

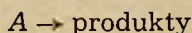
## TEORIA SPALANIA

Istota procesu spalania polega na szybko przebiegającej, egzotermicznej reakcji chemicznej materiału zwanego paliwem z tlenem.

Mechanizm spalania zależy przede wszystkim od stanu skupienia ciał reagujących oraz od warunków aeromechanicznych, w jakich ten proces zachodzi.

## 6.1. KINETYKA CHEMICZNA SPALANIA

Jeśli w układzie reagującym zachodzi tylko reakcja jednego typu bez przebiegających równocześnie jakichkolwiek wtórnych reakcji komplikujących, to reakcję taką nazywa się reakcją elementarną. W zasadzie, jeżeli tylko są ku temu odpowiednie warunki, każda reakcja jest odwracalna. Może się więc zdarzyć, że reakcja elementarna zostanie skomplikowana zachodzącym równocześnie procesem odwrotnym. Produkty z pierwszej reakcji mogą poza tym podlegać dalszym reakcjom, w wyniku których otrzymuje się nowe produkty. Taki skomplikowany zespół reakcji nazywa się reakcją równoczesną. Reakcję elementarną charakteryzuje rząd reakcji, który jest wyrażony równaniem matematycznym, wiążącym obserwowaną szybkość reakcji ze stężeniem substratów. Reakcje pierwszego rzędu obejmują przemianę pojedynczej cząsteczki. Dla tego rodzaju reakcji o ogólnej postaci:



można wyrazić szybkość jej przebiegu równaniem różniczkowym

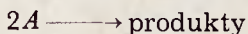
$$\frac{dx}{d\tau} = k_1(a - x)$$

gdzie:  $a$  — początkowe stężenie substancji  $A$ ,

$x$  — ilość substancji  $A$ , która ulega przemianie w ciągu czasu  $\tau$ .

Szybkość reakcji jest proporcjonalna w każdej chwili do pierwszej potęgi stężenia substancji reagującej. Stała  $k_1$  jest współczynnikiem proporcjonalności i nazywa się stałą szybkości reakcji.

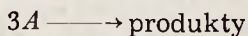
Reakcje drugiego rzędu polegają na otrzymaniu produktów przez reakcję między dwiema cząsteczkami lub między atomem i cząsteczką. Reakcja drugiego rzędu w ogólnej postaci



proceedzi do równania, w którym szybkość reakcji jest proporcjonalna w każdej chwili do kwadratu stężenia substancji reagującej

$$\frac{dx}{d\tau} = k_2(a - x)^2$$

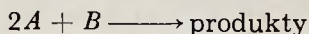
Reakcje trzeciego rzędu obejmują równoczesne współdziałanie trzech atomów lub cząsteczek. Reakcje takie są mało prawdopodobne i dlatego występują rzadko. Odpowiednie równania dla reakcji trzeciego rzędu mają postać



i

$$\frac{dx}{d\tau} = k_3(a - x)^3$$

lub



i

$$\frac{dx}{d\tau} = k_3(a - 2x)^2 (b - x)$$

względnie



i

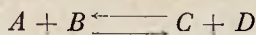
$$\frac{dx}{d\tau} = k_3(a - x)(b - x)(c - x)$$

Czas, w ciągu którego stężenie danego substratu reakcji spadnie do połowy swej początkowej wartości, przyjęto nazywać okresem półtrwania  $\tau_{0.5}$ . Z podanych wyżej równań wynika, że dla reakcji  $n$ -tego rzędu

$$\tau_{0.5} \sim \frac{1}{a^{n-1}}$$

Okres półtrwania jest więc odwrotnie proporcjonalny do stężenia początkowego w potęgę rzędu reakcji zmniejszonego o jeden.

## Reakcja odwracalna



przedstawia prostą formę reakcji równoczesnych. Równanie różniczkowe dla jednakowych stężeń  $A$  i  $B$  ma postać

$$\frac{dx}{d\tau} = k_2(a - x)^2 - k'_2x^2$$

gdzie:  $k_2, k'_2$  — stałe szybkości reakcji dla procesów drugiego rzędu, przebiegających z lewa na prawo i w kierunku wstecznym.

Zgodnie z tym, co zostało powiedziane wyżej, okres półtrwania jest odwrotnie proporcjonalny do stężenia danego substratu. Z tego względu dwie przeciwne reakcje drugiego rzędu przebiegają jak prosty proces tego samego rzędu.

Wpływ temperatury na szybkość reakcji chemicznych przebiegających w układach jednorodnych sformułowany został empirycznie przez Arrheniusa.

Zgodnie z jego równaniem stała szybkości reakcji

$$k = A_0 e^{-\frac{E}{BT}} \quad [6.1]$$

gdzie:  $B$  — stała gazowa bezwzględna,

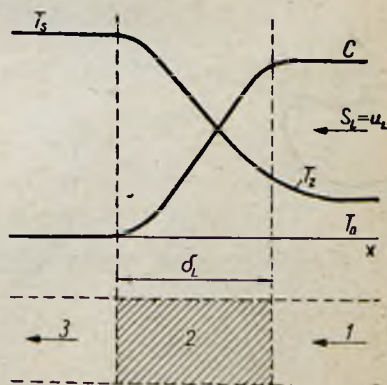
$E$  — energia aktywacji,

$A_0$  — stała proporcjonalności.

## 6.2. SPALANIE JEDNORODNYCH MIESZANEK W STRUMIENIU LAMINARNYM

Mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia w laminarnym strumieniu gazowej mieszanki paliwa i utlenia-cza jest przedstawiony na rys. 6.1.

Napływająca z prędkością  $u_L$  mieszanka zostaje zapalona przez zetknięcie z gorącymi spalinami powstałymi ze spalania poprzedniej warstwy. Dwie krzywe: zmian koncentracji tlenu w mieszance wzdłuż prądu i zmian temperatury, charakteryzują proces. Prędkość rozchodzenia się płomienia (tzw. w tym przypadku



Rys. 6.1. Czoło płomienia w laminarnym strumieniu mieszanki jednorodnej:

1 — mieszanka, 2 — płomień, 3 — spaliny



prędkość spalania laminarnego lub normalna prędkość spalania) jest określona równaniem

$$S_L = u_L = \lim \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt}$$

gdzie:  $\Delta x$  — przemieszczenie wzdłuż osi  $x$ , normalne do powierzchni spalania.

Czynnikiem inicjującym zapłon w kolejnych warstwach mieszanki jest z jednej strony zjawisko przewodzenia ciepła od strony spalin, z drugiej zaś dyfuzja aktywnych cząstek, takich jak wolne atomy lub rodniki, wytworzonych podczas spalania warstw poprzednich. Które z tych zjawisk jest zjawiskiem kontrolującym proces, nie wiadomo, tak że do tej pory istnieją dwie grupy teorii spalania laminarnego mieszanek jednorodnych: grupa teorii dyfuzyjnych i grupa teorii cieplnych.

Poniżej przedstawiono najprostszą teorię cieplną. Ilość ciepła zużyta na podgrzanie mieszanki od temperatury  $T_0$  do temperatury zapłonu  $T_z$  na jednostkę powierzchni płomienia w jednostce czasu jest równa

$$q = c_p \varrho_0 u_L (T_z - T_0)$$

gdzie:  $c_p, \varrho_0$  — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu i gęstość mieszanki.

Ilość ciepła przekazywana ze strefy reakcji wynosi

$$q = \lambda \frac{T_s - T_z}{\delta_x}$$

gdzie:  $\lambda$  — przewodność cieplna,

$\frac{T_s - T_z}{\delta_x}$  — średni gradient temperatury,

$\delta_x$  — szerokość strefy reakcji,

$T_s$  — temperatura spalania.

Z tych równań otrzymuje się

$$c_p \varrho_0 u_L (T_z - T_0) = \lambda \frac{T_s - T_z}{\delta_x}$$

Wyrażając przez:  $\tau_v = \frac{\delta_x}{u_L}$  — czas reakcji chemicznej oraz

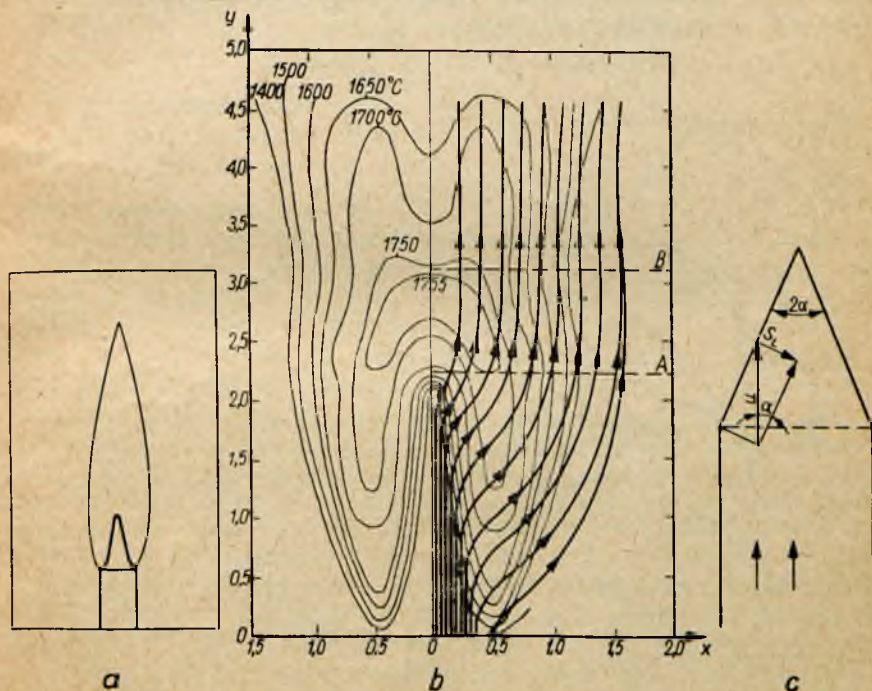
przez  $a = \frac{\lambda}{c_p \varrho}$  — współczynnik wyrównania temperatury, można

po przekształceniu powyższego równania określić normalną prędkość spalania

$$S_L = u_L = \sqrt{\frac{T_s - T_z}{T_z - T_0}} \sqrt{\frac{a}{\tau_x}} \quad [6.2]$$

Z równania wynika, że normalna prędkość spalania jest wprost proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego ze współczynnika wyrównania temperatury i odwrotnie proporcjonalna do tego pierwiastka z czasu reakcji chemicznej. Słabym punktem teorii jest traktowanie w niej temperatury zapłonu mieszanki  $T_z$  jako stałej fizyko-chemicznej, gdy w rzeczywistości temperatura ta zależy od warunków, w jakich zachodzi proces. Ale nawet i inne najbardziej złożone teorie nie pozwalają na ścisłe wyliczenie normalnej prędkości spalania jako funkcji parametrów termodynamicznych i własności fizycznych mieszanki.

Dlatego w przypadkach praktycznych należy posługiwać się wielkościami określonymi doświadczalnie. Do tego celu służy np. tak zwana metoda palnika Bunsena (rys. 6.2).



Rys. 6.2. Płomień palnika Bunsena:

a — profil stożka wewnętrznego i zewnętrznego, b — izotermy i linie prądu, c — metoda określania prędkości spalania laminarnego



Przepływająca przez palnik mieszanka spala się ponad przekrojem wyjściowym palnika. W powstałym w ten sposób laminarnym płomieniu można wydzielić dwa stożki: zewnętrzny i wewnętrzny. Zasadniczy proces spalania zachodzi na powierzchni bocznej mającego szaroniebieskawą odcień stożka wewnętrznego. W świecącej przestrzeni między stożkami następuje proces dopalania cząstek nie spalonych na powierzchni stożka wewnętrznego. Na rys. 6.2a przedstawiono płomień palnika Bunsena. Na rys. 6.2b widać rozkład prędkości i temperatur w płomieniu oraz linie prądu. Rys. 6.2c ilustruje zaś metodę określania prędkości spalania laminarnego.

Z równania ciągłości strugi wynika

$$S_L F_b \gamma = u F_p \gamma = u F_b \gamma \sin \alpha$$

gdzie:  $S_L$  — prędkość spalania laminarnego,

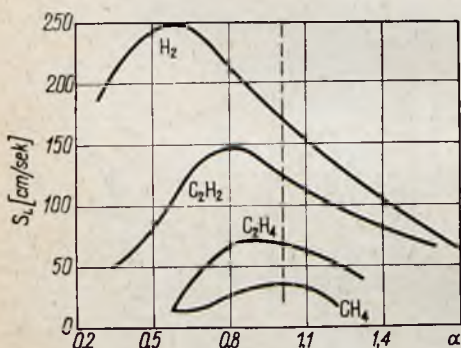
$u$  — prędkość mieszanki w palniku,

$2\alpha$  — kąt stożka wewnętrznego,

$\gamma$  — ciężar właściwy mieszanki przed spalaniem,

$F_b$  — powierzchnia boczna stożka,

$F_p$  — powierzchnia podstawy stożka.



Rys. 6.3. Zależność prędkości spalania laminarnego od rodzaju paliwa oraz od współczynnika nadmiaru powietrza

Po przekształceniu otrzymuje się ostatecznie

$$S_L = u \sin \alpha$$

W celu wyznaczenia prędkości spalania laminarnego wystarczy więc zmierzyć prędkość mieszanki w przekroju wyjściowym palnika (np. za pomocą pomiaru natężenia przepływu i pomiaru termodynamicznych parametrów mieszanki) oraz kąt wierzchołkowy stożka wewnętrznego (np. rzucając cień stożka na ekran, co umożliwia pomiar). Na podstawie

takich badań stwierdzono, że prędkość spalania laminarnego zależy przede wszystkim od rodzaju paliwa oraz współczynnika nadmiaru powietrza (rys. 6.3). Największą prędkość spalania uzyskuje się dla wodoru. Dla paliw węglowodorowych prędkość spalania maleje ze wzrostem stopnia nasycenia łańcuchów strukturalnych. W przypadku mieszanek benzynowych i naftowych największa szybkość spalania laminarnego wynosi  $\sim 40$  cm/sec. Wzrost tem-

peratury mieszanki przed czołem płomienia zwiększa prędkość spalania. Dla mieszanek propanowo-powietrznych, a także i innych mieszanek węglowodorowych (w tym benzynowych i naftowych), jest ważna (przy 1 ata) doświadczalna zależność

$$S_{L0} = 10 + 0,000342 T^2$$

gdzie:  $S_{L0}$  — maksymalna prędkość spalania laminarnego [cm/sek],  
 $T$  — temperatura mieszanki przed spalaniem [ $^{\circ}\text{K}$ ].

Wpływ ciśnienia na prędkość spalania laminarnego określa orientacyjnie następująca doświadczalna zależność

$$S_L \sim \frac{1}{p^{0,25}}$$

Wynika z niej, że prędkość spalania laminarnego rośnie, gdy ciśnienie mieszanki maleje.

Na szerokość czoła płomienia składa się grubość warstwy, w której następuje podgrzanie mieszanki do temperatury zapłonu, oraz grubość warstwy, w której zachodzi proces spalania. Z warunku, że strumień cieplny płynący ze strefy spalin w kierunku mieszanki równa się ciepłu podgrzewającemu mieszankę, otrzymuje się

$$\lambda \frac{dT}{dx} = S_L \rho_0 c_p (T - T_0)$$

Przyjmując, że

$$\frac{dT}{dx} \sim \frac{T - T_0}{\delta_L}$$

otrzymuje się zależność na szerokość czoła płomienia przy spalaniu laminarnym

$$\delta_L \sim \frac{a}{S_L} \quad [6.3]$$

gdzie:  $a$  — współczynnik wyrównania temperatury.

Z równania [6.3] wynika, że szerokość strefy spalania jest odwrotnie proporcjonalna do prędkości rozchodzenia się płomienia.

### 6.3. SPALANIE JEDNORODNYCH MIESZANEK W STRUMIENIU TURBULENTNYM

W analizie procesu spalania w strumieniu turbulentnym różni się dwa charakterystyczne przypadki:

- gdy skala turbulencji jest mała w porównaniu z szerokością czoła płomienia laminarnego,
- gdy skala turbulencji jest duża.

W zastosowaniach technicznych występuje głównie ten drugi przypadek i on będzie w dalszym ciągu rozpatrywany. Strefa płomienia przyjmuje wtedy postać zobrażowaną na rys. 6.4. Granica nie spalonej mieszanki od strony płomienia jest silnie sfalowana, a poza tym już w spalinach występują oddzielne elementy świeżej mieszanki o różnej objętości.



Rys. 6.4. Schemat strefy płomienia w procesie turbulentnego spalania mieszanki jednorodnych  
1 — płomień turbulentny,  
2 — mieszanka,  
3 — spaliny

Zakładając, że powierzchnia płomienia zostaje zwiększona w stosunku  $u'/S_L$ , gdzie  $u'$  jest prędkością pulsacji w kierunku rozchodzenia się płomienia, oraz że wypukłości na powierzchni spalania przybierają kształt stożka, wyprowadzono następującą zależność

$$\frac{S_T}{S_L} = A \sqrt{1 + B \left( \frac{u'}{S_L} \right)^2}$$

gdzie:  $A$  i  $B$  — stałe,

$S_T$  — prędkość spalania turbulentnego.

Po uwzględnieniu danych eksperymentalnych równanie to przyjmuje następującą postać

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + 5,3 \left( \frac{u'}{S_L} \right)^{0,6 \div 0,7} \quad [6.4]$$

Prędkość spalania turbulentnego mieszanki jednorodnej zależy więc od prędkości spalania laminarnego oraz od prędkości pulsacji w kierunku rozchodzenia się płomienia.

Jakościowy wpływ termodynamicznych parametrów stanu na prędkość spalania turbulentnego przedstawia wykres na rys. 6.5.

Wzrost prędkości spalania turbulentnego ze wzrostem ciśnienia i temperatury można wyjaśnić następującymi zależnościami:

— zależnością prędkości pulsacji od ciśnienia

$$u' \sim p^{0,25} \quad [6.5]$$

— zależnością prędkości spalania laminarnego od temperatury

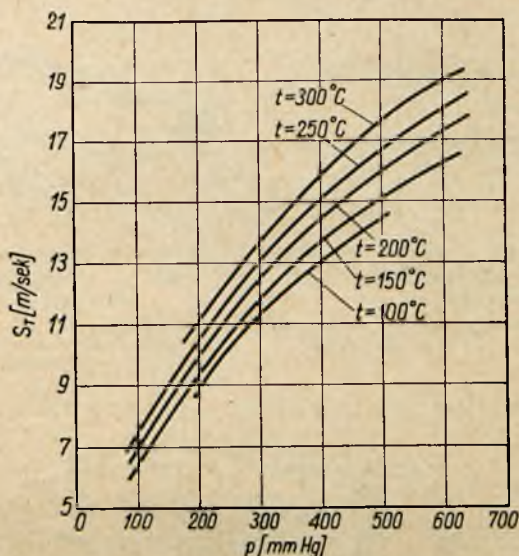
$$S_L \sim T^2$$



Równaniu [6.5] przeciwstawia się związek określający wpływ ciśnienia na prędkość spalania laminarnego

$$S_L \sim p^{-0,25}$$

Zgodnie jednak z omówioną wyżej teorią (patrz równanie [6.4]), wpływ prędkości pulsacji na prędkość spalania turbulentnego jest silniejszy od wpływu  $S_L$  i dlatego  $S_T$  rośnie ze wzrostem  $p$ .

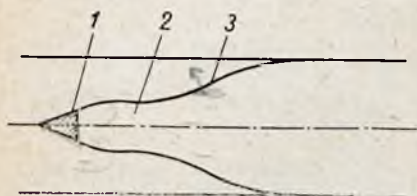


Rys. 6.5. Zależność prędkości spalania turbulentnego od ciśnienia i temperatury mieszanki

#### 6.4. USTATECZNIANIE PŁOMIENIA

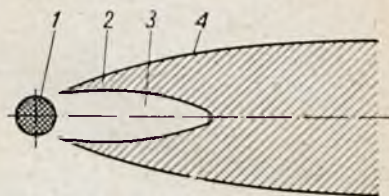
We wszystkich przypadkach, w których prędkość przepływu jest większa od prędkości rozchodzenia się płomienia, należy w strumień mieszanki wprowadzić zespół ustateczniający płomień. Zadaniem tego zespołu jest stworzenie w pewnej części komory spalania warunków sprzyjających do trwałego palenia się. Uzyskuje się to najczęściej przez ustawienie w strumień ciała nieopływowego, za którym powstaje wir recyrkulacyjny. Strefa recyrkulacji staje się „punktem zaczepienia” turbulentnego czoła płomienia obejmującego następnie całą przepływającą mieszankę (rys. 6.6).

Rzeczywisty obraz zjawisk w strefie spalania za statecznikiem płomienia o przekroju kołowym przedstawia szkic na rys. 6.7 zrobiony na podstawie fotografii. Opływająca statecznik świeża mieszanka ślizga się niejako po stanowiącej cień aerodynamiczny statecznika strefie zaburzeń i ruchów zwrotnych, wykonywanych przez cząstki gorących spalin. Na granicy między tym obszarem a świeżą mieszanką powstaje warstwa, w którą wnikają na skutek ruchów turbulentnych cząstki świeżej mieszanki i spalają się.



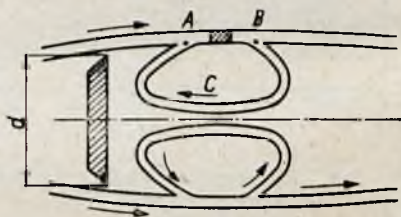
Rys. 6.6. Typowy model komory spalania ze statecznikiem płomienia:

1 — statecznik płomienia, 2 — strefa recyrkulacji, 3 — czoło płomienia



Rys. 6.7. Rzeczywisty obraz zjawisk w strefie spalania za statecznikiem płomienia:

1 — statecznik, 2 — strefa mieszania, 3 — strefa recyrkulacji, 4 — czoło płomienia



Rys. 6.8. Model ustaczenia płomienia za pomocą wiru recyrkulacyjnego

Proces ten stanowi zaczątek czoła płomienia obejmującego następnie całą komorę spalania.

Istnieje szereg teorii wyjaśniających opisany wyżej mechanizm ustaczenia płomienia.

Większość z nich jednak powołuje się na następujący model fizyczny zjawiska (rys. 6.8).

Mieszanka opływająca statecznik płomienia (w kształcie płaskiej okrągłej tarczki) tworzy w jego cieniu aerodynamicznym wir toroidalny. Drogi elementu płynu w tym wirze można podzielić na dwie części. W części pierwszej (A — B) następuje

podgrzanie świeżej mieszanki na skutek zmieszania jej ze spalini-  
kami powstałymi ze spalania poprzedniej dawki oraz na skutek  
oddziaływania gorącej strefy recyrkulacyjnej. W części drugiej  
(B — C — A) zachodzi spalanie przygotowanej przez podgrzanie  
do właściwej temperatury mieszanki. Wychodząc z tego modelu  
Spalding (L.6.2) przyjął, że zjawiskiem kontrolującym proces  
ustateczniania jest szybkość wywiązywania się ciepła w strefie  
recyrkulacji. Założono przy tym, że zależnością matematyczną  
opisującą ten proces jest równanie przewodnictwa ze źródłem  
ciepła

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x} + zp^{n-1}f(T) = 0 \quad [6.6]$$

Posługując się metodą analizy wymiarowej, można na podsta-  
wie tego równania po pewnych przekształceniach wyznaczyć  
następującą zależność liczb podobieństwa

$$Pe_u = K Pe_s^m \quad [6.7]$$

gdzie:  $Pe_u = \frac{ud}{a}$  — liczba Pekleta odniesiona do prędkości  
przepływu,

$Pe_s = \frac{S_L d}{a}$  — liczba Pekleta odniesiona do prędkości spa-  
lania laminarnego,

$K, m$  — stałe doświadczalne,

$z$  — stała chemiczna,

$n$  — rząd reakcji,

$p, T$  — ciśnienia i temperatura,

$a$  — współczynnik wyrównania temperatury.

Równanie [6.6] tłumaczy zmianę entalpii elementu płynu (wy-  
raz 2) przez wymianę ciepła na drodze przewodnictwa (wyraz 1)  
oraz przez wywiązywanie się ciepła na drodze reakcji chemicznej  
(wyraz 3). Liczby Pekleta w równaniu [6.7] wyznaczają warunki  
fizyczne w strefie ustateczniania. Liczba Pekleta odniesiona do  
prędkości przepływu określa warunki wymiany ciepła, natomiast  
liczba Pekleta odniesiona do prędkości spalania laminarnego  
określa warunki wywiązywania się energii cieplnej. Wyniki do-  
świadczeń zebrane przez Spaldinga są przedstawione na rys. 6.9.  
Z wykresu podanego na tym rysunku wynika, że przy warto-  
ści  $Pe_u = 10^4$  następuje zmiana wykładnika potęgowego występu-  
jącego w równaniu [6.7] z 1,5 na 2,0.

Posługując się podobnym modelem De Zubay (L.6.1) założył,  
że warunkiem ustateczniania płomienia jest dodatni bilans ener-

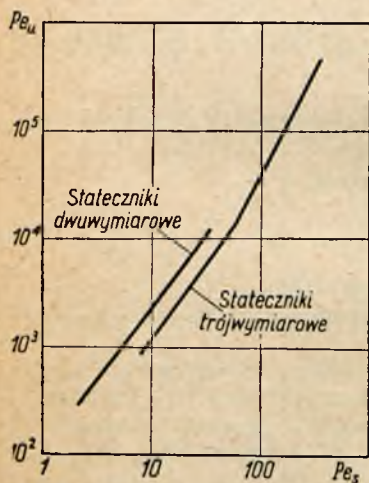


getyczny, wynikający z porównania ciepła wywiązującego się w strefie recyrkulacji oraz ciepła odprowadzonego z tej strefy przez strumień mieszanki omywający statecznik płomienia. W oparciu o otrzymane równanie, przy uwzględnieniu doświadczalnych współczynników, otrzymuje się następujące kryterium stateczności

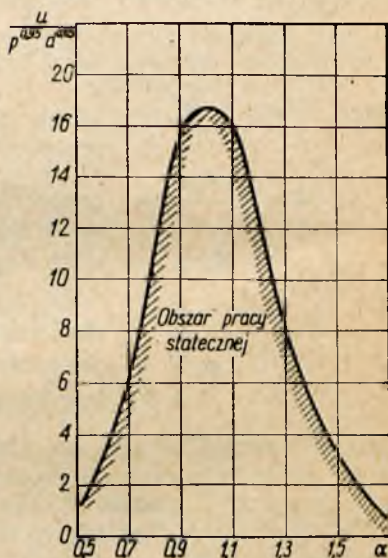
$$\alpha = f\left(\frac{u}{p^{0,95} \cdot d^{0,856}}\right) \quad [6.8]$$

gdzie:  $\alpha$  — współczynnik nadmiaru powietrza,  
 $p$  — ciśnienie panujące w komorze [ $\text{kg/cm}^2$ ],  
 $u$  — prędkość przepływu w płaszczyźnie statecznika [ $\text{m/sek}$ ],  
 $d$  — charakterystyczny wymiar statecznika (średnica tarczki lub średnica hydrauliczna statecznika o innym kształcie [ $\text{mm}$ ]).

Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 6.10.



Rys. 6.9. Charakterystyka stateczników płomienia wg Speldinga



Rys. 6.10. Charakterystyka stateczników płomienia wg de Zubaya:  $u$  [ $\text{m/sek}$ ],  $p$  [ $\text{kg/cm}^2$ ],  $d$  [ $\text{mm}$ ]. Obszar wewnątrz krzywej określa zakres pracy statecznej

Sprawę ustateczniania płomienia na zupełnie innej płaszczyźnie rozpatrzyli Zukoski i Marble [L.6.4]. Trzymając się ściśle przedstawionego na wstępie (rys. 6.7) obrazu zjawisk zachodzą-

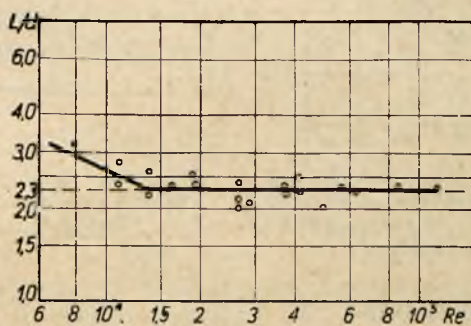
cych w strefie ustateczniania, założyli oni, że czynnikiem decydującym o stateczności płomienia jest opóźnienie zapłonu mieszanki, omywającej obszar recyrkulacji.

Warunek stateczności stanowi wtedy równanie

$$\frac{u}{L} \leq \tau \quad [6.9]$$

gdzie:  $u$  — prędkość mieszanki opływającej statecznik,  
 $L$  — długość strefy recyrkulacji,  
 $\tau$  — opóźnienie zapłonu.

Z przeprowadzonych badań wynika, że długość strefy recyrkulacji zależy od liczby Reynoldsa (rys. 6.11). Poczynając jednak



Rys. 6.11. Zależność względnej długości strefy recyrkulacji od liczby Reynoldsa

od  $Re = 1,5 \cdot 10^4$  stosunek długości strefy do charakterystycznego wymiaru statecznika jest stały i równy 2,3. Opóźnienie zapłonu zależy natomiast od współczynnika nadmiaru powietrza (rys. 6.12) oraz od kształtu i wymiaru statecznika (rys. 6.13). W przypadku ogólnym warunek stateczności można zapisać w postaci zależności liczb podobieństwa

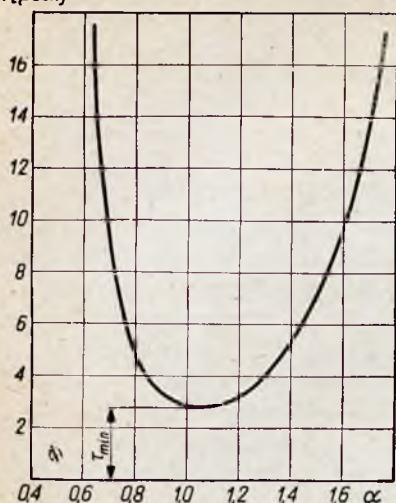
$$Re = f(D_{II}) \quad [6.10]$$

gdzie:  $Re = \frac{ud}{\nu}$  — liczba Reynoldsa,

$$D_{II} = \frac{u\tau}{d} \text{ — druga liczba Damköhlera,}$$

$\nu$  — lepkość kinematyczna mieszanki,

$d$  — charakterystyczny wymiar statecznika płomienia.

$\tau [\mu\text{sek}]$ 

Rys. 6.12. Zależność opóźnienia zapłonu od składu mieszanki: statecznik stożkowy, mieszanka benzynowo-powietrzna

Kształt statecznika	$d [\text{mm}]$	$\tau_{\min} [ \cdot 10^{-4} \text{sek} ]$
	3,18	3,09
	4,8	2,35
	6,35	2,80
	6,35	2,38
	9,54	2,70
	12,7	2,65
	19,05	2,58
	6,35	3,46
	9,54	3,12
	12,7	3,05
	19,05	3,03
	19,05	3,05
	19,05	2,70

Rys. 6.13. Zależność minimalnego opóźnienia zapłonu od kształtu i wielkości statecznika

## 6.5. SPALANIE DYFUZYJNE

W najczęściej spotykanych przypadkach technicznych proces spalania zachodzi równocześnie z procesem tworzenia mieszanki. Ten rodzaj spalania nazywa się powszechnie spalaniem dyfuzyjnym. Typowe spalanie dyfuzyjne występuje w silnikach rakietowych na ciekły materiał pędny oraz w silnikach pulsacyjnych.

Jedynie w niektórych konstrukcjach silników strumieniowych można uważać, że proces spalania ma charakter zbliżony do spalania mieszanek jednorodnych.

### 6.5.1. Spalanie dyfuzyjne w strumieniu laminarnym

Wyidealizowany schemat spalania dyfuzyjnego przedstawia rys. 6.14. Wewnętrzny przewodem cylindrycznym o średnicy  $d_1$  płynie gaz palny z prędkością  $u$ . W przestrzeni pierścieniowej między przewodami wewnętrznym i zewnętrznym przepływa (z tą samą prędkością) powietrze. Poczynając od końca przewodu wewnętrznego, następuje mieszanie się gazu palnego z powietrzem. Po zapaleniu wytworzonej w ten sposób mieszanki w strefie o odpowiednim stężeniu powstaje czoło płomienia, ku któremu zdąża z jednej strony dyfundujące powietrze, a z drugiej dyfundujący gaz palny (rys. 6.15).



Jeśli wprowadzić następujące założenia:

— współczynniki dyfuzji powietrza i gazu palnego są sobie równe i wynoszą  $D$ ;

— paliwo i powietrze dyfundują tylko w kierunku promieniowym;

— strefa spalania jest nieskończenie cienka, a tym samym proces spalania zachodzi nieskończenie szybko;

— prędkości powietrza i paliwa są sobie równe;  
to zjawisko spalania dyfuzyjnego może być opisane za pomocą równania

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = u \frac{\partial c}{\partial z} - D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) \quad [6.11]$$

gdzie:  $c$  — stężenie mieszanki palnej, związane ze stężeniem paliwa i powietrza równaniem

$$c = C_p - l C_0$$

$C_p$  — stężenie paliwa,

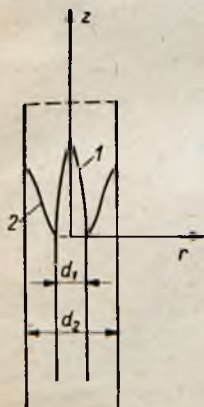
$C_0$  — stężenie tlenu,

$l$  — ilość cząstek tlenu potrzebna do spalenia jednej cząsteczki paliwa,

$\tau$  — czas,

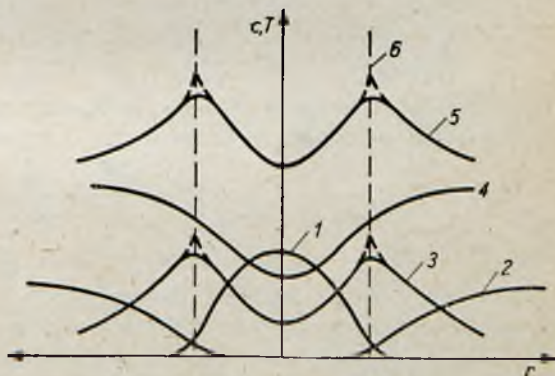
$z, r$  — współrzędne cylindryczne wg rys. 6.14,

$D$  — współczynnik dyfuzji.



Rys. 6.14. Kształt dyfuzyjnego płomienia laminarnego:

1 — przy nadmiarze powietrza, 2 — przy nadmiarze paliwa



Rys. 6.15. Rozkład stężenia  $c$  i temperatury  $T$  w płomieniu dyfuzyjnym:

1 — stężenie gazu palnego, 2 — stężenie tlenu, 3 — stężenie spalin, 4 — stężenie azotu, 5 — rozkład temperatury, 6 — położenie czoła płomienia

Równanie [6.11] ma dwa rozwiązania zilustrowane dwiema krzywymi przedstawionymi na rys. 6.14 (1 i 2).

Wynik zależy od współczynnika nadmiaru powietrza  $\alpha$  w mieszance palnej. Przy  $\alpha < 1$  powierzchnia płomienia zamyka się na osi strugi (krzywa 1). Przy  $\alpha > 1$ , a więc przy nadmiarze paliwa, powierzchnia płomienia zbliża się do ścianki zewnętrznego przewodu.

Na podstawie równania dyfuzji (Ficka)

$$\frac{\partial M}{\partial \tau} = -DF \frac{\partial c}{\partial r} \quad [6.12]$$

gdzie:  $M$  — masa dyfundującego gazu,

$F$  — powierzchnia dyfuzji,

$r$  — droga dyfuzji,

posługując się analizą wymiarową, można wyznaczyć zależność

$$\tau = \frac{r^2}{D}$$

Dla płomieni dyfuzyjnych z nadmiarem powietrza wysokość płomieni określa się położeniem jego wierzchołka na osi palnika. W tym przypadku droga dyfuzji tlenu wynosi połowę średnicy wewnętrznego przewodu

$$R = \frac{d_1}{2}$$

a czas dyfuzji

$$\tau \sim \frac{R^2}{D}$$

Gdy prędkość przepływu nie ulega zmianie i równa się  $u$ , wtedy wysokość płomienia wynosi

$$l_p = u\tau \sim \frac{uR^2}{D} \sim \frac{Q}{D} \quad [6.13]$$

gdzie:  $Q \sim uR^2$  — objętościowy wydatek gazu palnego.

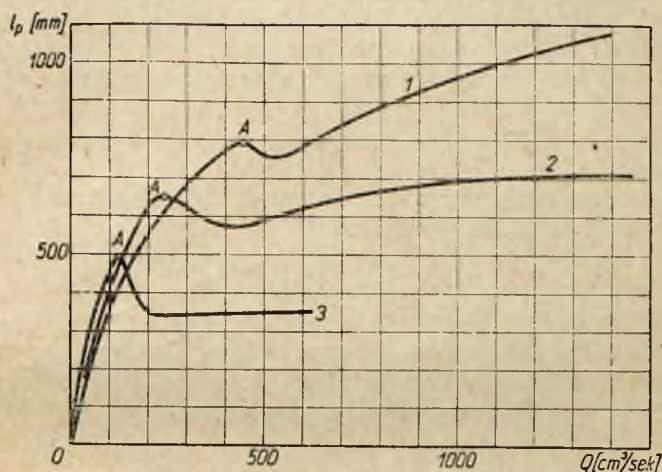
Z równania [6.13] wynika, że wysokość dyfuzyjnego płomienia laminarnego rośnie przy zwiększającej się prędkości przepływu i promienia palnika oraz przy zmniejszającym się współczynniku dyfuzji. Wysokość płomienia zmniejsza się wraz ze zmniejszaniem ciśnienia (przy nie zmieniającym się wydatku objętościowym), ponieważ wtedy współczynnik dyfuzji rośnie. Przy stałym wydatku ciężarowym wysokość płomienia nie zależy od ciśnienia.

Rzeczywisty obraz wpływu wydatku gazu palnego na długość płomienia dyfuzyjnego przedstawia rys. 6.16. Krzywe poza zakre-

sem spalania laminarnego obejmują także spalanie turbulentne (zakres spalania laminarnego kończy się u szczytu krzywej w punkcie A na rys. 6.17). Wnioski z tego wykresu są następujące:

— dla krótkich płomieni (przy  $l_p < 150$  mm) ważna jest zależność [6.13], z której wynika proporcjonalność długości płomienia i wydatku paliwa;

— dla płomieni dłuższych prędkość wzrostu długości płomienia wraz ze wzrostem wydatku maleje, co należy tłumaczyć spadkiem prędkości gazu i wzrostem współczynnika dyfuzji w miarę oddalania się od krawędzi palnika.



Rys. 6.16. Wpływ wydatku paliwa (gazu miejskiego —  $Q$ ) i średnicy palnika  $d_1$  na długość płomienia  $l_p$ :

1 —  $d_1 = 10,2$  mm; 2 —  $d_1 = 6$  mm; 3 —  $d_1 = 3,4$  mm. A — granica dyfuzyjnego płomienia laminarnego

Ten ostatni wpływ ilustruje stosowana w praktyce zależność

$$D = D_0 + kz$$

gdzie:  $D_0$  — współczynnik dyfuzji na krawędzi palnika,

$z$  — odległość od krawędzi palnika, mierzona na jego osi,

$k$  — stała doświadczalna.



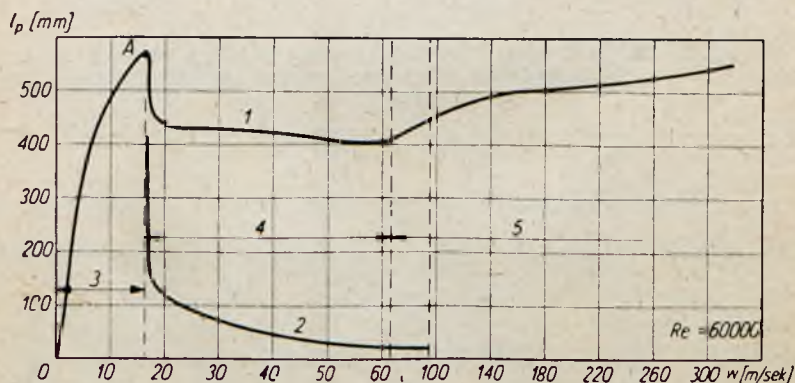
### • 6.5.2. Spalanie dyfuzyjne w strumieniu turbulentnym

Jak widać z rys. 6.16, zwiększenie wydatku gazu (a tym samym i jego prędkości w końcowym przekroju palnika) powoduje wydłużenie płomienia w zakresie spalania laminarnego. Po przekroczeniu pewnej granicznej prędkości początkowo w wierzchołkowej strefie, a później w całym płomieniu pojawiają się zawirowania, które skracają go zmieniając jednocześnie charakter procesu. Takie spalanie nosi nazwę spalania turbulentnego. Na rys. 6.17 przedstawiono zależność długości płomienia oraz długości strefy laminarnej w płomieniu od prędkości przepływu gazu palnego w końcowym przekroju palnika. W miarę wzrostu prędkości laminarny odcinek zmniejsza się aż do zupełnego zniknięcia, co następuje wtedy, gdy przepływ gazu jest turbulentny już w palniku. W ten sposób dyfuzyjne płomienie turbulentne można podzielić na dwie grupy:

- płomienie mieszane (strumień na wyjściu z palnika ma charakter laminarny),
- płomienie całkowicie turbulentne (strumień na wyjściu z palnika ma charakter turbulentny).

Cechą charakterystyczną płomieni turbulentnych jest nikły wpływ prędkości przepływu na ich długość.

Ten podstawowy wynik doświadczeń można łatwo uzasadnić teoretycznie. Jak wykazano w poprzednim paragrafie, wysokość dyfuzyjnego płomienia laminarnego jest wprost proporcjonalna do prędkości przepływu i kwadratu promienia palnika, natomiast



Rys. 6.17. Wpływ prędkości gazu w wyjściowym przekroju palnika na wysokość płomienia dyfuzyjnego:

1 — wysokość płomienia dyfuzyjnego, 2 — wysokość laminarnej części płomienia, 3 — zakres płomieni laminarnych, 4 — zakres płomieni mieszanych, 5 — zakres płomieni turbulentnych

odwrotnie proporcjonalna do współczynnika dyfuzji. Przy przepływie turbulentnym rolę współczynnika dyfuzji  $D$  spełnia współczynnik dyfuzji turbulentnej

$$D_T = L \sqrt{(u')^2}$$

gdzie:  $L$  — skala turbulencji,

$\sqrt{(u')^2}$  — średnia kwadratowa prędkości pulsacji.

Dla strumienia turbulentnego przyjmuje się

$$L \sim R$$

$$\sqrt{(u')^2} \sim u$$

Stąd

$$L \sqrt{(u')^2} \sim Ru$$

a wysokość płomienia

$$l_p \sim \frac{uR^2}{L \sqrt{(u')^2}} \sim \frac{uR^2}{Ru} \sim R$$

lub

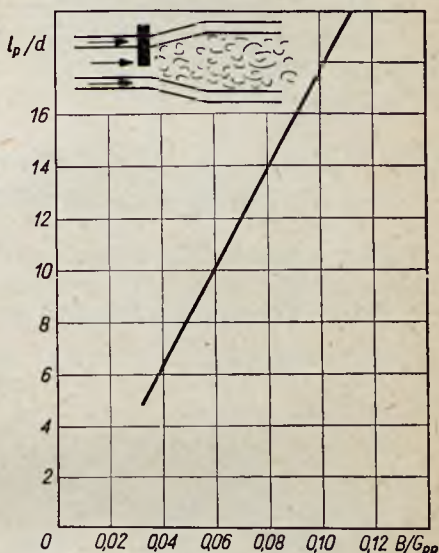
$$\frac{l_p}{R} \sim \text{const} \quad [6.14]$$

A więc bezwymiarowa wysokość całkowicie turbulentnego płomienia dyfuzyjnego jest wielkością stałą. Wysokość płomieni turbulentnych można zmniejszyć dwoma sposobami:

— doprowadzając do strumienia gazu palnego tzw. powietrze pierwotne jeszcze przed strefą spalania, przez co skraca się drogę dyfuzji cząstek powietrza wtórnego. W tym przypadku płomień ma charakter dyfuzyjno-mieszkankowy;

— zwiększając turbulencję przy zachowaniu prędkości przepływu.

Pierwszą metodę skracania płomienia ilustruje wykres na rys. 6.18.



Rys. 6.18. Wpływ stosunku wydatku paliwa do wydatku powietrza pierwotnego na długość płomienia w modelowych komorach spalania:  $B$  — wydatek paliwa,  $G_{pp}$  — wydatek powietrza pierwotnego,  $l_p$  — długość płomienia,  $d$  — średnica komory żarowej

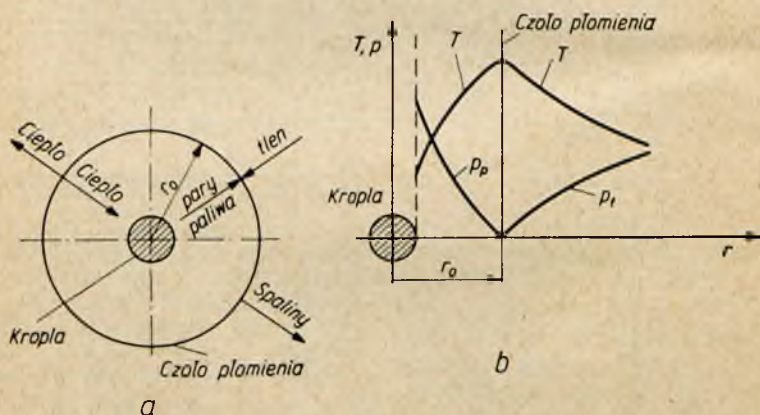
Z wykresu wynika, że przy zachowanym stosunku paliwa i powietrza całkowitego względna długość płomienia maleje, gdy wzrasta wydatek powietrza pierwotnego. Wpływ zwiększonej turbulencji na skrócenie płomienia można wyjaśnić uintensywieniem procesu mieszania gazu palnego i utleniającego.

Z istoty procesu turbulentnego przepływu wynika, że mieszanie powietrza i paliwa realizuje się w następstwie wzajemnego przenikania się elementarnych objętości gazu, których wielkość zależy od skali turbulencji.

Proces spalania rozpoczyna się na powierzchni zetknięcia się reagujących elementów, a dalsze rozprzestrzenianie się płomienia jest uwarunkowane szybkością molekularnej dyfuzji cząsteczek. Prędkość spalania dyfuzyjnego zależy więc od intensywności turbulencji oraz od współczynnika dyfuzji molekularnej.

### 6.5.3. Dyfuzyjna teoria spalania kropli paliwa ciekłego w atmosferze gazu utleniającego

Proces palenia się kropli paliwa w atmosferze utleniającej można zobrazować za pomocą modelu przedstawionego na rys. 6.19a. Temperatura kropli jest równa temperaturze wrzenia

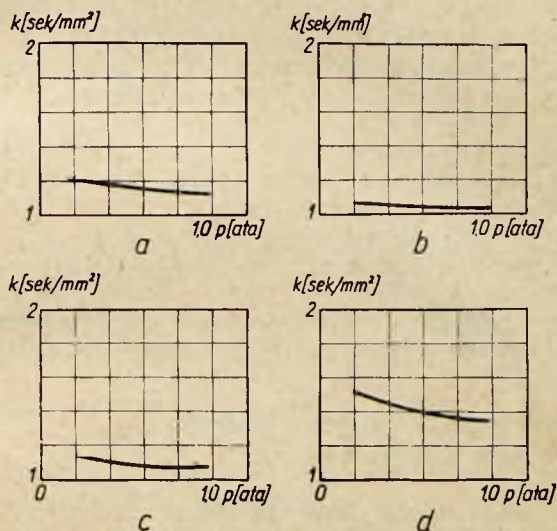


Rys. 6.19. Model spalania kropli paliwa ciekłego w gazowym ośrodku utleniającym

paliwa. Pary paliwa dyfundują w kierunku czoła płomienia, które ustala się w odległości  $r_0$  od środka kropli. Podobnie w kierunku czoła płomienia (ale od zewnątrz) dyfunduje tlen. Wytworzone w miejscu zetknięcia się par paliwa i tlenu ciepło przechodzi częściowo do kropli, częściowo zaś wraz ze spalinami na zewnątrz.



Rozkład temperatur oraz rozkład ciśnień cząstkowych par paliwa i tlenu w warstwie powierzchniowej kropli przedstawia rys. 6.19b. W opisanym modelu szybkość palenia się jest związana ściśle z szybkością parowania, a ta z kolei z szybkością przewodzenia ciepła między czołem płomienia i kroplą.



Rys. 6.20. Wpływ ciśnienia i rodzaju paliwa węglowodorowego na wartość stałej prędkości spalania:

a — benzyna, b — izooktan, c — nafta, d — spirytus etylowy

Jeśli przyjąć, że zjawiskiem kontrolującym proces jest dyfuzja par paliwa od kropli w kierunku otaczającego ją czoła płomienia, wtedy wynik analizy matematycznej jest analogiczny do tego, jaki otrzymano w rozdziale 5 dla parującej kropli paliwa ciekłego w ośrodku gazowym (równanie [5.8]).

$$\tau = k (d_0^2 - d^2) \quad [6.15]$$

gdzie:  $k$  — stała prędkości spalania,

$d_0$  — początkowa średnica kropli,

$d$  — średnica kropli w chwili  $\tau$ , liczonej od rozpoczęcia się spalania.

Stała spalania  $k$  zależy od podstawowych parametrów termodynamicznych i od rodzaju paliwa. Odpowiednie zależności ilustrują wykresy na rys. 6.20.

## 6.6. TEORIA PALENIA SIĘ RAKIETOWYCH STAŁYCH MATERIAŁÓW PĘDNYCH

Rakietowe stałe materiały pędne stanowią mieszaninę paliwa i utleniacza uformowaną w bryłę o kształcie zależnym od przewidywanego programu spalania.

Przez termin spalanie stałego materiału pędного rozumie się ciąg procesów chemicznych, w których wyniku materiał pędny poddany działaniu bodźca zapłonowego zamienia się w produkty gazowe. Odpowiednio ukształtowaną bryłę stałego materiału pędного nazywa się ziarnem. Spalanie ziarna zachodzi na jego powierzchni.

Prędkość spalania stałego materiału pędного zdefiniowano jako drogę przebytą w jednostce czasu przez czoło płomienia prostopadle do powierzchni swobodnej ziarna.

Jak już o tym była mowa w rozdziale 4, stałe materiały pędne dzielą się na dwie grupy: grupę materiałów jednorodnych i niejednorodnych.

Mechanizm spalania się tych dwu kategorii materiałów pędnych jest różny i dlatego zostanie omówiony niezależnie.

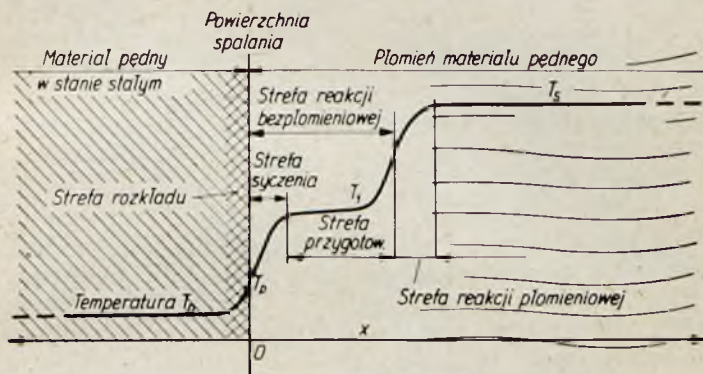
### • 6.6.1. Spalanie stałego materiału pędного o strukturze jednorodnej

Spalanie stałych materiałów pędnych następuje warstwami równoległymi, dlatego można je traktować jako proces jednowymiarowy, zmienny wzdłuż osi prostopadłej do płonącej powierzchni (rys. 6.21). Ponieważ substancja paląca się ma niską przewodność cieplną, zmiany w materiale pędnym wywołane przez zachodzące na powierzchni spalanie sięgają niezbyt daleko w głąb materiału. Ruch ciepła od płomienia w kierunku znajdującego się w fazie stałej materiału pędного powinien być wystarczający do utrzymania temperatury reagujących substancji w poszczególnych warstwach na poziomie potrzebnym do zachowania ciągłości reakcji.

W ten sposób wytwarza się stan ustalony, scharakteryzowany stałymi natężeniami przepływu masy i energii przez strefę spalania oraz stałymi gradientami koncentracji i temperatury. Pierwszą strefą materiału, do której dochodzi oddziaływanie płomienia, jest warstwa podpowierzchniowa nazywana strefą rozkładu. Wzrost temperatury w tej warstwie wywołuje egzotermiczny rozkład nitrocelulozy i nitrogliceryny na produkty gazowe. Innym źródłem ciepła ogrzewającego warstwę podpowierzchniową jest reakcja zachodząca między estrami kwasu azotowego i środkiem stabilizującym (np. centralitem etylowym). Zadaniem środ-

ków stabilizujących jest reagowanie z tlenkami azotu, które powstają przy samorzutnym rozkładzie estrów kwasu azotowego podczas składowania paliwa i zapobieganie w ten sposób przyspieszonej reakcji autokatalitycznej.

W wysokiej temperaturze substancje stabilizujące mogą reagować bezpośrednio z estrami kwasu azotowego, a reakcja ta ma charakter egzotermiczny.



Rys. 6.21. Obraz spalania jednorodnego materialu pędnego

Równowaga cieplna w dowolnej płaszczyźnie obszaru objętego spalaniem jest określona zależnością

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - m c_p \frac{\partial T}{\partial x} + q_x = 0$$

gdzie:  $x$  — odległość od czoła płomienia,  
 $\lambda$  — współczynnik przewodności cieplnej,  
 $m$  — masowe natężenie spalania,  
 $q_x$  — strumień cieplny wytworzony wskutek reakcji chemicznej w płaszczyźnie  $x$ .

Pierwszy człon równania przedstawia szybkość zmiany energii cieplnej w jednostce objętości, spowodowanej przez przewodzenie, drugi człon — szybkość zmiany entalpii czynnika, a trzeci — szybkość wyzwiania się energii cieplnej na skutek spalania. Równanie to można łatwo rozwiązać zakładając, że  $q_x = 0$ , co jest bliskie prawdy w płaszczyznach bardziej oddalonych od powierzchni spalania. Po scałkowaniu otrzymuje się

$$T - T_0 = (T_p - T_0) e^{-\frac{m c_p x}{\lambda}} \quad [6.16]$$

gdzie:  $T_0$  — początkowa temperatura materialu pędnego,  
 $T_p$  — temperatura powierzchni spalania.



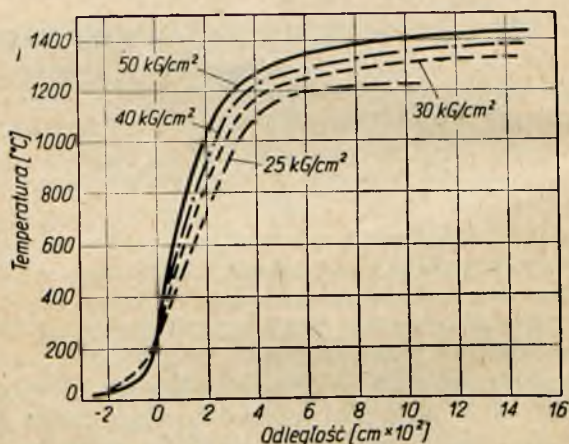
Wyznaczony doświadczalnie rozkład temperatur w pobliżu powierzchni spalania dla nitrocelulozy z 10% dodatkiem centralitu etylowego przedstawia wykres na rys. 6.22. Jeśli przyjąć, że rozkład temperatur wewnątrz materiału pod warstwą powierzchnią jest opisany przez równanie [6.16], wtedy ilość nagromadzonego tam ciepła wyniesie

$$q = \int_{-\infty}^0 (T - T_0) \rho c_p dx = (T_p - T_0) \rho c_p \int_{-\infty}^0 e^{\frac{mc_p x}{\lambda}} dx$$

temperatura powierzchni natomiast

$$T_p = T_0 + \frac{qm}{\rho\lambda}$$

W ten sposób otrzymuje się (podstawiając konkretne wartości), że temperatura powierzchni spalania materiału pędnego o podwójnej podstawie wynosi  $330 \pm 45^\circ\text{C}$ . Mechanizm tworzenia się mieszaniny gazowej w wyniku reakcji w strefie rozkładu jest



Rys. 6.22. Rozkład temperatur w pobliżu powierzchni spalania w zależności od ciśnienia dla stałego materiału pędnego

uważany za proces, który kontroluje szybkość spalania stałych materiałów pędnych. Powstałe w strefie rozkładu cząstki nienasycone są wyrzucane w kierunku fazy gazowej prostopadle do powierzchni ziarna. Cząstki te zapoczątkowują reakcję drugiego rzędu w następnej strefie zwanej strefą syczenia. Produktami reakcji są tu: tlenki azotu oraz poszczególne związki organiczne

łącznie z takimi trwałymi produktami końcowymi, jak azot, para wodna, tlenek i dwutlenek węgla. Dotychczasowe reakcje uwalniają energię rzędu 500 kcal/kg, to jest mniej niż połowę całkowitego ciepła spalania. Temperatura na końcu strefy syczenia wynosi  $\sim 1500^{\circ}\text{C}$ . Z kolei następują przemiany o charakterze przygotawczym (strefa przygotowania), w której tworzą się aktywowane produkty bez wydzielania ciepła.

W końcowym stadium reakcji tlenki azotu reagują z pozostałym utleniającym się materiałem, a produkty dążą do osiągnięcia stanu równowagi termodynamicznej. Temperatura płomienia osiąga wówczas swą maksymalną wartość około  $3000^{\circ}\text{K}$ , strefa reakcji zaś intensywnie świeci. Strefa syczenia wraz ze strefą przygotowania stanowi strefę reakcji bezpłomieniowych. Szerokość tej strefy  $l$  [mm] zależy od ciśnienia  $p$  [kg/cm<sup>3</sup>] i jest określona doświadczalnym równaniem

$$l = \frac{8790}{p^3}$$

Przy małych ciśnieniach obszar wysokiej temperatury jest zbyt odległy od palącej się powierzchni, aby dostarczyć większej energii do wstępnego rozkładu w warstwie powierzchniowej (w płomieniu stałych materiałów palnych promieniowanie ma dużo mniejsze znaczenie niż przewodnictwo).

To zjawisko jest przyczyną istnienia charakterystycznego dla danego materiału palnego minimalnego ciśnienia, poniżej którego nie można uzyskać ustalonego procesu spalania. Gdy ciśnienie spadnie poniżej wartości ciśnienia minimalnego, strefa reakcji bezpłomieniowych rozszerzy się, obniży się intensywność w strefach rozkładu i syczenia, zmniejszy się koncentracja produktów aktywowanych w strefie przygotowania i strefa płomienia znika.

Jakkolwiek reakcje wstępne przebiegają nadal i ziarno zużywa się, jednak reakcja ma przebieg niepełny i temperatura substratów jest niska. To zjawisko jest początkiem przerywanego działania komór spalania pracujących przy zbyt niskim ciśnieniu.

#### 6.6.2. Spalanie stałego materiału pędnego o strukturze niejednorodnej

Różnorodność materiałów pędnych o strukturze niejednorodnej jest tak duża, że jakieś ogólne ujęcie procesów spalania tej grupy paliw jest niemożliwe. Jednakże większość materiałów tego typu wykazuje podobieństwo pod względem budowy fizycznej oraz własności balistycznych. Wspólną cechą tych materiałów jest między innymi stosunkowo powoli zmieniająca się zależność szybkości spalania od temperatury i ciśnienia. Niejednorodna budowa

omawianych tu paliw daje w wyniku niejednorodność na powierzchni spalania i w strefie reakcji płomienia. Podstawowym składnikiem utleniającym w pędnych materiałach o strukturze niejednorodnej jest na ogół nadchloran potasu rozproszony w podłożu żywcowym. Rozkład termiczny nadchloranu na powierzchni spalania prowadzi do mieszaniny gazowej, zawierającej tlen i chlorek potasowy. Otaczające nadchloran potasu podłoże wytwarza równocześnie gaz palny, zmieszany z cząsteczkami węgla. Szybkość reakcji między tymi składnikami, a stąd i odległość między gorącą strefą płomienia i powierzchnią materiału pędnego zależą od szybkości mieszania się strumieni. Im lepiej rozdrobniony jest nadchloran, tym więcej wytworzy on drobnych źródeł tlenu, co skróci drogę mieszania za pośrednictwem dyfuzji i zwiększy szybkość reakcji przez polepszenie wymiany ciepła z powierzchnią spalania.

Ponieważ szybkość dyfuzji maleje ze wzrostem ciśnienia, więc w pewnym stopniu wyrównuje to silną zależność szybkości spalania podłoża od ciśnienia, a tym samym osłabia wpływ ciśnienia na prędkość spalania stałego materiału pędnego o strukturze niejednorodnej.

### 6.6.3. Prawo palenia się stałych materiałów pędnych

Technika raketowa kontynuuje stare tradycje artyleryjskie. Ten fakt przyczynił się do tego, że w terminologii dyscyplin naukowych ściśle z nią związanych pokutuje wiele nieaktualnych już dziś i nienaturalnie brzmiących pojęć i sformułowań. Nie dziwny się więc dysproporcji, jaka istnieje między patetycznie brzmiącym tytułem tego rozdziału a skromnym i prostym formalnie równaniem opisującym zależność między prędkością spalania stałych materiałów pędnych i ciśnieniem, w którym ten proces zachodzi.

Równanie to ma następującą postać

$$w = bp^n \quad [6.17]$$

gdzie:  $w$  — prędkość spalania,

$p$  — ciśnienie,

$n$  — doświadczalny wykładnik potęgowy zależny od składu materiału pędnego,

$b$  — stała doświadczalna, zależna od początkowej temperatury materiału pędnego.

Jest to równanie przybliżone, ważne w zakresach określonych doświadczalnie. Na podstawie jednak wielu badań można sformułować następujące uogólnienia:



— przy wysokich ciśnieniach (powyżej  $20 \div 140$  at) równanie spełnia się bardzo dokładnie;

— w średnim zakresie ciśnień występują nieregularności (spotyka się obszary, w których prędkość spalania nie zależy od ciśnienia lub nawet maleje ze wzrostem ciśnienia);

— w zakresie ciśnień najniższych równanie nie jest spełnione, gdyż materiał przestaje się palić poniżej ciśnienia wynoszącego  $0,3 \div 20$  at.

Zjawiska te można wyjaśnić na gruncie wyżej podanej teorii spalania stałych materiałów pędnych. Przy wysokich ciśnieniach większość energii potrzebnej do przeprowadzenia rozkładu w warstwie podpowierzchniowej pochodzi ze strefy płomienia. O natężeniu dopływu energii do powierzchni decyduje przewodność cieplna płomienia i odległość obszaru wysokich temperatur od powierzchni spalania. Ponieważ szybkość reakcji w płomieniu zależy od ciśnienia, zatem przy wzroście ciśnienia zwiększa się przepływ energii do powierzchni fazy stałej i rośnie prędkość spalania. W średnim zakresie ciśnień strefa płomienia jest nieco oddalona od powierzchni fazy stałej. W związku z tym pewien udział energii potrzebnej do podtrzymania spalania musi być przekazany ze strefy syczenia. Reakcje w tym obszarze są przewlekłe i w dużym stopniu zależą od składu materiału pędnego, w przeciwieństwie do reakcji w strefie płomienia, które są zasadniczo jednakowe dla wszystkich paliw o podwójnej podstawie.

W następstwie tego zależność prędkości spalania od ciśnienia w średnim zakresie ciśnień jest znacznie mniej regularna. Przy bardzo niskich ciśnieniach ilość energii przechodzącej do powierzchni spalania z fazy gazowej jest bardzo nieznaczna i szybkość spalania staje się w przybliżeniu prawie niezależna od ciśnienia.

Zmiana prędkości spalania ze zmianą początkowej temperatury materiału pędnego jest stosunkowo niewielka i wynosi zwykle poniżej 5% na  $10^{\circ}\text{C}$ . Podwyższenie początkowej temperatury materiału pędnego powoduje wzrost ostatecznej temperatury płomienia. Tym samym zwiększa się energia cieplna, płynąca wstecz od strefy płomienia ku powierzchni fazy stałej materiału pędnego i równocześnie wzrasta prędkość spalania. Wpływ ten uwzględnia się przez odpowiednią określoną doświadczalnie zmianę stałej  $b$  w równaniu [6.17], którą z tego powodu nazywa się współczynnikiem temperatury.

Współczynnik temperatury przy danej temperaturze  $T_0$  może być wyznaczony z zależności

$$b = \frac{C}{T' - T_0}$$

gdzie:  $C$ ,  $T'$  — stałe, charakterystyczne dla danego paliwa.

Zależność  $b$  od temperatury dla materiału palnego typu J.P.N. podaje tabela 6.1. Skład oraz inne własności tego materiału znajdują się w tabeli 4.1.

Tabela 6.1

**Zależność współczynnika temperatury  $b$  od początkowej temperatury stałego materiału pędnego typu J. P. N.**

$t [^{\circ}\text{C}]$	-18	21	60
$b$	0,0683	0,0832	0,1011

Wpływ temperatury płomienia (którą można określić za pomocą znanej wartości opałowej paliwa i składu spalin) na jego prędkość wynika bezpośrednio z zależności słusznej dla większości stałych materiałów pędnych o strukturze jednorodnej

$$w = 1 + p e^{-6,46 + 0,703 \cdot 10^{-3} T_s}$$

gdzie:  $w$  — prędkość spalania w cm/sek,

$p$  — ciśnienie w kG/cm<sup>2</sup>,

$T_s$  — temperatura spalania w  $^{\circ}\text{K}$ .

Dla tego rodzaju materiałów pędnych temperatura płomienia jest w przybliżeniu liniową funkcją wartości opałowej. Nie jest zatem niespodzianką, że między wartością opałową i prędkością spalania zachodzi następujący związek

$$\lg w' = 1,47 + 0,846 \frac{Hu}{1000}$$

gdzie:  $w'$  — podwójna prędkość spalania przy  $p = 1000$  kG/cm<sup>2</sup> w mm/sek,

$Hu$  — wartość opałowa w kcal/kG.

Powyższe zależności są wyprowadzone z danych doświadczalnych. Są one słuszne jedynie w zakresie wysokich ciśnień, gdzie szybkość spalania jest w znacznej mierze sterowana przez dopływ energii ze strefy płomienia, nie są natomiast zgodne z rzeczywistością w zakresie średnich i niskich ciśnień (poniżej 140 kG/cm<sup>2</sup>), w których albo w ogóle nie ma strefy płomienia, albo znajduje się ona w pewnej odległości od powierzchni spalania.

Pewien wpływ na prędkość spalania wykazuje także zjawisko promieniowania.

Energia promieniowania wysyłana przez strefę płomienia jest pochłaniana przez ziarno materiału pędnego, podwyższa jego tem-

peraturę, a zatem zwiększa prędkość spalania w sposób analogiczny do działania wzrostu temperatury początkowej.

Wpływ promieniowania powinien być więc uwzględniony w zależności określającej współczynnik temperatury

$$b = \frac{C}{T' - (T_0 + \Delta T_\lambda)}$$

gdzie:  $C$ ,  $T'$  — stałe, charakterystyczne dla danego paliwa,  
 $\Delta T_\lambda$  — przyrost temperatury na skutek promieniowania.

Przyrost temperatury ziarna na skutek promieniowania jest niewielki i może wynieść przy najbardziej sprzyjających warunkach najwyżej  $130^\circ\text{C}$ .

Określony dodatek sady do materiału ziarna znakomicie zmniejsza wpływ promieniowania i zabezpiecza przed jego skutkami.

#### LITERATURA DO ROZDZIAŁU 6:

- 6.1. De Zubay: *Characteristics of Dics Controlled Flame Aero-Digest*, July 1950.
- 6.2. D. B. Spalding: *Theoretical Aspects of Flame Stabilisation*. Aircraft Engineering, September 1953.
- 6.3. B. Lewis, R. Pease, H. Taylor: *Combustion Processes*. Princeton University Press, 1956.
- 6.4. E. Zukoski, F. Marble: *Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blowoff from Bluff Bodies*. Proceedings of the Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry, 1956.