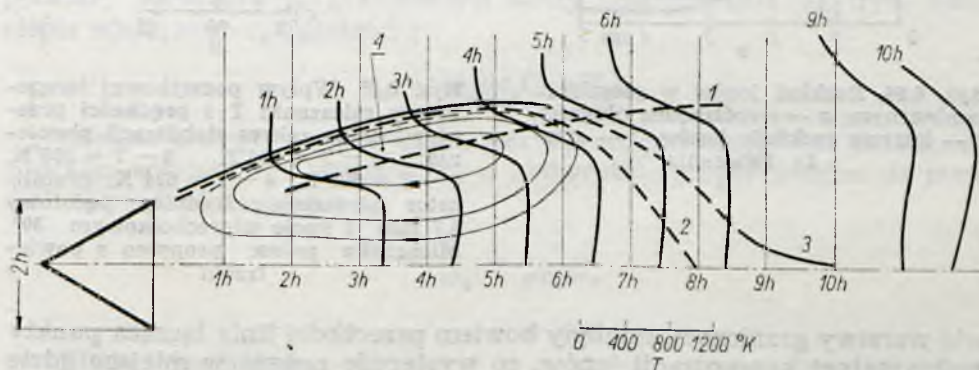




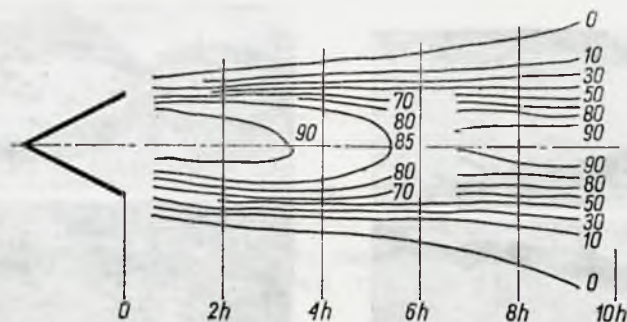
Rys. 6.60. Zdjęcia cieniowe przepływu za stabilizatorem (o przekroju kołowym). Prędkość przepływu 18,2 m/s. Spalanie ma charakter stabilny



Rys. 6.61. Zdjęcia cieniowe przepływu za stabilizatorem cylindrycznym. Prędkość przepływu 41,5 m/s. Spalanie niestabilne (blisko granicy zdmuchnięcia)

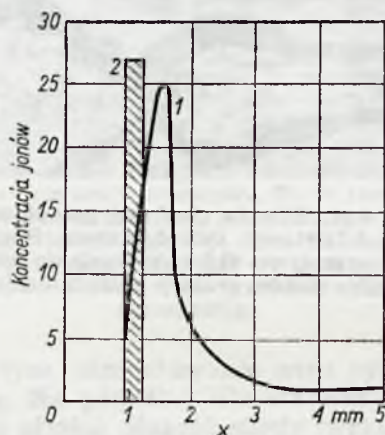


Rys. 6.62. Rozkład temperatur za stabilizatorem płomienia: 1 — linia maksymalnej koncentracji jonów, 2 — granica strefy cyrkulacji, 3 — linia prądu cząstki sąsiadującej ze strefą cyrkulacji, 4 — strefa cyrkulacji, 2 h — szerokość stabilizatora

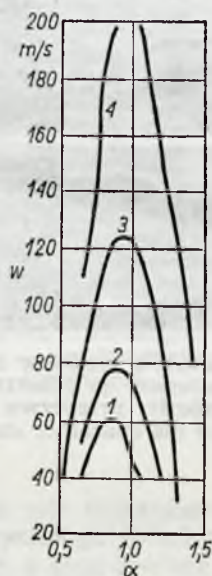


Rys. 6.63. Rozkład linii stałego zużycia tlenu (w % całkowitego zużycia teoretycznego) za stabilizatorem płomienia

rem stałej temperatury a strugą mieszanki występuje warstwa graniczna, w której gradient temperatury zmniejsza się w miarę oddalania się od stabilizatora. Proces spalania przebiega najintensywniej gdzieś w poło-



Rys. 6.64. Rozkład jonów w płomieniu laminarnym:  $x$  — współrzędna długości, 1 — krzywa rozkładu jonów, 2 — strefa świecenia



Rys. 6.65. Wpływ początkowej temperatury mieszanki  $T$  i prędkości przepływu  $w$  na zakres stabilizacji płomienia: 1 —  $T = 294^{\circ}\text{K}$ , 2 —  $T = 353^{\circ}\text{K}$ , 3 —  $T = 502^{\circ}\text{K}$ , 4 —  $T = 624^{\circ}\text{K}$ . Stabilizator stożkowy o średnicy podstawy 5,7 mm i kącie wierzchołkowym  $30^{\circ}$ . Mieszanka palna: propylen z powietrzem

wie warstwy granicznej, tamtędy bowiem przechodzi linia łącząca punkty maksymalnej koncentracji jonów, co występuje zawsze w miejscu gdzie szybkość reakcji jest największa.

Zostało to pokazane na rys. 6.64, na którym podano rozkład jonów w płomieniu laminarnym. Z rysunku wynika, że gęstość jonizacji jest kil-



kanaście razy większa w bezpośrednim sąsiedztwie strefy reakcji niż w gorących spalinach.

O przebiegu reakcji ze stabilizatorem dodatkowo świadczy rozkład zużycia tlenu w tym obszarze, przedstawiony na rys. 6.63. Z rysunku wynika, że w pobliżu osi stabilizatora tlen jest prawie zupełnie zużyty, przy czym proces zużywania przebiega najintensywniej w warstwie.

Stabilizację płomienia charakteryzuje zakres warunków, w których ona zachodzi. Typowy wykres określający wpływ prędkości współczynnika nadmiaru powietrza i temperatury mieszanki na stabilizację przedstawiono na rys. 6.65. Z podanych tam krzywych wynika, że istnieje uboga i bogata granica stabilizacji, przy czym jej zakres rozszerza się ze wzrostem temperatury mieszanki. Innymi, ważnymi czynnikami wpływającymi na stabilizację płomienia są ciśnienie i charakterystyczny wymiar stabilizatora (z jego zwiększaniem zakres stabilizacji rozszerza się).

Istnieje wiele teorii wyjaśniających proces stabilizacji płomienia za ciałem nieopływowym. Ogólnie teorie te można podzielić na trzy grupy, z których każda opiera się na innym modelu. Modele te są następujące:

1) Między strefą cyrkulacji, a przepływającą obok strugą zachodzi wymiana ciepła. Jeśli bilans tej wymiany w strefie cyrkulacji jest ujemny to wtedy następuje zerwanie płomienia.

2) Strefa cyrkulacji stanowi izotermiczny reaktor, w którym wskutek błyskawicznego mieszania się napływającego czynnika zachodzi jednorodna reakcja chemiczna. Jeśli natężenie przepływu przez reaktor wzrośnie tak, że czas przebywania w nim cząstki jest mniejszy od czasu reakcji, to wtedy następuje zachwianie równowagi energetycznej i zdmuchnięcie płomienia.

3) W strefie cyrkulacji nie zachodzi reakcja chemiczna. Jest ona natomiast wypełniona gorącymi produktami reakcji, które stają się źródłem zapłonu dla obok przepływającej mieszanki. Jeśli czas opóźnienia zapłonu jest dłuższy od czasu „ślizgania” się strugi świeżej mieszanki po granicy strefy cyrkulacji to wtedy następuje zdmuchnięcie płomienia.

W oparciu o pierwszy model można wyprowadzić następujące kryterium stabilizacji płomienia.

Ilość ciepła  $q_1$ , niezbędna do zapłonu świeżej mieszanki jest proporcjonalna do prędkości przepływu  $w$ , różnicy temperatur zapłonu  $T_z$  i temperatury początkowej  $T_1$ , szerokości strefy podgrzewania  $\delta_p$  (rys. 6.9), ciepła właściwego  $c_p$  i gęstości  $\rho$

$$q_1 \sim w \delta_p \rho c_p (T_z - T_1)$$

Szerokość strefy podgrzewania jest wprost proporcjonalna do współczynnika wyrównania temperatury  $a$  i odwrotnie proporcjonalna do normalnej prędkości spalania  $w_n$

$$\delta \sim \frac{a}{w_n} = \frac{\lambda}{\rho c_p w_n}$$

Stąd otrzymuje się

$$q_1 \sim w \frac{\lambda}{w_n} (T_z - T_1) \quad [6.60]$$

Ilość ciepła przekazywana drogą wymiany ze strefy cyrkulacji do świeżej mieszanki określa się z zależności

$$q_2 \sim \alpha (T_{sp} - T_1) d \quad [6.61]$$

gdzie  $\alpha$  — współczynnik przejmowania ciepła,

$T_{sp}$  — temperatura spalania,

$d$  — charakterystyczny wymiar stabilizatora.

Na granicy zdmuchnięcia płomienia musi być spełniony następujący warunek

$$q_1 = q_2 \quad [6.62]$$

Ponieważ

$$\alpha = \frac{\lambda}{d} Nu$$

i

$$Nu = b Re^n = b \frac{w^n d^n}{\nu^n} \quad [6.63]$$

równanie [6.62] przekształca się na

$$\frac{q_2}{q_1} = \text{const} \frac{w^n d^n (T_{sp} - T_1) w_n}{\nu^n w (T_z - T_1)} = \text{const} \frac{w_n^n d}{\nu w^n} \left( \frac{T_{sp} - T_1}{T_z - T_1} \right)^{\frac{1}{n}} \quad [6.64]$$

Przyjmując, że wykładnik potęgi w równaniu [6.63]  $n = 0,5$ , że kinematyczny współczynnik lepkości  $\nu = a$  oraz, że

$$\frac{T_{sp} - T_1}{T_z - T_1} = \text{const}$$

otrzymuje się

$$\frac{dw_n^2}{w a_M} = \text{const} = Mi \quad [6.65]$$

Równanie [6.65] stanowi definicję liczby Michelsona. Mnożąc obie strony tej równości przez  $d/a_M$  otrzymuje się po przekształceniu

$$\frac{dw}{a} = K \left( \frac{w_n}{a} \right)^2$$

lub

$$Pe_w = K Pe_{wn}^2 \quad [6.66]$$

gdzie:  $Pe_w$  — liczba Pecleta odniesiona do prędkości przepływu,

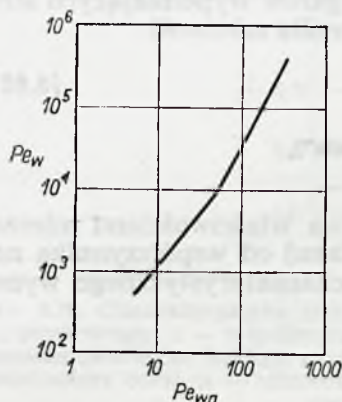
$Pe_{wn}$  — liczba Pecleta odniesiona do normalnej prędkości spalania,

$K$  — współczynnik proporcjonalności, którego wartość zależy przede wszystkim od kształtu stabilizatora.

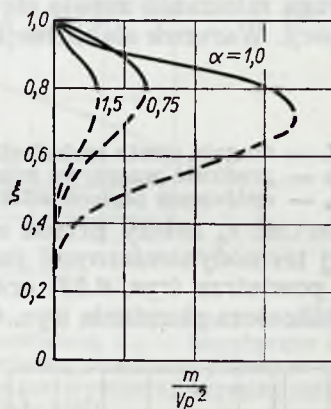
Wyniki eksperymentu potwierdzają słuszność równania [6.66]. Pokazuje to wykres na rys. 6.66 sporządzony dla stabilizatorów osiowo-symetrycznych. Z wykresu wynika jednak, że dla liczb Pecleta  $Pe_w$  mniejszych od  $10^4$  wartość wykładnika potęgi w równaniu [6.66] zmienia się z 2 do 1,4.



Zgodnie z drugim modelem stabilizacji strefa cyrkulacji ma określoną objętość  $V$ , w której zachodzi homogeniczna reakcja chemiczna. Palna mieszanka o stałym natężeniu przepływu zasila tę strefę i natychmiast miesza się ze znajdującymi się tam składnikami (czas mieszania wynosi 0,0002 s, a czas przebywania — 0,008 s — czyli stosunek tych czasów jest jak 1/40). Spaliny o temperaturze spalania opuszczają reaktor ze stałą prędkością. Nie ma wymiany ciepła między reaktorem i otoczeniem.



Rys. 6.66. Charakterystyka osiowo-symetrycznych stabilizatorów płomienia w układzie współrzędnych  $Pe_w$  —  $Pe_{wn}$



Rys. 6.67. Wykreślne przedstawienie równania [6.67]

Równanie bilansu takiego reaktora przedstawia się następująco

$$\frac{m}{Vp^2} = \frac{k_0 e^{-\frac{E}{RT}} (1-\xi) \left(1 - \frac{\xi}{\alpha}\right)}{T^{1,5} \xi} \cdot \frac{1}{R^2 \left(\frac{1}{\mu_p \alpha L_t} + \frac{1}{29}\right)^2} \quad [6.67]$$

gdzie:  $m$  — natężenie przepływu palnej mieszanki,  
 $p$  — ciśnienie,  
 $R$  — bezwzględna stała gazowa,  
 $k_0$  — stała prędkości reakcji chemicznej,  
 $E$  — energia aktywacji,  
 $T$  — temperatura w reaktorze,  
 $\xi$  — współczynnik wywiązywania się ciepła w reaktorze,  
 $\alpha$  — współczynnik nadmiaru powietrza,  
 $L_t$  — teoretyczne zapotrzebowanie powietrza,  
 $\mu_p$  — masa molowa paliwa.

Równanie to zostało przedstawione na wykresie rys. 6.67. Są tam podane krzywe  $\alpha = \text{const}$  w układzie współrzędnych  $\xi - \frac{m}{Vp^2}$ . Znaczenie praktyczne mają tylko górne części krzywych, zaznaczone linią ciągłą. Z charakteru przebiegu krzywych wynika, że ze wzrostem natężenia przepływu przez reaktor współczynnik wywiązywania się ciepła stopniowo maleje. Po przekroczeniu maksymalnej wartości natężenia przepływu następuje zachwianie równowagi cieplnej w reaktorze co wiąże się ze zmniejszeniem w nim temperatury i co odpowiada zerwaniu płomienia.

Z tej teorii można wyciągnąć szereg wniosków, które zostały potwierdzone badaniami. Natężenie przepływu, przy których zachodzi zerwanie

plamienia zależy od współczynnika nadmiaru powietrza, przy czym maksimum natężenia wypada przy składzie stechiometrycznym. Obszar stabilizacji rozszerza się gdy czas przebywania czynnika w reaktorze rośnie (to jest, gdy zmniejsza się wartość wyrażenia  $m/V$ ), a czas reakcji maleje (co wiąże się ze wzrostem ciśnienia). Zmniejszenie się  $m/V$  może być następstwem wzrostu charakterystycznego wymiaru stabilizatora, lub spadku prędkości przepływu.

Zgodnie z trzecim modelem stabilizacji, opartym na zjawisku zapłonu, struga mieszanki zapala się od gorących gazów wypełniających strefę cyrkulacji. Warunek stabilizacji płomienia określa zależność

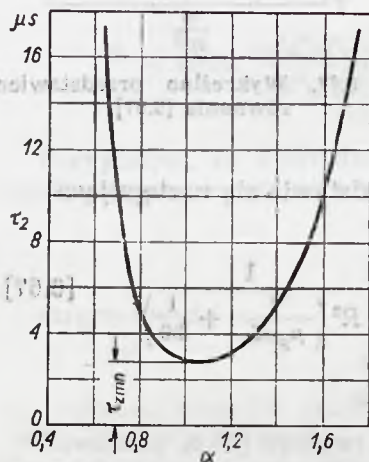
$$\frac{L}{w} \geq \tau_z \quad [6.68]$$

gdzie  $L$  — długość strefy cyrkulacji (droga „ślizgania”),

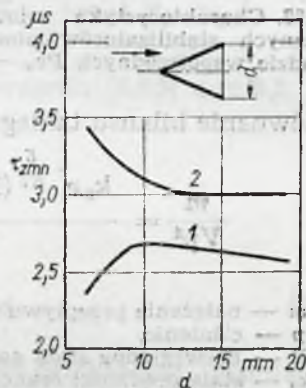
$w$  — prędkość przepływu mieszanki,

$\tau_z$  — opóźnienie zapłonu mieszanki.

Wartość  $\tau_z$  zależy przede wszystkim (poza właściwościami mieszanki i jej termodynamicznymi parametrami stanu) od współczynnika nadmiaru powietrza (rys. 6.68) oraz kształtu i charakterystycznego wymiaru stabilizatora płomienia (rys. 6.69).



Rys. 6.68. Zależność opóźnienia zapłonu od współczynnika nadmiaru powietrza dla mieszanki benzyny i powietrza:  
 $\tau_{zmin}$  — minimalne opóźnienie zapłonu



Rys. 6.69. Zależność minimalnego opóźnienia zapłonu (rys. 6.68) od charakterystycznego wymiaru stabilizatora:  
1 — stabilizator osiowo-symetryczny,  
2 — stabilizator dwuwymiarowy

W praktycznych obliczeniach stabilizatorów płomienia, na przykład przy projektowaniu komór spalania silników strumieniowych, (rys. 1.17) należy posługiwać się wykresami otrzymanymi na podstawie doświadczeń. Jeden z takich wykresów został podany na rys. 6.70. Przedstawia on zależność

$$\frac{1}{\alpha L_t} = f\left(\frac{w}{p^{0,95} d^{0,65} T^{1,7}}\right) \quad [6.69]$$

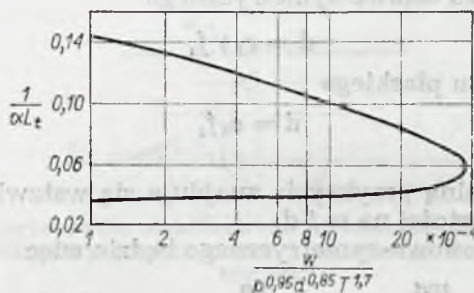
w której wyrażenie w nawiasie stanowi empiryczne kryterium podobieństwa warunków granicznych statecznego spalania. Eksperyment był rea-



lizowany przy stałej temperaturze  $T = 400^\circ\text{K}$ . Jako mieszanki palnej używano propanu z powietrzem.

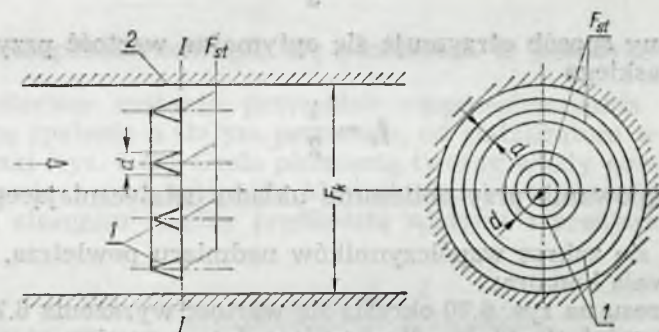
Z rys. 6.70 wynika, że aby rozszerzyć zakres statecznej pracy komory należy zmniejszyć wartość wyrażenia

$$\frac{w}{p^{0,95} d^{0,85} T^{1,7}} \quad [6.70]$$



Rys. 6.70. Charakterystyka stabilizacji płomienia za stabilizatorem w postaci ciała nieopływowego:  $\alpha$  — współczynnik nadmiaru powietrza,  $L_t$  — teoretyczne zapotrzebowanie powietrza (kg/kg),  $w$  — prędkość przepływu mieszanki palnej w przekroju stabilizatora (m/s),  $p$  — ciśnienie (bar),  $d$  — charakterystyczny wymiar stabilizatora (cm),  $T$  — temperatura ( $^\circ\text{K}$ )

W zagadnieniu dane jest: ciśnienie  $p$ , temperatura  $T$  i natężenie przepływu mieszanki przez komorę. Wybiera się natomiast charakterystyczny wymiar stabilizatora  $d$ . Od tego wyboru zależy także prędkość przepływu,  $w$ . Idzie bowiem o prędkość przepływu w przekroju stabilizatora



Rys. 6.71. Wielkości charakteryzujące układ stabilizujący: 1 — stabilizatory płomienia, 2 — ścianki komory spalania  $F_{st}$  — pole powierzchni czołowej stabilizatorów,  $F_0$  — pole powierzchni przekroju poprzecznego komory spalania,  $d$  — charakterystyczny wymiar stabilizatora

(I-I rys. 6.71), na którą wpływa, przy stałym natężeniu przepływu mieszanki i stałym polu poprzecznego przekroju komory, wartość współczynnika przykrycia

$$f_s = \frac{F_{st}}{F_0} \quad [6.71]$$

gdzie:  $F_{st}$  — pole powierzchni czołowej stabilizatorów,  
 $F_0$  — pole powierzchni poprzecznego przekroju komory.

Prędkość i charakterystyczny wymiar stabilizatora są w następujący sposób związane ze współczynnikiem przykrycia:  
prędkość

$$w = \frac{c}{1-f_s}$$

charakterystyczny wymiar stabilizatora  
— dla przepływu osiowo-symetrycznego

$$d = c_1 \sqrt{f_s}$$

— dla przepływu płaskiego

$$d = c_2 f_s$$

gdzie  $c$ ,  $c_1$  i  $c_2$  — stałe.

Wartość optymalną przykrycia znajduje się wstawiając w kryterium Michelsona wartości na  $w$  i  $d$ .

Dla przepływu osiowo-symetrycznego będzie więc

$$\frac{wa}{w_n^2 d} = \frac{ca}{(1-f_s) w_n^2 c_1 \sqrt{f_s}} = \text{const}$$

Po zróżniczkowaniu tego równania względem  $f_s$  i przyrównaniu go do zera otrzymuje się

$$-\sqrt{f_s} + \frac{1}{2} (1-f_s) \frac{1}{\sqrt{f_s}} = 0$$

stąd optymalna wartość przykrycia wynosi

$$f_s = \frac{1}{3} \quad [6.72]$$

W podobny sposób otrzymuje się optymalną wartość przykrycia dla przepływu płaskiego

$$f_s = \frac{1}{2} \quad [6.73]$$

Tok postępowania przy obliczaniu układu uszeregowanego jest następujący:

1) ustala się zakres współczynników nadmiaru powietrza, w którym będzie pracowała komora;

2) z wykresu na rys. 6.70 określa się wartość wyrażenia 6.70 dla uboższej granicy zgaśnięcia (dając dla bezpieczeństwa pewien margines);

3) znając wartość wyrażenia [6.70] oblicza się wymiar stabilizatora;

4) przyjmuje się wartość przykrycia (zależność [6.72] lub [6.73]) i w ten sposób określa pole powierzchni czołowej stabilizatorów;

5) oblicza się wymiary stabilizatorów uwzględniając ustalony poprzednio ich wymiar charakterystyczny  $d$  oraz starając się zachować między nimi stałe odległości.

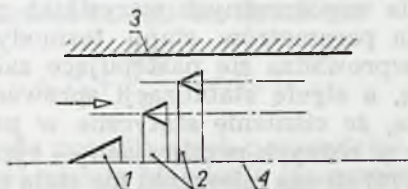
W celu wytłumienia pulsacji w procesie spalania stabilizatory umieszcza się w komorze w przekrojach przesuniętych względem siebie (rys. 6.72).

Na zakres stabilizacji płomienia, poza wielkościami występującymi w równaniu [6.69] mają wpływ: kształt stabilizatora, intensywność turbulentności oraz fizyko-chemiczne właściwości mieszanki palnej.



Kształt stabilizatora wpływa o tyle na stabilizację, o ile od niego zależą rozmiary strefy cyrkulacji. Doświadczenia wykazują, że wpływ ten nie jest duży i może być pominięty.

Wzrost intensywności turbulencji wpływa negatywnie na zakres stabilizacji płomienia. Tłumaczy się to zwiększoną wartością maksymalnej chwilowej prędkości mieszanki przepływającej w sąsiedztwie strefy cyrkulacji za stabilizatorem, co może prowadzić do zdmuchnięcia płomienia.



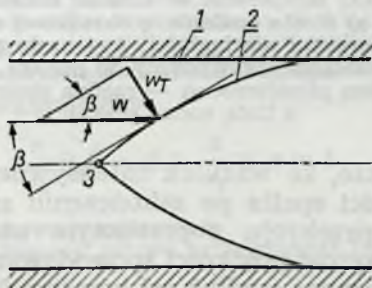
Rys. 6.72. Typowe usytuowanie stabilizatorów w komorze spalania: 1 — stabilizator stożkowy, 2 — stabilizatory pierścieniowe, 3 — ścianka komory spalania, 4 — oś komory

Wpływ ten maleje ze wzrostem charakterystycznego wymiaru stabilizatora.

Fizyko-chemiczne właściwości mieszanki palnej uzewnętrzniają się w kryterium Michelsona wartością normalnej prędkości spalania. Dla mieszanek paliw węglowodorowych z powietrzem normalne prędkości spalania, przy tym samym współczynniku nadmiaru powietrza, niewiele się różnią między sobą. Dlatego wykres na rys. 6.70 sporządzony dla mieszanki propanu z powietrzem jest ważny także dla najczęściej stosowanych paliw, to jest benzyny i nafty.

## 6.6. Rozprzestrzenianie się płomienia w komorze spalania

Rozpatrzony zostanie przypadek rozprzestrzeniania się płomienia w komorze spalania o stałym przekroju, od stabilizatora w poprzek strugi mieszanki (rys. 6.73). Czoło płomienia tworzy wtedy powierzchnię stożkową ustawioną pod kątem do kierunku ruchu mieszanki, który to kąt zależy od stosunku między prędkością spalania i prędkością przepływu.

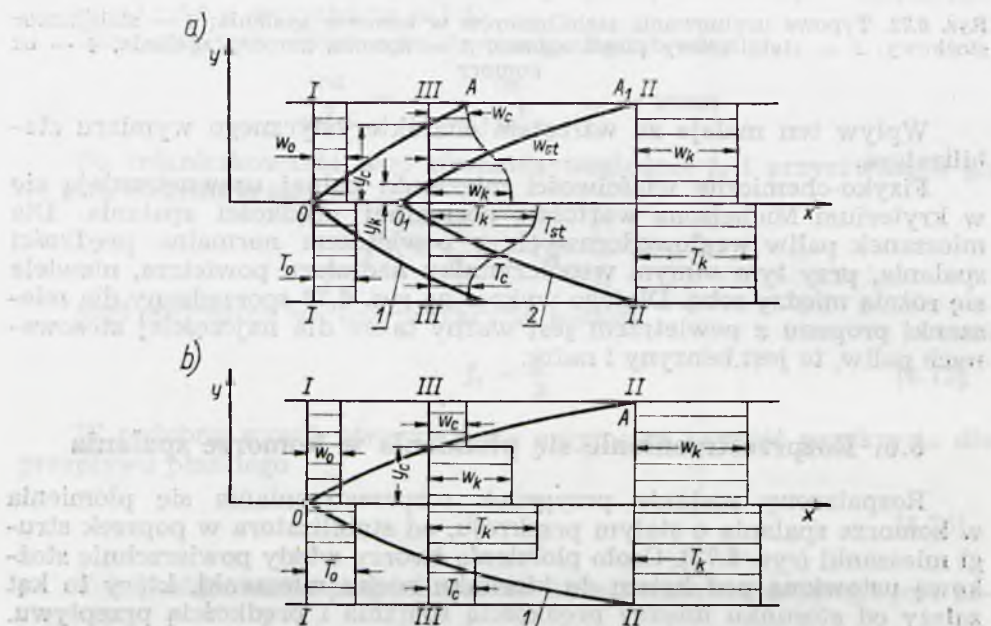


Rys. 6.73. Rozprzestrzenianie się czoła płomienia od stabilizatora płomienia: 1 — ścianka cylindrycznej komory płomienia, 2 — czoło płomienia, 3 — stabilizator wprowadzony od punktu,  $w$  — prędkość przepływu mieszanki palnej,  $w_T$  — prędkość rozprzestrzeniania się płomienia,  $\alpha_0$  — kąt pochylenia czoła płomienia względem kierunku przepływu mieszanki

Warunkiem stabilnego położenia czoła płomienia w strudze mieszanki jest zachowanie w każdym jego punkcie równości między prędkością spalania i składową prędkości przepływu prostopadłą do powierzchni czoła.

Zmiana prędkości przepływu mieszanki lub prędkości spalania, przez zmianę np. składu mieszanki, powoduje zmianę warunków stabilności i prowadzi do zmiany położenia płomienia w komorze. Jeżeli jednak nie narusza to warunków stabilizacji płomienia w strefie za stabilizatorem, to płomień pozostaje stabilny także i w tym nowym położeniu.

W celu obliczenia współrzędnych wszystkich punktów czoła płomienia oraz wyznaczenia parametrów stanu termodynamicznego czynnika przed i za czołem, wprowadza się następujące założenia. Wymiary stabilizatora pomija się, a strefę stabilizacji sprowadza do punktu na osi strugi. Przyjmuje się, że ciśnienie statyczne w przekroju poprzecznym jest stałe (oczywiście w różnych przekrojach — różne). W przekroju wejściowym ( $I-I$ , rys. 6.74) struga mieszanki ma stałą prędkość.



Rys. 6.74. Rozkład prędkości i temperatur w strudze mieszanki palnej, w której rozprzestrzenia się płomień: a) strefa spalania o określonej szerokości, b) strefa spalania sprowadzona do powierzchni nieciągłości, 1 — czoło płomienia, 2 — linia końca reakcji, 0 — statecznik płomienia sprowadzony do punktu,  $y_c$  — rzędna punktu przecięcia przekroju III z czołem płomienia,  $y_k$  — rzędna punktu przecięcia przekroju III z linią końca reakcji

Przyjmuje się także, że wskutek intensywnego mieszania w ruchu turbulentnym, prędkości spalin po zakończeniu spalania wyrównują się i stała prędkość w przekroju poprzecznym utrzymuje się (przekrój  $II-II$  — rys. 6.74). Przyrost prędkości spowodowany spalaniem wywołuje spadek ciśnienia statycznego wzdłuż osi komory. Następstwem tego, przy zachowaniu warunku stałości ciśnienia statycznego w danym, poprzecznym przekroju komory, jest izentropowe rozprężanie się palnej mieszanki, która jeszcze nie uległa reakcji, ale znalazła się za przekrojem stabilizatora płomienia ( $I-I$ ).



Prędkość czynnika w strefie reakcji zmienia się wzdłuż przekroju (III—III, rys. 6.74a) od prędkości mieszanki w punkcie przecięcia z czołem płomienia  $w_c$ , do prędkości spalin w punkcie przecięcia z linią końca reakcji  $w_k$ . W celu ułatwienia obliczeń zakłada się, że strefa spalania jest nieskończenie cienka, czyli że można ją sprowadzić do powierzchni nieciągłości (rys. 6.74b).

Przy tych założeniach przepływem przez komorę z rozprzestrzenianym się w niej płomieniem będą rządzić następujące równania.

1) Równanie zachowania energii dla mieszanki

$$c_p T_0 + \frac{w_0^2}{2} = c_p T_c + \frac{w_c^2}{2}$$

Indeks 0 odnosi się do początkowych parametrów mieszanki, a indeks c do mieszanki tuż przed czołem płomienia (za przekrojem I—I).

Przekształcając to równanie otrzymuje się

$$\tau_c = 1 - \frac{\kappa - 1}{2} Ma_0^2 (u_c^2 - 1)$$

gdzie:  $\tau_c = T_c/T_0$  — bezwymiarowa temperatura mieszanki,

$Ma_0$  — liczba Macha,

$u_c = w_c/w_0$  — bezwymiarowa prędkość mieszanki,

$\kappa$  — wykładnik izentropowy.

2) Równanie izentropy dla mieszanki

$$\tau_c = \pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \quad [6.74]$$

gdzie  $\pi = p_c/p_0$  — bezwymiarowe ciśnienie w mieszance.

3) Równanie zachowania energii dla spalin

$$c_p T_0 + \frac{w_0^2}{2} + Q = c_p T_k + \frac{w_k^2}{2}$$

Indeks k odnosi się do parametrów spalin.

Po przekształceniu otrzymuje się

$$\tau_k = \Theta - \frac{\kappa - 1}{2} Ma_0^2 (u_k^2 - 1) \quad [6.75]$$

gdzie:  $\Theta = 1 + Q/c_p T_0$  — stopień podgrzania,

$Q$  — ilość ciepła doprowadzona do 1 kg czynnika,

$\tau_k = T_k/T_0$  — bezwymiarowa temperatura spalin,

$u_k = w_k/w_0$  — bezwymiarowa prędkość spalin.

4) Równanie zachowania masy

$$\frac{\pi}{\tau_c} u_c (1 - \eta) + \frac{\pi}{\tau_k} u_k \eta = 1 \quad [6.76]$$

gdzie:  $\eta = y/y_0$  — bezwymiarowa współrzędna,

$y_0$  — promień komory osiowo symetrycznej lub pół szerokości komory płaskiej,

$y$  — promień bieżący (lub odległość od osi dla komór płaskich).

5) Równanie ilości ruchu

$$\frac{\pi}{\tau_c} u_c^2 (1 - \eta) + \frac{\pi}{\tau_k} u_k^2 \eta = 1 + \frac{1}{\kappa Ma_0^2} (1 - \pi) \quad [6.77]$$

6) Równanie do obliczenia udziału ciepła wywiązanego w przekroju poprzecznym komory spalania, określonym bezwymiarową współrzędną

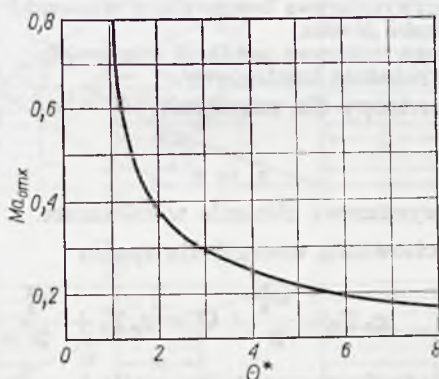
$$\tau = \frac{\pi}{\tau_k} u_k \eta \quad [6.78]$$

Powyższe równania dotyczą przepływu płaskiego. Dla przepływu osiowo-symetrycznego należy w nich zastąpić  $\eta$  przez  $\eta^2$ .

Celem wyznaczenia siedmiu niewiadomych:  $\pi$ ,  $u_c$ ,  $u_k$ ,  $\tau_c$ ,  $\tau_k$ ,  $\eta$  i  $\tau$ , występujących w tych równaniach, podany układ sześciu równań można uzupełnić dodatkową, przybliżoną zależnością na stopień podgrzania (równanie [6.75])

$$\Theta = \frac{\tau_k}{\tau_c} \quad [6.79]$$

Ilość ciepła, jaką można doprowadzić do strugi gazu jest ograniczona przez zjawisko nasycenia cieplnego. Doprowadzenie ciepła do strugi przepływającej przez przewód cylindryczny z prędkością poddźwiękową po-



Rys. 6.75. Zależność maksymalnej początkowej liczby Macha od wielkości charakteryzującej ilość doprowadzonego ciepła

woduje w niej spadek ciśnienia oraz wzrost liczby Macha. Struga jest nasyczona cieplnie, gdy liczba Macha w końcowym przekroju strugi osiągnie wartość równą jedności. Krytyczna ilość ciepła odpowiadająca nasyceniu zależy od początkowej liczby Macha. Pokazano to wykreślnie na rys. 6.75, który przedstawia zależność maksymalnej początkowej liczby Macha —  $Ma_{omx}$  od stopnia podgrzania —  $\Theta$ . Wielkość  $\Theta^*$  jest zmodyfikowana w stosunku do  $\Theta$  (równanie [6.75]) i określona zależnością

$$\Theta^* = 1 + \frac{Q}{c_p T_0^*} \quad [6.80]$$

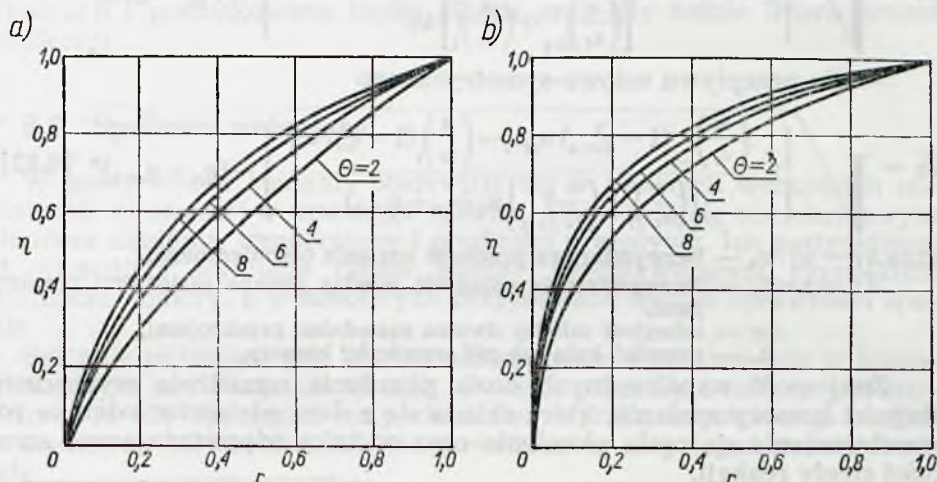
gdzie  $T_0^*$  — temperatura spiętrzenia

$$T_0^* = T_0 \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_0^2 \right)$$

Przedstawiony poprzednio układ 6 równań umożliwia między innymi wyznaczenie zależności  $\eta = (\tau)$  dla różnych wartości  $\Theta$ , czyli rzędne czoła

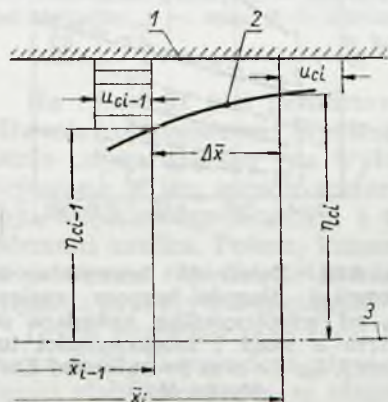


plamienia w komorze spalania w funkcji udziału ciepła wywiązanego w danej części przekroju poprzecznego komory określonej tymi rzędnymi. Odpowiednie krzywe dla przepływu osiowo-symetrycznego i płaskiego są przedstawione na rys. 6.76.

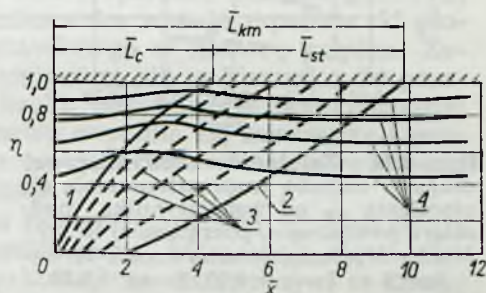


Rys. 6.76. Rzędna czoła płomienia w funkcji stopnia wywiązywania się ciepła: a) przepływ płaski, b) przepływ osiowo-symetryczny,  $Q$  — wielkość charakteryzująca ilość doprowadzonego ciepła

Aby ustalić położenie czoła płomienia należy oczywiście oprócz rzędnych poszczególnych jego punktów wyznaczyć także i ich odcięte. W tym celu korzysta się z równania zachowania masy dla strugi mieszanki rozwiązanego względem bezwymiarowej odległości  $\Delta x$  między dwoma sąsiednimi przekrojami „i-1” i „i” (rys. 6.77).



Rys. 6.77. Odcinek czoła płomienia między przekrojami „i-1” i „i”: 1 — ściana komory, 2 — czoło płomienia, 3 — oś komory,  $\bar{x}_{i-1}$  i  $\bar{x}_i$  — bezwymiarowe odległości od stabilizatora płomienia (punkt 0 na rys. 6.74)



Rys. 6.78. Położenie płomienia w osiowo-symetrycznej komorze spalania:  $L_c$  — bezwymiarowa długość odcinka rozprzestrzeniania się czoła płomienia,  $L_{st}$  — bezwymiarowa szerokość strefy spalania,  $L_{km}$  — bezwymiarowa całkowita długość komory

To równanie po przekształceniu ma następującą postać  
— dla przepływu płaskiego

$$\Delta x = \sqrt{\left\{ 2 \frac{\left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_{i-1} u_{ci-1} (1 - \eta_{ci-1}) - \left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_i u_{ci} (1 - \eta_{ci})}{\left[ \left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_{i-1} + \left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_i \right] \bar{u}_T} \right\}^2 - (\eta_{ci} - \eta_{ci-1})} \quad [6.81]$$

— dla przepływu osiowo-symetrycznego

$$\Delta x = \sqrt{\left\{ 2 \frac{\left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_{i-1} (1 - \eta_{ci-1}^2) u_{ci-1} - \left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_i (1 - \eta_{ci}^2) u_{ci}}{\left[ \left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_i + \left( \frac{\pi}{\tau_c} \right)_{i-1} \right] \bar{u}_T (\eta_{ci} + \eta_{ci-1})} \right\}^2 - (\eta_{ci} - \eta_{ci-1})^2} \quad [6.82]$$

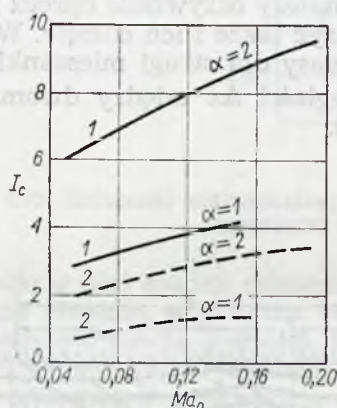
gdzie:  $\bar{u}_T = u_T/w_0$  — bezwymiarowa prędkość spalania turbulentnego,

$\Delta x = \Delta x/R_0$  — bezwymiarowa odległość między dwoma sąsiednimi przekrojami,

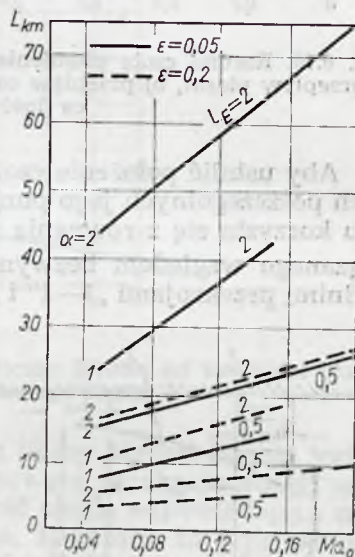
$\Delta x$  — odległość między dwoma sąsiednimi przekrojami,

$R_0$  — promień koła lub pół szerokości komory.

Znajomość współrzędnych czoła płomienia umożliwia wyznaczenie długości komory spalania, która składa się z dwu odcinków: odcinka rozprzestrzeniania się czoła płomienia oraz odcinka odpowiadającego szerokości strefy reakcji.



Rys. 6.79. Zależność bezwymiarowej długości odcinka rozprzestrzeniania się płomienia  $L_c$  od współczynnika nadmiaru powietrza  $\alpha$ , początkowej liczby Macha  $Ma_0$  oraz intensywności turbulencji  $\varepsilon$ : 1 —  $\varepsilon = 0,05$ , 2 —  $\varepsilon = 0,20$



Rys. 6.80. Zależność bezwymiarowej całkowitej długości komory spalania  $L_{km}$  od współczynnika nadmiaru powietrza  $\alpha$  skali i intensywności turbulencji  $L_E$  i  $\varepsilon$  oraz początkowej liczby Macha  $Ma_0$

Położenie czoła płomienia w osiowo symetrycznej komorze spalania wraz z jej charakterystycznymi długościami przedstawiono na rys. 6.78. Wszystkie wymiary są tam odniesione do promienia komory spalania  $R_0$ .

Na rys. 6.79 i 6.80 pokazano wpływ współczynnika nadmiaru powietrza (mieszanka benzyny z powietrzem), intensywności turbulencji oraz



początkowej liczby Macha na bezwymiarową długość odcinka rozprzestrzeniania się płomienia oraz bezwymiarową całkowitą długość komory.

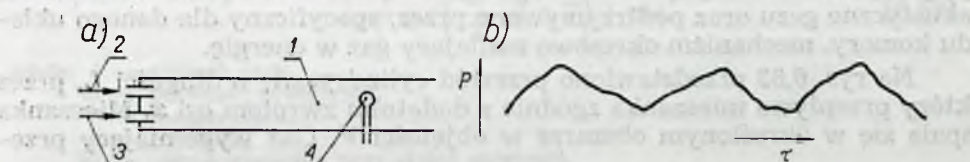
Uwzględniono także na tę drugą długość wpływ skali turbulencji. Z przedstawionych wykresów wynika, że charakterystyczne długości komory maleją, gdy zmniejsza się współczynnik nadmiaru powietrza, skala turbulencji i początkowa liczba Macha oraz gdy rośnie intensywność turbulencji.

## 6.7. Spalanie pulsujące

W pracy komór spalania obserwuje się w pewnych warunkach powstawanie niestałości w przebiegu zjawisk. Objawiają się one okresowym wahaniami ciśnienia, temperatury i prędkości przepływu. Ich następstwem jest wzmożona wymiana ciepła między przepływającym czynnikiem i ściankami komory, a w niektórych przypadkach spadek sprawności spalania.

Spalanie pulsujące jest zawsze następstwem występowania w komorze okresowo zachodzących zjawisk, których przebieg z natury jest niestabilny (a ich uporządkowany charakter wynika z ustalonego zasilania komory w mieszankę) lub też powstania w niej drgań samowzbudnych.

Pierwszy przypadek spalania pulsującego zostanie zilustrowany dwoma przykładami.

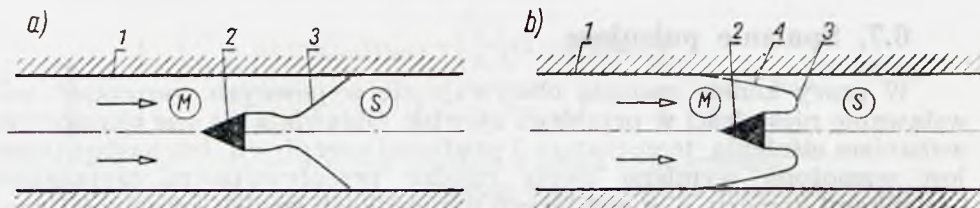


Rys. 6.81. Spalanie pulsujące wywołane okresowo — następującymi po sobie zapłonami mieszanki palnej: 1 — komora spalania, 2 — paliwo, 3 — utleniacz, 4 — płomień dyżurny,  $\tau$  — czas,  $p$  — ciśnienie, a) schemat urządzenia, b) rozkład ciśnienia w komorze, w czasie

Na rys. 6.81 jest przedstawiona komora spalania zasilana gazowym paliwem i utleniaczem. Wytworzona mieszanka zostaje zapalona od płomienia „dyżurującego” na wylocie wstawionego w komorę palnika. Zainicjowane w ten sposób spalanie przemieszcza się w kierunku do przekroju wejściowego komory, i tam z braku odpowiednio przygotowanej mieszanki zanika. Potem, komora na nowo napełnia się mieszanką i proces powtarza się. Częstotliwość zapłonów jest kontrolowana wartością natężenia przepływu mieszanki w komorze.

Drugi przykład tego typu spalania pulsującego został przedstawiony na rys. 6.82. Przewodem płynie mieszanka palna, która spala się w płomieniu stabilizowanym w obszarze cyrkulacji za wstawionym w strugę ciałem nieopływowym. W pobliżu ścianek przewodu tworzy się warstwa przysięciana, w której istnieje strefa wyższej prędkości spalania niż przepływu. Powoduje to „przeskok” płomienia do przodu wzdłuż tej strefy, „pociągający” za sobą czoło spalania, które w ten sposób obejmuje także przyległy do warstwy powierzchniowej obszar strugi turbulentnej. W pewnej odległości przeciwprądowe rozprzestrzenianie się płomienia zostaje

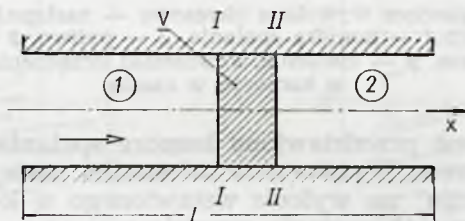
zahamowane intensywnym odprowadzeniem ciepła ze strefy reakcji do zimnych ścianek i obok przepływającej mieszanki. Pomiędzy cofa się wtedy do swego początkowego położenia (rys. 6.82a), a gdy warstwa powierzchniowa na nowo wypełni się świeżą mieszanką proces powtarza się. Częstotliwość procesu zależy od normalnej prędkości spalania mieszanki oraz jej prędkości przepływu. Wzrost obu tych wielkości wpływa oczywiście na zwiększenie częstotliwości.



Rys. 6.82. Spalanie pulsujące wywołane okresowo następującymi po sobie przeskokami płomienia, występującymi w warstwie powierzchniowej: a) usytuowanie czoła płomienia przed przeskakiem, b) usytuowanie płomienia w czasie przeskoku, 1 — komora spalania, 2 — statecznik, 3 — czoło płomienia, 4 — przeskoczenie czoła płomienia wzdłuż warstwy powierzchniowej

Drugi i najczęściej spotykany rodzaj spalania pulsującego jest wywołany drganiami samowzbudnymi występującymi w gazie przepływającym przez komorę spalania. Drgania te są określone przez właściwości akustyczne gazu oraz podtrzymywane przez, specyficzny dla danego układu komory, mechanizm okresowo zasilający gaz w energię.

Na rys. 6.83 przedstawiono przewód cylindryczny o długości  $L$ , przez który przepływa mieszanka zgodnie z dodatnim zwrotem osi  $x$ . Mieszanka spala się w określonym obszarze w objętości  $V$ . Gaz wypełniający prze-



Rys. 6.83. Schemat przewodu z umiejscowionym w nim obszarem spalania:  $L$  — długość przewodu,  $V$  — objętość obszaru spalania, 1 — mieszanka, 2 — spaliny

wód na lewo i na prawo od tego obszaru znajduje się w ruchu drgającym. Drgania gazu są podtrzymywane procesami zachodzącymi wewnątrz obszaru spalania, gdzie generuje się energię akustyczną, która następnie przechodzi do gazu uzupełniając straty wywołane rozproszeniem energii i przekazywaniem jej do otoczenia. Oznaczając całkowity strumień energii akustycznej wytwarzanej w strefie spalania przez  $A_c$ , natomiast przez  $A_1$  i  $A_2$  strumienie przechodzące przez lewą (I—I) i prawą (II—II) granicę obszaru spalania, otrzymuje się zależność

$$A_c = A_1 + A_2 \quad [6.83]$$



Znaki przy  $A_1$  i  $A_2$  są tak dobrane, aby strumień  $A_c$  był dodatni, gdy energia płynie z obszaru spalania do gazu (strumienie  $A_1$  i  $A_2$  są dodatnie, jeśli ich zwroty są zgodne ze zwrotem osi  $x$ ).

W przypadku procesu bez strat energii akustycznej warunek

$$A_c > 0 \quad [6.84]$$

oznacza niestateczność układu, to jest wzrost amplitudy drgań. Przy

$$A_c < 0 \quad [6.85]$$

układ jest stateczny to znaczy, że jeśli w gazie wystąpią drgania, to zstaną one wytłumione w strefie spalania, która będzie wtedy spełniać funkcję tłumika.

Gdy

$$A_c = 0 \quad [6.86]$$

wartości amplitud pozostają stałe, a układ w związku z tym znajduje się na granicy stateczności.

Jeśli straty energii akustycznej są większe od zera ( $R > 0$ ) wtedy warunki [6.84]—[6.86] należy zapisać następująco

$$A_c > R \text{ — niestateczność} \quad [6.87a]$$

$$A_c < R \text{ — stateczność} \quad [6.87b]$$

$$A_c = R \text{ — granica stateczności.} \quad [6.87c]$$

Całkowity strumień energii gazu  $e_c$  znajdującego się w ruchu opisuje zależność

$$e_c = \rho w \left( \frac{w^2}{2} + c_v T \right) + pw \quad [6.88]$$

gdzie:  $\rho$  — gęstość gazu,  
 $w$  — prędkość przepływu,  
 $T$  — temperatura,  
 $p$  — ciśnienie,  
 $c_v$  — ciepło właściwe przy stałej objętości.

Pierwszy człon prawej części tego równania dotyczy energii związanej z przemieszczaniem się masy (energia kinetyczna i wewnętrzna), a drugi — energii przekazywanej za pomocą zmian ciśnienia.

Jeśli w strudze przepływającego gazu ustaliły się drgania harmoniczne o zmiennych w czasie wartościach ciśnienia  $p$  i prędkości  $w$ , to

$$\left. \begin{aligned} p &= p_0 + \delta_p \\ w &= w_0 + \delta_w \end{aligned} \right\} \quad [6.89]$$

gdzie:  $\delta_p = |\delta_p| \sin \omega \tau$  — odchylenie ciśnienia od jego wartości średniej  $p_0$ ,

$\delta_w = |\delta_w| \sin (\omega \tau + \varphi)$  — odchylenie prędkości od jej wartości średniej  $w_0$ ,

$\omega = 2\pi/\tau_0$  — częstotliwość kątowna,

$\tau_0$  — okres drgań,

$\tau$  — czas

$\varphi$  — faza początkowa (dla  $\tau = 0$ )

$|\delta_p|$  i  $|\delta_w|$  — amplitudy ciśnienia i prędkości, to wyrażenie  $pw$  można przedstawić w postaci

$$pw = p_0 w_0 + p_0 \delta w + w_0 \delta p + \delta w \delta p$$

Całkując powyższe równanie w przedziale od 0 do  $\tau_0$  otrzymuje się średnią wartość zmian ciśnienia strumienia energii

$$(pw)_{sr} = p_0 w_0 + \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\tau_0} \delta w \delta p d\tau \quad [6.90]$$

Drugi człon prawej strony tego równania wyraża energię akustyczną. Po połączeniu zależności [6.90] z [6.89] otrzymuje się

$$A = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\tau_0} \delta w \delta p d\tau = \frac{1}{2} |\delta p| |\delta w| \cos \varphi \quad [6.91]$$

Strumień energii akustycznej zależy więc od amplitud pulsacji, ciśnienia i prędkości i od przesunięcia fazowego między nimi ( $\varphi$ ).

Przyjmując oznaczenia z rys. 6.83 oraz wykorzystując równania [6.83] i [6.91] otrzymuje się wyrażenie na całkowity strumień energii akustycznej wytworzonej w strefie spalania

$$A_c = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\tau_0} (\delta w_2 \delta p_2 - \delta w_1 \delta p_1) d\tau \quad [6.92]$$

Występujące w tym równaniu wielkości  $\delta w_2$ ,  $\delta w_1$ ,  $\delta p_2$  i  $\delta p_1$  mogą mieć różne wartości i różne przesunięcia fazowe względem siebie, łączy je jednak wspólna cecha, a mianowicie jednakowa częstotliwość.

Różnice

$$\begin{aligned} \delta p_2 - \delta p_1 &= X \\ \delta w_2 - \delta w_1 &= E \end{aligned} \quad [6.93]$$

zmieniają się w sposób sinusoidalny, jak ich składniki (i z tą samą częstotliwością) i mają następujący sens fizyczny:

$X$  — określa zmienne w czasie straty ciśnienia w strefie spalania spowodowane wywiązywaniem się tam ciepła (zmienny w czasie opór cieplny),

$E$  — określa zmienną w czasie prędkość rozszerzania się gazu wewnątrz strefy spalania spowodowanego również wywiązywaniem się ciepła.

Razem stanowią one układ charakteryzujący właściwości strefy pulsującego spalania.

Przekształcając zależność [6.92] z wykorzystaniem [6.93] otrzymuje się

$$A_c = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\tau_0} (E \delta p_1 + X \delta w_1 + XE) d\tau \quad [6.94]$$

To równanie określa wartość strumienia energii akustycznej przekazanego ze strefy płomienia do gazu i wyrażonego za pomocą pulsacji ciśnienia i prędkości przed strefą oraz wielkości charakteryzujących pulsujące spalanie.

Przyjmując, że przesunięcie fazowe między  $E$  i  $\delta p_1$  wynosi  $\psi_1$ , między  $X$  i  $\delta w_1$  —  $\psi_2$ , a między  $E$  i  $X$  —  $\psi_3$  z równania [6.94] otrzymuje się (przez analogię do [6.91])

$$A_c = \frac{1}{2} (|E| |\delta p_1| \cos \psi_1 + |X| |\delta w_1| \cos \psi_2 + |X| |E| \cos \psi_3) \quad [6.95]$$

Podstawiając  $X = 0$ , zależność [6.95] przekształca się na

$$A_c = \frac{1}{2} |E| |\delta p_1| \cos \psi_1 \quad [6.96]$$

Warunek

$$A_c > 0$$



będzie więc spełniony tylko wtedy, gdy

$$-\frac{\pi}{2} < \psi_1 < \frac{\pi}{2} \quad [6.97]$$

Dla względnie wolnych przepływów można w pierwszym przybliżeniu przyjąć, że pulsacje prędkości rozszerzania się gazu wewnątrz strefy spalania znajdują się w fazie z pulsującym wywiązywaniem się tam ciepła. Dlatego najbardziej sprzyjającą okolicznością przy powstawaniu pulsacji w komorze spalania jest zgodność faz zmian ciśnienia i wywiązywania się ciepła tak, aby maksimum ciśnienia odpowiadało maksimum doprowadzania ciepła i odwrotnie. Jeśli rozpatrywać ten proces względem pewnego średniego poziomu wywiązywania się ciepła w strefie spalania to można przyjąć, że przy sprężaniu gazu zachodzi doprowadzanie ciepła, a przy rozprężaniu — odprowadzenie.

Powstaje w ten sposób obieg cieplny, w którym czynnik roboczy wykonuje dodatnią pracę mechaniczną uzewnętrzniającą się w postaci energii akustycznej układu.

Przy małej wartości średniej prędkości przepływu i  $X = 0$  jest

$$E \approx \frac{\kappa - 1}{\kappa p_1} \delta Q \quad [6.98]$$

gdzie:  $\kappa$  — wykładnik izentropy,

$\delta Q$  — odchylenie strumienia wywiązującego się ciepła od jego wartości średniej.

Podstawiając to wyrażenie w zależność [6.96] otrzymuje się

$$A_c = \frac{\kappa - 1}{2\kappa p_1} |\delta p_1| |\delta Q| \cos \psi_1 \quad [6.99]$$

Jeśli straty energii akustycznej są większe od zera ( $R > 0$ ) to warunek wzbudzenia drgań w komorze spalania przyjmie postać nierówności

$$\frac{\kappa - 1}{2\kappa p_1} |\delta p_1| |\delta Q| \cos \psi_1 > R \quad [6.100]$$

Z tej nierówności wynikają następujące wnioski dotyczące możliwości powstania drgań samowzbudnych w układzie, w którym zachodzi wywiązywanie się ciepła:

1) Ponieważ straty energii akustycznej są proporcjonalne do  $|\delta p_1^2|$ , mogą więc być dla danego  $|\delta p_1|$  przyjęte jako stałe. W związku z tym wystąpienie drgań samowzbudnych jest uwarunkowane odpowiednią wartością amplitudy pulsacji wywiązywania się ciepła.

2) Przy określonej, dostatecznie dużej wartości amplitudy pulsacji wywiązywania się ciepła wystąpienie drgań samowzbudnych jest możliwe jedynie w przypadku, gdy przesunięcie fazowe między pulsacjami ciśnienia i wywiązywania się ciepła spełnia warunek

$$-\frac{\pi}{2} < \psi_1 < \frac{\pi}{2}$$

Ten ostatni warunek nosi nazwę kryterium Rayleigha. Przyjmując, że  $E = 0$  z równania [6.95] otrzymuje się

$$A_c = \frac{1}{2} |X| |\delta w_1| \cos \psi_2 \quad [6.101]$$

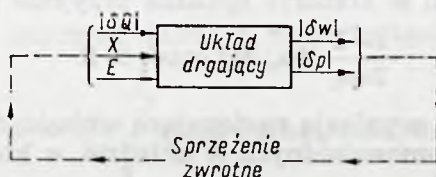
W tym przypadku źródłem energii akustycznej jest energia kinetyczna powstająca w wyniku pulsacji oporu cieplnego strefy spalania, będącej następstwem pulsacji wywiązywania się tam ciepła.

Najkorzystniejsze warunki powstawania drgań samowzbudnych zachodzą dla  $\psi_2 = 0$ , to znaczy wtedy, gdy doprowadzenie ciepła jest w przeciwfazie z prędkością przepływu (maksimum doprowadzenia ciepła odpowiada jednocześnie maksymalnej ujemnej wartości  $\delta w_1$ ). Należy przy tym zwrócić uwagę, że doprowadzenie ciepła powoduje skutek zwiększonego oporu cieplnego spadek  $p_2$  a nie wzrost  $w_2$ , jak dla przypadku  $E = 0$ .

W ten sposób zostały wyróżnione dwa źródła, z których układ z doprowadzeniem ciepła może czerpać energię do wzbudzania lub podtrzymywania drgań akustycznych. W warunkach rzeczywistych wielkości  $E$  i  $X$  różnią się od zera i dlatego układ współpracuje jednocześnie z dwoma źródłami energii.

Do wywołania drgań samowzbudnych prócz źródła energii niezbędne jest także istnienie mechanizmu, który kontroluje dopływ tej energii do układu drgającego. Tworzenie energii akustycznej w strefie płomienia jest uwarunkowane pulsacją, wywiązywania się ciepła co prowadzi do pojawienia się różnic wartości odchyłeń od średniego poziomu ciśnienia i prędkości przepływu w gazie na lewo i na prawo od obszaru spalania (czyli do różnych od zera wielkości  $E$  i  $X$ ).

Z kolei pulsujące wywiązywanie się ciepła jest możliwe tylko wtedy, gdy drgania akustyczne będą w stanie wywoływać okresowe zaburzenia w procesie spalania, dające w wyniku odpowiednią amplitudę zmian w odprowadzaniu ciepła oraz odpowiednią zgodność faz tych zmian ze zmianami ciśnienia i prędkości przepływu. Stąd prosty wniosek, że między pulsacjami cieplnymi i mechanicznymi musi wystąpić sprzężenie zwrotne. Schemat systemu ze sprzężeniem zwrotnym przedstawia szkic



Rys. 6.84. Schemat sprzężenia zwrotnego występującego podczas spalania pulsującego

na rys. 6.84. Należy go rozumieć w ten sposób, że jeśli przy pewnych właściwościach układu drgającego (masa drgającego gazu, usytuowanie płomienia itp.) przyjąć określone właściwości pulsującego spalania ( $|\delta Q|$ ,  $X$  i  $E$ ) to tym samym będą określone i parametry drgań akustycznych ( $|\delta w|$  i  $|\delta p|$ ). Przez istnienie sprzężenia zwrotnego uwzględniane jest oddziaływanie tych drgań na przebieg procesu spalania.

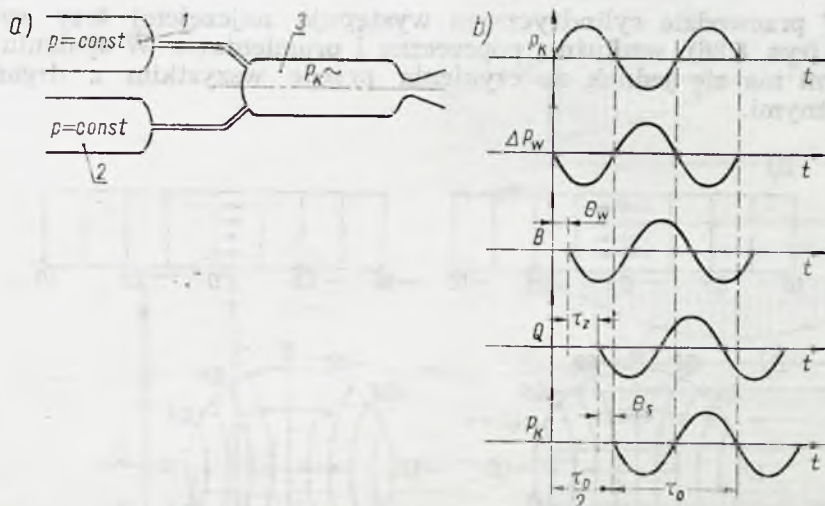
Na rys. 6.85 przedstawiono przykład spalania pulsującego ze sprzężeniem zwrotnym. Do komory spalania silnika rakietowego, na ciekły materiał pędny, doprowadzono ze zbiorników paliwo i utleniacz.

W zbiornikach paliwa i utleniacza panuje stałe ciśnienie, w komorze spalania natomiast, ciśnienie zmienia się sinusoidalnie.

W związku z tym, także sinusoidalnie zmienia się spadek ciśnienia we wtryskiwaczach paliwa osiągając wartość maksymalną w chwili gdy



ciśnienie w komorze dojdzie do minimum. Zmiany w natężeniu przepływu materiału pędowego do komory będą następowały (wskutek bezwładności cieczy), w stosunku do zmian spadku ciśnienia we wtryskiwaczach, z pewnym opóźnieniem  $\Theta_w$ , nazwanym czasem relaksacji układu paliwowego. Także z opóźnieniem  $\tau_z$  wystąpią zmiany w prędkości spalania i wskutek tego szybkości wywiązywania się ciepła  $Q$ . Zaburzenia w prędkości spalania prowadzą do nowych zmian ciśnienia w komorze, przy czym ich wpływ uzewnętrznia się z pewnym opóź-



Rys. 6.85. Spalanie pulsujące niskiej częstotliwości w komorze silnika raketowego na ciekły materiał pędny: a) schemat silnika, b) rozkład wielkości podlegających drganiom,  $p_k$  — ciśnienie w komorze,  $\Delta p_w$  — spadek ciśnienia we wtryskiwaczach,  $B$  — natężenie przepływu materiału pędowego,  $\Theta_w$  — czas relaksacji układu paliwowego,  $\tau_z$  — opóźnienie zapłonu,  $\Theta_s$  — czas relaksacji komory spalania,  $Q$  — szybkość wywiązywania się ciepła,  $\tau_0$  — okres drgań

nieniem  $\Theta_s$ , nazwanym czasem relaksacji komory spalania. Jeśli suma czasów  $\Theta_w + \tau_z + \Theta_s$  jest równa połowie okresu pulsacji ciśnienia w komorze, to pulsacje ciśnienia będą w fazie z pulsacjami termicznymi i ich amplituda zostanie utrzymana lub ewentualnie zwiększona (aż spełni się równość [6.87c]).

Podany przykład jest reprezentatywny dla pulsującego spalania niskiej częstotliwości. Charakteryzuje się on tym, że okres drgań jest większy niż czas przebywania czynnika w komorze. Wywołuje to równoczesne zmiany parametrów całego czynnika wypełniającego komorę.

W spalaniu pulsującym wysokiej częstotliwości okres drgań jest dużo mniejszy niż czas przebywania czynnika w komorze i w związku z tym występuje tam rozchodzenie się fal.

Okres drgań gazu w przewodzie zamkniętym lub otwartym z obu końców  $\tau_0$  jest równy czasowi jaki jest potrzebny na przejście impulsu wzdłuż tego przewodu tam i z powrotem.

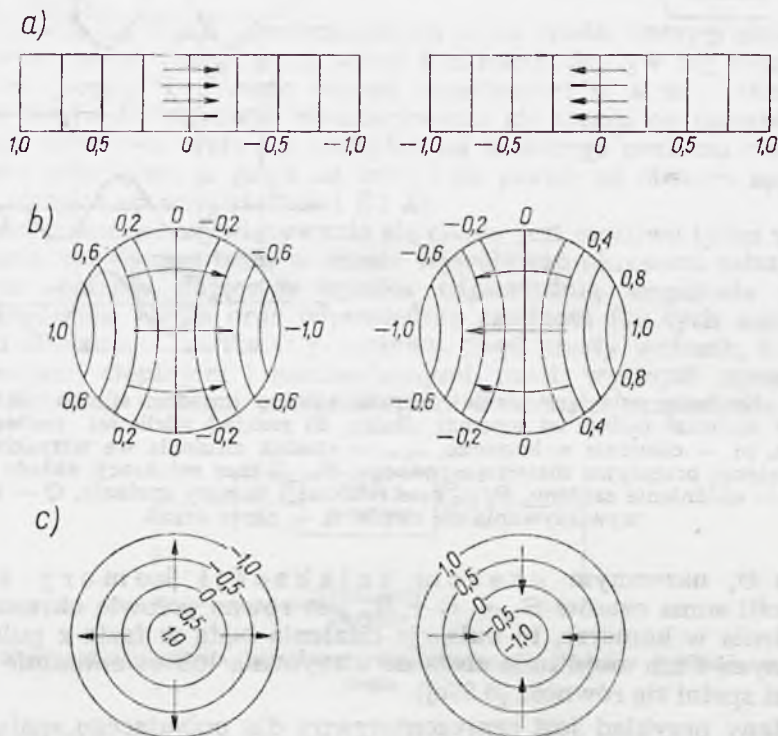
$$\tau_0 = \int_0^L \frac{dx}{w+a} + \int_L^0 \frac{dx}{w-a} = 2 \int_0^L \frac{a dx}{a^2 - x^2} \quad [6.102]$$

gdzie:  $x$  — współrzędna długości,  
 $L$  — długość przewodu,  
 $w$  — miejscowa prędkość przepływu,  
 $a$  — miejscowa prędkość dźwięku.

Dla przewodu otwartego tylko z jednego końca okres drgań wyraża zależność

$$\tau_0 = 4 \int_0^L \frac{a}{a^2 - w^2} \quad [6.103]$$

W przewodzie cylindrycznym występują najczęściej trzy rodzaje drgań (rys. 6.86): wzdłużne, poprzeczne i promieniowe. W spalaniu pulsującym ma się jednak do czynienia przede wszystkim z drganiami wzdłużnymi.

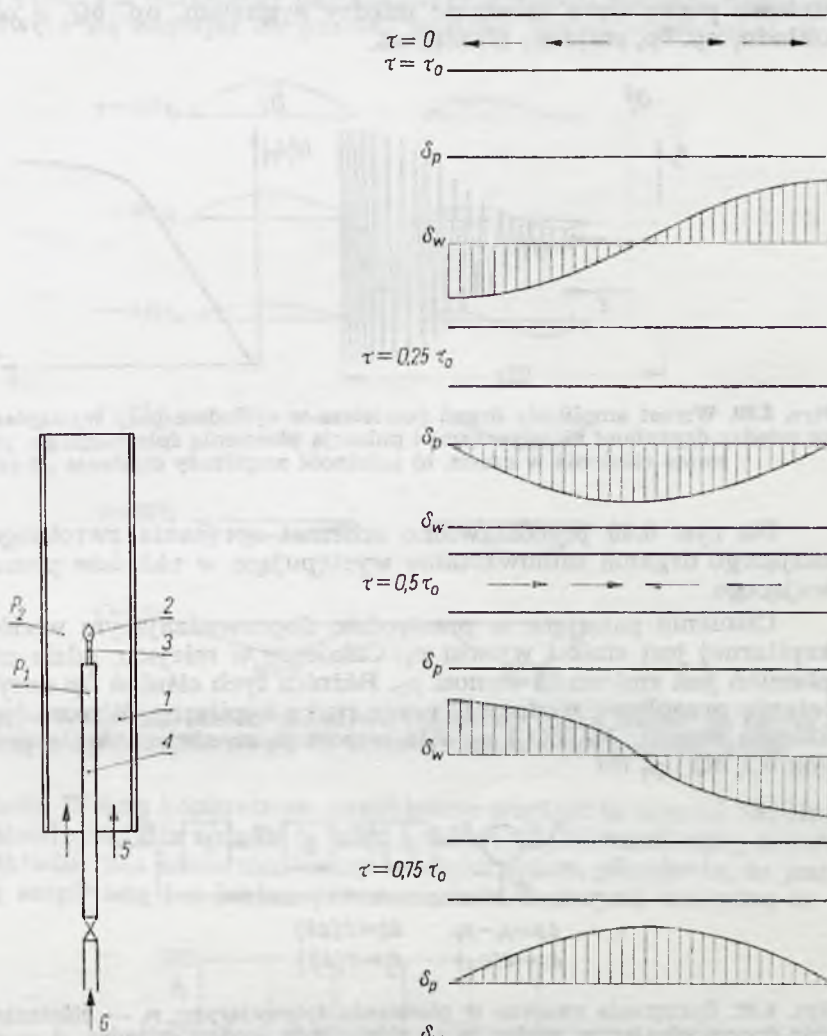


Rys. 6.86. Podstawowe rodzaje drgań występujących w cylindrycznym przewodzie (zamkniętym na obu końcach): a) drgania podłużne, b) drgania poprzeczne, c) drgania promieniowe. Strzałkami oznaczone są kierunki ruchu cząstek, liniami bez strzałek — chwilowe względne wartości ciśnienia

Typowym przykładem spalania pulsującego o wysokiej częstotliwości jest tzw. płomień śpiewający (rys. 6.87). Urządzenie do realizacji takiego płomienia składa się z cylindra otwartego na obu końcach oraz ustawionego w nim palnika. Palnikiem jest przewód zakończony rurką kapilarną. Przez przewód i rurkę przepływa wodór. U wylotu rurki umieszcza się płomień dyfuzyjny, który w pewnych warunkach pulsuje, co objawia się okresową zmianą jego długości, z częstotliwością odpowiadającą pierwszej, lub którejś z rzędu harmonicznej drgań własnych



słupa powietrza zawartego w cylindrze. Jeśli płomień umiejscowiony jest w środku długości cylindra to jego pulsacje są spowodowane wyłącznie zmianami ciśnienia, jeśli w innym miejscu — równocześnie zmianami ciśnienia i prędkości (rys. 6.88). W tym pierwszym, prostszym przypadku

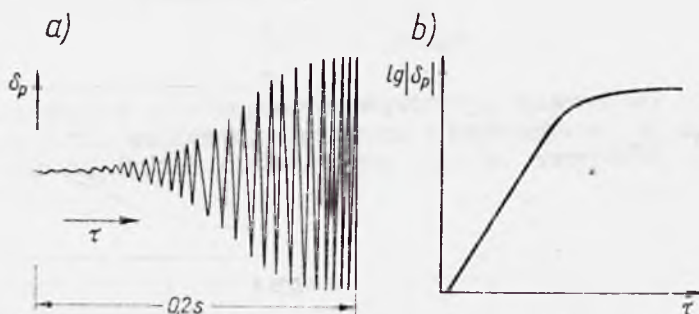


Rys. 6.87. Schemat urządzenia do realizacji płomienia śpiewającego: 1 — przewód cylindryczny, 2 — płomień dyfuzyjny, 3 — rurka kapilarna, 4 — rurka doprowadzająca wodór, 5 — powietrze, 6 — wodór,  $p_1$  — ciśnienie w rurce doprowadzającej wodór,  $p_2$  — ciśnienie w przewodzie cylindrycznym

Rys. 6.88. Pulsacja ciśnienia i prędkości w przewodzie cylindrycznym z obu końców otwartym:  $\tau$  — czas,  $\tau_0$  — okres drgań. Strzałki pokazują kierunek ruchu cząstek powietrza

kolejność zjawisk jest następująca. Wzrost ciśnienia w cylindrze, przy stałym ciśnieniu podawania wodoru, powoduje zmniejszenie jego natężenia przepływu. Wywołuje to perturbacje w procesie wywiązywania się ciepła, co z kolei poprzez sprzężenie zwrotne oddziałuje na drgania aku-

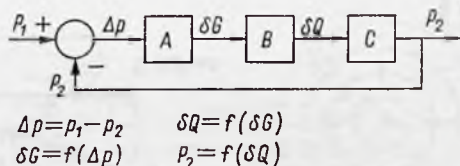
styczne w cylindrze. Jeśli spełnione jest kryterium Rayleigha to amplituda drgań rośnie aż generowany przez płomień strumień energii akustycznej zostanie zrównoważony przez straty (rys. 6.89) spowodowane tarciami i przekazywaniem energii na zewnątrz. Straty te sprawiają, że liniowa początkowo zależność między sygnałem, np.  $\delta Q$ , a odpowiedzią układu, np.  $\delta p$ , staje się nieliniowa.



Rys. 6.89. Wzrost amplitudy drgań powietrza w cylindrze przy wystąpieniu rezonansu między drganiami akustycznymi i pulsacją płomienia śpiewającego: a) oscylogram zmian ciśnienia w czasie, b) zależność amplitudy ciśnienia od czasu

Na rys. 6.90 przedstawiono schemat sprzężenia zwrotnego podtrzymującego drgania samowzbudne występujące w układzie płomienia śpiewającego.

Ciśnienie panujące w przewodzie doprowadzającym wodór do rurki kapilarnej jest stałe i wynosi  $p_1$ . Ciśnienie w miejscu, gdzie znajduje się płomień jest zmienne i wynosi  $p_2$ . Różnica tych ciśnień  $\Delta p$  decyduje o natężeniu przepływu wodoru  $G$  przez rurkę kapilarną. Wzrost  $\Delta p$  powoduje kolejno wzrost:  $\delta G$ ,  $\delta Q$  i  $p_2$ . Ale wzrost  $p_2$  zmniejsza  $\Delta p$ , a przez to spadek  $\delta G$ ,  $\delta Q$  i  $p_2$  itd.



Rys. 6.90. Sprzężenie zwrotne w płomieniu śpiewającym:  $p_1$  — ciśnienie w przewodzie doprowadzającym wodór,  $p_2$  — ciśnienie w środku cylindra, A — charakterystyka kapilary, B — charakterystyka spalania dyfuzyjnego, C — charakterystyka przepływu z doprowadzeniem ciepła

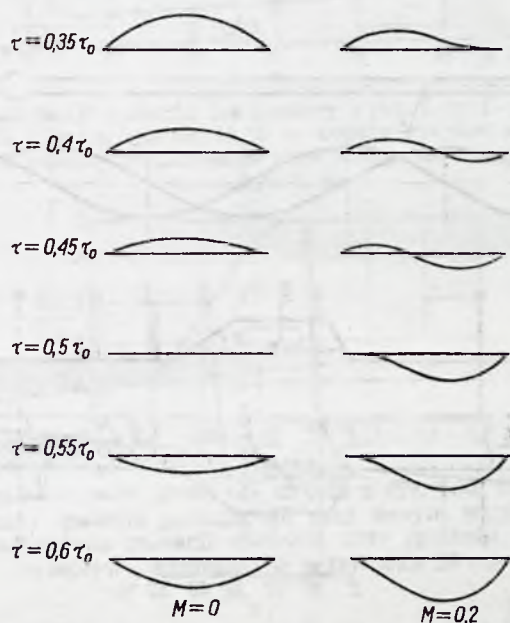
Na rys. 6.88 przedstawiono najprostszy przykład pierwszej harmonicznej drgań sinusoidalnych występujących w przewodzie przy bardzo małej średniej prędkości przepływu. Gdy prędkość ta rośnie charakter drgań ulega modyfikacji. Na rys. 6.91 pokazano to przedstawiając rozkład ciśnień wzdłuż przewodu otwartego na obu końcach w czasie bliskim połowie okresu drgań dla średniej prędkości przepływu przez przewód, odpowiadającej liczbie Macha  $Ma = 0$ .

Pierwsze harmoniczne drgań sinusoidalnych występują tylko w ograniczonym zakresie długości przewodu. Wykres na rys. 6.92, sporządzony



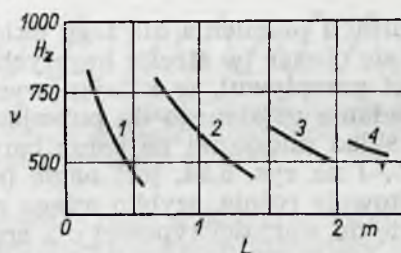
dla śpiewającego płomienia umieszczonego w środku cylindra otwartego na obu końcach, przedstawia skokowe przejście z jednej harmonicznej na następną gdy przewód jest permanentnie wydłużany.

Zakres pracy na określonej harmonicznej w miarę wzrostu długości przewodu zęża się zdążając do pewnej wartości charakterystycznej dla



Rys. 6.91. Wpływ średniej prędkości przepływu (wyrażonej liczbą Macha) na charakter rozkładu ciśnień wzdłuż przewodu w czasie bliskim połowie okresu drgań

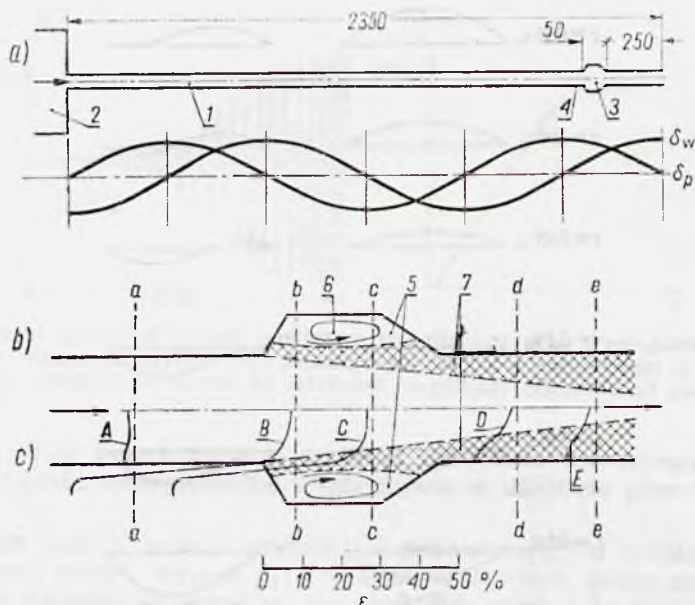
danego układu. W tym konkretnym przykładzie wartość ta wynosi 550 Hz. Wybór częstotliwości dla układu (a więc i określonej harmonicznej drgań własnych układu) jest zdeterminowany właściwościami płomienia, to jest tym z jaką amplitudą i z jakimi przesunięciami fazowymi zachodzą za-



Rys. 6.92. Częstotliwość pulsacji płomienia śpiewającego w zależności od długości cylindra: 1, 2, 3, 4 — poszczególne harmoniczne drgań własnych układu

burzenia termiczne w stosunku do zaburzeń akustycznych. Układ nastawia się na tę częstotliwość spośród spełniających kryterium Rayleigha, która zapewnia wytworzenie maksymalnej energii akustycznej, to jest tej, która jest w stanie wywołać najsilniejsze zaburzenia.

Inny przykład termicznego wzbudzenia drgań akustycznych przedstawiono na rys. 6.93<sup>1)</sup>. Przez przewód o przekroju kwadratowym płynie mieszanka propanu i powietrza. Przy końcu przewodu jest umieszczony stabilizator niszowy podtrzymujący spalanie w przepływającej środku strudze mieszanki.



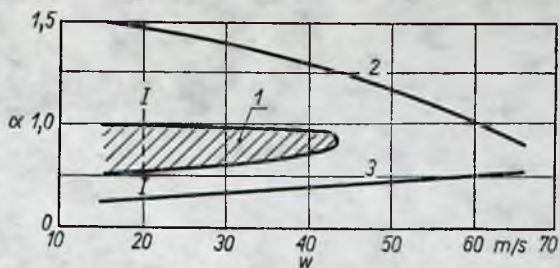
Rys. 6.93. Spalanie pulsujące w komorze spalania ze stabilizatorem niszowym: a) schemat komory spalania, b) chwilowy rozkład ciśnienia i prędkości wzdłuż komory spalania, c) schemat stabilizatora niszowego, 1 — przewód o przekroju kwadratowym, 2 — zbiornik wyrównawczy, 3 — stabilizator niszowy z kwarcowymi ściankami bocznymi, umożliwiającymi wizualizację, 4 — przekrój, w którym mierzono rozkłady prędkości i ciśnienia w czasie (rys. 6), 5 — komory stabilizatora, 6 — wiry cyrkulacyjne gorących spalin, 7 — płomień turbulentny rozprzestrzeniający się od stabilizatora A, B, C, D, E — rozkłady intensywności turbulencji  $\varepsilon$  w odpowiednich przekrojach a—a, b—b, c—c, d—d i e—e

Na wykresie stabilizacji płomienia dla tego układu, przedstawionym na rys. 6.94, wyróżnia się obszar (w strefie bogatych mieszanek i stosunkowo niskich prędkości przepływu), w którym występuje spalanie pulsujące. Przejście ze spalania ustalonego do pulsującego, gdy przy stałej prędkości zmienia się skład mieszanki na coraz bardziej bogaty w paliwo, np. w przekroju I—I na rys. 6.94, jest nagłe (rys. 6.95). Amplituda pulsacji ciśnienia gwałtownie rośnie, szybko osiąga maksimum, a następnie powoli zmniejsza się do wartości typowej dla spalania ustalonego.

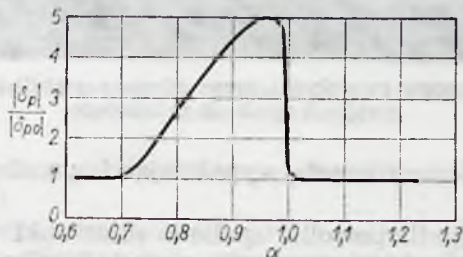
Na rys. 6.96 pokazano oscylogramy rozkładu ciśnień i prędkości w czasie mierzone w przekroju tuż przed statecznikiem niszowym (punkt 4 rys. 6.93a). Pomiary zostały wykonane w pobliżu występowania maksymalnych amplitud ciśnienia przy prędkości przepływu mieszanki 20 m/s i współczynniku nadmiaru powietrza 0,95.

<sup>1)</sup> Jarosiński J. Badanie pulsującego spalania. Sprawozdanie Instytutu Lotnictwa (także dysertacja doktorska). Warszawa 1968.

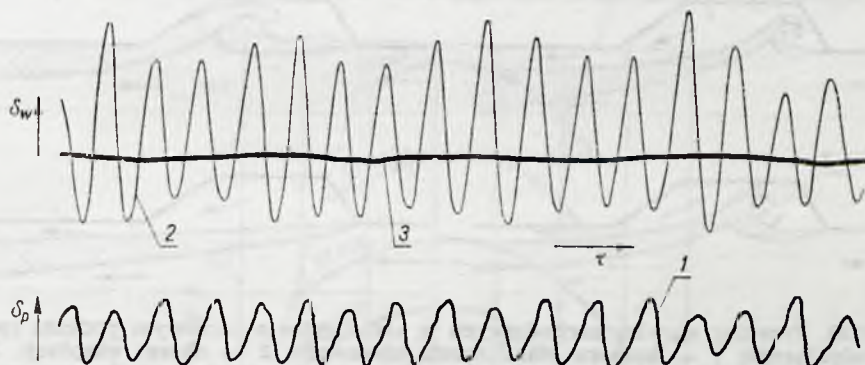




Rys. 6.94. Obszar stabilizacji spalania dla komory z rys. 6.92: 1 — pole spalania pulsującego, 2 — uboga granica zgaśnięcia, 3 — bogata granica zgaśnięcia, I — I — przekrój, wg którego zostało zrealizowane przejście przez obszar spalania pulsującego (rys. 6.94)



Rys. 6.95. Zakres spalania pulsującego dla układu z rys. 6.92:  $|\delta_p|$  — amplituda pulsacji ciśnienia podczas spalania pulsującego przy danym współczynniku nadmiaru powietrza,  $|\delta_{p0}|$  — amplituda pulsacji ciśnienia przy spalaniu ustalonym. Prędkość przepływu mieszanki w przewodzie 20 m/s

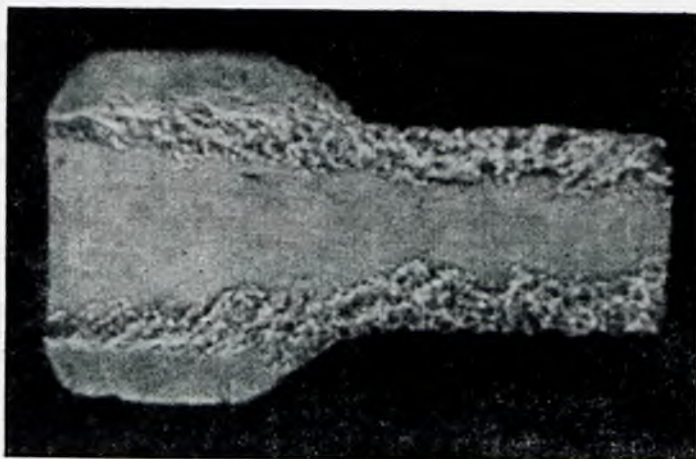


Rys. 6.96. Oscylogramy ciśnienia i prędkości występujących w przekroju tuż przed stabilizatorem niszowym podczas spalania pulsującego: 1 — rozkład ciśnienia w czasie, 2 — rozkład prędkości w czasie, 3 — znacznik czasu

Podczas spalania ustalonego w komorach statecznika niszowego tworzą się stałe wiry cyrkulacyjne spalin inicjujące zapłon w obok przepływającej mieszance (rys. 6.93c i 6.97).

Obraz przepływu przez stabilizator zmienia się jednak radykalnie, gdy spalanie ustalone przechodzi w pulsujące. Ilustrują to schematy przedstawione na rys. 6.98, odpowiadające poszczególnym stadiom procesu, którego przebieg jest następujący:

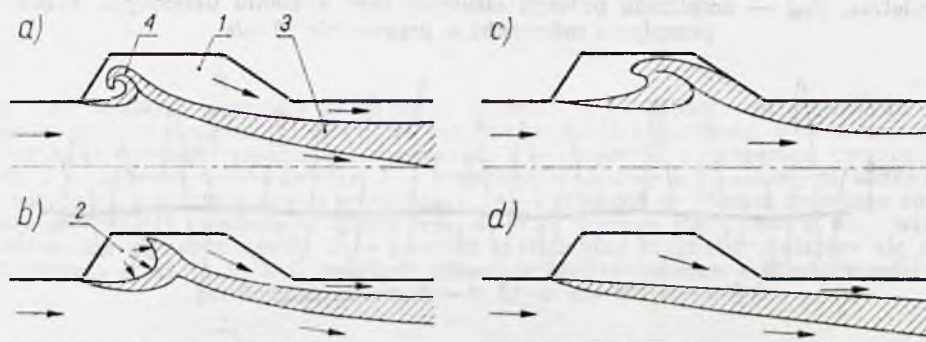
a) spaliny wypływające z komór statecznika niszowego tworzą tam podciśnienie. Na miejsce spalin wpływa świeża mieszanka w postaci wi-



Rys. 6.97. Zdjęcie smugowe przepływu przez niszowy stabilizator płomienia w warunkach spalania ustalonego

ru, który się stopniowo rozrasta wypełniając lewą stronę komór statecznika;

b) w pewnej chwili powolne spalanie mieszanki w tym wirze przechodzi w eksplozję, która przesuwa narastający wciąż wir ku prawej stronie komory statecznika;



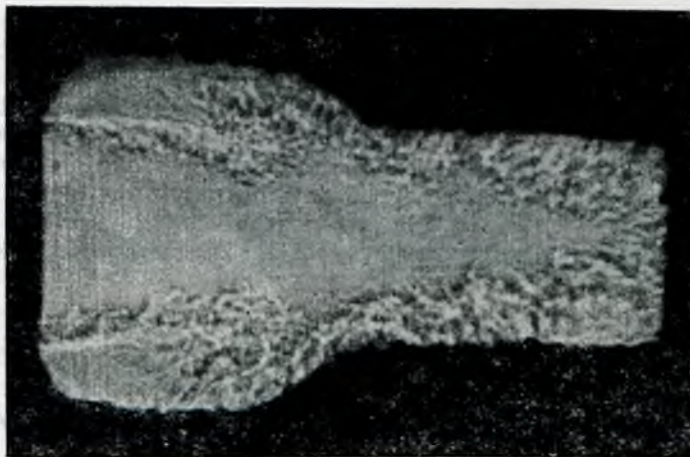
Rys. 6.98. Przebieg zjawisk zachodzących w stabilizatorze niszowym podczas spalania pulsującego: 1 — komora stabilizatora niszowego, 2 — obszar eksplozji, 3 — płomień turbulentny, a, b, c, d — poszczególne stadia procesu zachodzącego w stabilizatorze niszowym

c) wypływ spalin, o którym była mowa w punkcie a) kończy się. Kontynuowane jest natomiast spalanie reszty mieszanki w komorach statecznika (tę fazę procesu pokazuje fotografia przedstawiona na rys. 6.99);

d) spalanie w komorach statecznika niszowego zostało zakończone, rozpoczyna się natomiast wypływ spalin, które tworzą wąską strugę w pobliżu ścianki przewodu za statecznikiem. Wskutek bezwładności wypływu w komorach powstaje podciśnienie, które inicjuje tam napływ świeżej mieszanki.

Występujące w tym procesie pulsacje wzbudzają drgania akustyczne, które w przypadku rezonansu mogą je wzmocnić ustalając w całym ukła-

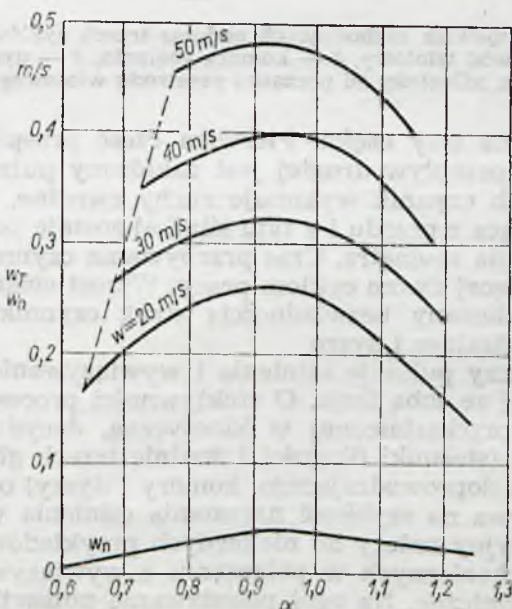




Rys. 6.99. Zdjęcie smugowe przepływu przez niszowy stabilizator płomienia w warunkach spalania pulsującego

dzie określone amplitudy ciśnienia i prędkości (takie jak np. w oscylogramie na rys. 6.96).

Występowanie spalania pulsującego dla paliw węglowodorowych wyłącznie w obszarze mieszanek bogatych można próbować wytłumaczyć asymetrią prędkości spalania turbulentnego (rys. 6.100) polegającą na tym, że ta prędkość jest np. dla  $\alpha = 0,8$  znacznie większa niż dla  $\alpha = 1,2$ . Trzeba jednak pamiętać, że decydujące o przebiegu całego procesu spalanie wybuchowe, występujące w komorach statecznika niszowego, za-

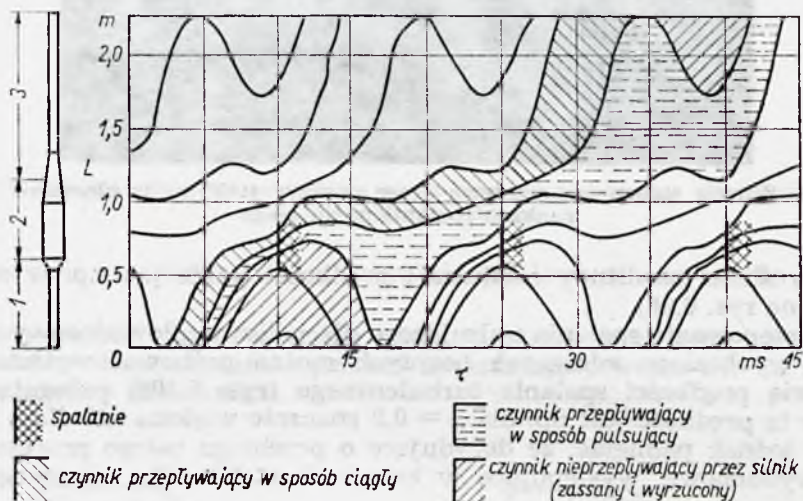


Rys. 6.100. Zależność prędkości spalania turbulentnego, dla mieszanki propanu z powietrzem, od prędkości przepływu i współczynnika nadmiaru powietrza;  $w$  — prędkość przepływu mieszanki,  $w_T$  — prędkość spalania turbulentnego,  $w_n$  — normalna prędkość spalania

chodzi w mieszance podgrzanej ale i znacznie rozcieńczonej przez spalinę. Prawdopodobnie w tych warunkach mieszanka bogata łatwiej przechodzi ze spalania powolnego do eksplozji niż uboga.

Opisany proces spalania pulsującego, które generuje nie tylko energię akustyczną, lecz także pewną ilość energii kinetycznej, kontrolującej przepływ czynnika roboczego przez komory statecznika, jest bardzo zbliżony do procesu zachodzącego w silniku pulsacyjnym (rys. 1.18).

Przebieg zjawisk występujących podczas trzech cykli pracy tego silnika został przedstawiony na rys. 6.101. Zassany do silnika czynnik



Rys. 6.101. Przebieg zjawisk zachodzących podczas trzech cykli pracy silnika pulsacyjnego: 1 — przewód wlotowy, 2 — komora spalania, 3 — dysza,  $L$  — współrzędna odległości od początku przewodu wlotowego

można podzielić na trzy części. Pierwsza część przepływa przez silnik w sposób ciągły, przepływ drugiej jest zakłócony pulsacjami prędkości, w wyniku których czynnik wykonuje ruchy zwrotne, część trzecia natomiast (wpływająca z przodu i z tyłu silnika) zostaje po zassaniu wyrzucona z powrotem na zewnątrz. Czas przebywania czynnika w silniku odpowiada mniej więcej dwóm cyklom pracy. Wzrost ciśnienia podczas spalania jest spowodowany bezwładnością strug czynnika wypełniającego przewód doprowadzający i dyszę.

Z natury rzeczy pulsacje ciśnienia i wywiązywanie się ciepła przebiegają w zgodnej ze sobą fazie. O efektywności procesu, to jest o ilości energii cieplnej przekształconej w kinetyczną, decyduje więc głównie geometria silnika (stosunki długości i średnic trzech głównych zespołów silnika: przewodu doprowadzającego, komory i dyszy) oraz prędkość spalania, która wpływa na szybkość narastania ciśnienia w komorze.

Silnik pulsacyjny należy do nielicznych przykładow, gdzie występowanie drgań mechanicznych w połączeniu z wywiązywaniem się ciepła daje korzyści techniczne. Na ogół powstawanie pulsacji w komorze spalania jest spowodowany bezwładnością strug czynnika wypełniającego polegają przede wszystkim na zmianie właściwości akustycznych komory, przez zmianę położenia płomienia w komorze, co jest szczególnie skuteczne przy krótkich komorach pracujących na pierwszej harmonicznej



drgań podstawowych. Inna metoda polega na umieszczeniu w komorze spalania kilku stref stabilizacji płomienia odpowiednio względem siebie przesuniętych, których pobudzające oddziaływanie na strugę przepływającego gazu może być w ten sposób wzajemnie wytłumione (rys. 6.72). Najczulszym elementem w komorze spalania i przez to najbardziej podatnym na drgania jest strefa stabilizacji, dlatego poprawa warunków spalania w tej strefie ułatwia często wyeliminowanie pulsacji.

Można tego dokonać izolując np. cieplnie obszar w którym znajdują się stabilizatory, lub wprowadzając tam dodatkowo płomień pilotujący.

## 7.1. Kształtowanie płomienia w komorze spalania

Podstawowym elementem stabilizacji płomienia jest struga przepływającego gazu, która może być w sposób istotny kształtowana przez odpowiednie urządzenia. W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.

W celu uzyskania płomienia o określonym kształcie i wielkości, należy stosować odpowiednie urządzenia, które umożliwiają kontrolowanie strugi przepływającego gazu.