

# Zasady obliczeń zdławienia $\text{NO}_x$ metodą dozowanego skierowanego wtrysku balastu wodnego

*Aleksander Szkarowski*  
*Politechnika Koszalińska*

## 1. Wstęp

Niniejsza praca kończy logiczny cykl publikacji autora poświęconych współczesnemu wizerunkowi teorii powstania tlenków azotu przy spalaniu paliwa organicznego [1] i nowoczesnym metodom zmniejszenia ich emisji do atmosfery [2].

W poprzednich publikacjach autora [2,3] zdefiniowano pojęcie tzw. *strefy decydującego wpływu* (SDW) w płomieniu palącego się paliwa. Temperaturowe warunki i koncentracje komponentów reakcji chemicznych w tych strefach definitywnie wyznaczają intensywność powstawania tlenków azotu ( $\text{NO}_x$ ) i ich końcowe stężenie w spalinach. Z kolei oddziaływanie na wspomniane warunki (zarówno temperaturowe jak i koncentracyjne) w tych strefach umożliwia w znaczny sposób ograniczyć powstawanie  $\text{NO}_x$  i zmniejszyć zanieczyszczenie atmosfery tym jednym z najbardziej niebezpiecznych produktów spalania każdego paliwa organicznego.

Podstawą opracowywania teorii SDW była temperaturowo-geometryczna struktura płomienia według *L.M.Tsyrułnikow*'a [4], który dzieli płomień na cztery następujące strefy:

- strefa  $A_1$  – od wylotowej krawędzi otworu palnika do przekroju paleniska o temperaturze 1650 K (jest to temperatura przy której według „termicznej” teorii *Zeldowicza* stężenie  $\text{NO}$  osiąga  $1 \text{ mg/m}^3$ );
- strefa  $A_2$  – od wymienionego wyżej przekroju do przekroju z maksymalną temperaturą, gdzie intensywność utleniania azotu powietrza osiąga maksimum;

- strefa B – od przekroju z maksymalną temperaturą do przekroju o „krytycznej„ temperaturze 1650 K, gdzie przeważnie kończy się spalanie składników palnych, a stężenia „powietrznego” NO osiąga maksimum;
- strefa C – od wymienionego wyżej przekroju do wyjścia z paleniska, gdzie już nie zachodzi istotna zmiana koncentracji (pod warunkiem, że w płomieniu nie ma powodujących te zmiany czynników nie związanych z paleniem).

W odróżnieniu od czterostrefowej struktury *Tsyrułnikow*'a, który dzieli w taki sposób cały płomień, w koncepcji autora taką strukturę przyporządkowuje się każdej strudze palącego się paliwa gazowego [2, 3].

W płomieniu wydzielają się dwie strefy decydującego wpływu, które odróżniają się udziałem różnych mechanizmów powstania tlenku azotu NO:

- SDW-I – znaczna część strefy  $A_1$ , oddziaływanie na którą może wywierać istotny wpływ na wytwarzanie się NO głównie według „niecieplnych” dróg mechanizmu łańcuchowego;
- SDW-II – strefa maksymalnych temperatur na styku stref  $A_2$  i B, oddziaływanie na którą wyznacza możliwości zdławienia „termicznego” mechanizmu utleniania azotu powietrznego.

Dokładne określenie oddziaływania na SDW pozwala prawidłowo konstruować nowe palniki lub polepszać ekologiczne wskaźniki zużycia paliwa w urządzeniach istniejących. Dla uzyskania najlepszych wyników aktywnego oddziaływania na SDW przy spalaniu gazowego paliwa najbardziej nadaje się metoda *dozowanego skierowanego balastowania* płomienia (DSB). W odróżnieniu od wcześniej stosowanego integralnego balastowania płomienia dokładnie dozowany i precyzyjnie skierowany wtrysk wodnego balastu w SDW pozwala zmniejszyć emisję  $NO_x$  nie pogarszając wskaźników efektywności zużycia paliwa.

## 2. Obliczanie działania wtrysku w SDW-I

Wcześniejsze badania autora pozwoliły wyraźnie zdefiniować następujące zasady aktywnego oddziaływania na SDW-I, gdzie przeważają „niecieplne” mechanizmy wytwarzania się tlenku azotu.

1) Sposób wprowadzenia balastu w tę strefę każdej strugi paliwa gazowego powinien zapewnić maksymalną aerodynamiczną i chemiczną intensyfikację wewnątrzpłomieniowych procesów.

2) Osiągnięta za sprawą wtrysku intensyfikacja pozwala na zmniejszenie zapotrzebowania na powietrze i na zachowanie ogólnego temperaturowego poziomu strefy płomienia  $A_1$ .

3) Zmniejszenie stężenia tlenu wraz z tymczasowym lokalnym podwyższeniem parcjalnego ciśnienia CO na niezmiennym tle temperaturowym tworzy ogólne warunki dla zdławienia powstania NO według „szybkiego (frontalnego)” mechanizmu.

4) Towarzyszącymi elementami zdławienia -  $\text{NO}_x$  są:

- ogólne złagodzenie temperaturowej nierównomierności turbulentnego płomienia, co dławi efekt pulsacyjnego akumulowania NO według „termicznych” mechanizmów które nieuchronnie są obecne w tej strefie [2];
- zwiększenie przewodności elektrycznej płomienia, co przyczynia się do elektrochemicznego rozpadu jonizowanych cząstek NO [2].

Główna trudność praktycznej realizacji tych zasad polega na takim zapewnieniu dozowanego skierowanego balastowania, które byłoby technicznie możliwe do zastosowania na poziomej eksploatacji. A.A.Jemieljanow określał ją jako strefy intensywnej generacji tlenków azotu (SIG) jako strefy lokalnych maksimum temperatury ustalając następującą zależność biegunowego kąta położenia centrum SIG  $\alpha_c$  od względnej mocy kotła:

$$\alpha_c = 18,5 \sqrt{\left( \frac{D}{D_{nom}} - 0,44 \right)} \quad (1)$$

Ponieważ ze zmianą obciążenia kotła wspomniane centrum przesuwa się w palenisku, Jemieljanow opracowuje urządzenie dla wtrysku, które zrasza jednocześnie całą strefę ewentualnego położenia SIG [5].

W naszym przypadku chodzi o dozowanym skierowanym balastowaniu samych SDW, a mianowicie – SDW-I. Z tego punktu widzenia zarówno współrzędne strefy, jak i jej rozmiar mają zasadnicze znaczenie. Skoro SDW-I utożsamia się ze strefą palenia, mówimy o położeniu i grubości reakcyjnej strefy płomienia. Jak podano w [6], przy rozwiniętym burzliwym przepływie strumieni paliwa względna długość płomienia  $\bar{L}_{pl} = L_{pl}/d_o$  ( $d_o$  – średnica wylotowego otworu palnika) praktycznie nie zależy od prędkości wypływu strug. Zwróćmy uwagę, że w wielu technicznie rozpowszechnionych przypadkach zwłaszcza przy obniżonych obciążeniach wypływ gazu z dysz palników odbywa się w przejściowej strefie  $\text{Re} = (5+15)10^3$ . Jednak doświadczalnie ustalono szereg dodatkowych turbulizujących czynników, które zmieniają widok zależności  $\bar{L}_{pl} = f(\text{Re})$ , wynikający wyłącznie ze współdziałania cząsteczkowego i molowego przenoszenia masy. Do takich czynników zaliczymy niestabilność konwekcyjną i różnego rodzaju akustyczne i mechaniczne oddziaływania.

W sposób naturalny do listy tych turbulizujących czynników dołącza się wtrysk balastu. To wszystko tworzy możliwość nie używać równomiernego balastowania całej strefy ewentualnego położenia SDW, lecz zraszać wyłącznie strefy SDW-I każdej strugi paliwa.

Integralną charakterystyką warunków wypływu strugi według *L.A. Wulisa*'a jest parametr zgodności przepływu:

$$m = \frac{u_{\infty}}{u_0}, \quad (2)$$

gdzie:

$u_{\infty}$  - prędkość otoczenia, do którego odbywa się wypływ;

$u_0$  - osiowa składowa prędkości strugi.

W strudze zatopionej ( $m = 0$ ) oraz przy wypływie z  $m \leq 0,5 \div 0,7$  nierównomierność pól ciśnienia jest znikomo mała. Zmiana ciśnienia liczy się jako istotna przy skrzywieniu linii prądu przy  $m > 1$  oraz w przypadku  $m < 0$  (nachodzący wsteczny strumień). Zagadnienie określania rozmiaru (grubości) reakcyjnej strefy  $\delta$  rozwiązuje się wychodząc z założenia (w pierwszym przybliżeniu), że palenie zlokalizowano jest w strefie maksymalnych temperatur, oraz poprzez wprowadzenie (ze względów wymiarowości) charakterystycznego bezwymiarowego parametru:

$$k \cdot \delta^2 / D \approx const, \quad (3)$$

gdzie:

$D$  - współczynnik dyfuzji;

$k = k_0 \exp(-E/RT)$  - stała szybkości reakcji.

Przy tym, jeśli  $\tau'_k$  - charakterystyczny czas reakcji, to:

$$k \approx 1 / \tau'_k \quad (4)$$

Z (4) bezpośrednio wynika, że przy laminarnym (homogenicznym) spalaniu charakterystyczny rozmiar strefy reakcji ma rząd grubości frontu płomienia jednorodnej mieszaniny:

$$\delta \approx \sqrt{D/k} \approx \sqrt{a/k}, \quad (5)$$

gdzie:

$a$  – współczynnik wyrównania temperatury.

Uwzględniając, że normalna prędkość rozprzestrzenienia płomienia stanowi:

$$u_n \approx \sqrt{D \cdot k}, \quad (6)$$

otrzymamy:

$$\delta \approx u_n / k, \quad (7)$$

co wskazuje na podobieństwo procesów fizycznych przy spalaniu homogenicznym i przy spalaniu wewnątrz strefy reakcyjnej płomienia nie przemieszanych gazów. Jeśli  $l$  – rozmiar strefy zmieszania, to dla względnej wartości rozmiaru strefy reakcji otrzymamy:

$$\bar{\delta} = \delta / l = \sqrt{D / (l^2 k)} = \sqrt{\tau_k / \tau_d}, \quad (8)$$

gdzie:

$$\tau_k = 1 / k_0;$$

$$\tau_d \approx l^2 / D \quad (\text{charakterystyczny czas dyfuzji}).$$

Wzór (8) może być wykorzystany również do oszacowywania grubości strefy reakcji w turbulentnym płomieniu. W tym celu należy  $D$  zamienić przez współczynnik turbulentnej dyfuzji  $D_t$ , a jako stałą szybkości reakcji  $k$  stosować jej efektywną wartość  $\langle k \rangle$ . Liczbowe wartości współczynników uczestniczących we wzorach obliczeniowych mogą być uzyskane w wyniku rozwiązywania konkretnego zagadnienia palenia się gazu w warstwie granicznej [6].

Względna długość strugi paliwa  $h/d$  w płasko-równoległym znoszącym strumieniu (rys. 1) dokładnie opisuje się równaniem:

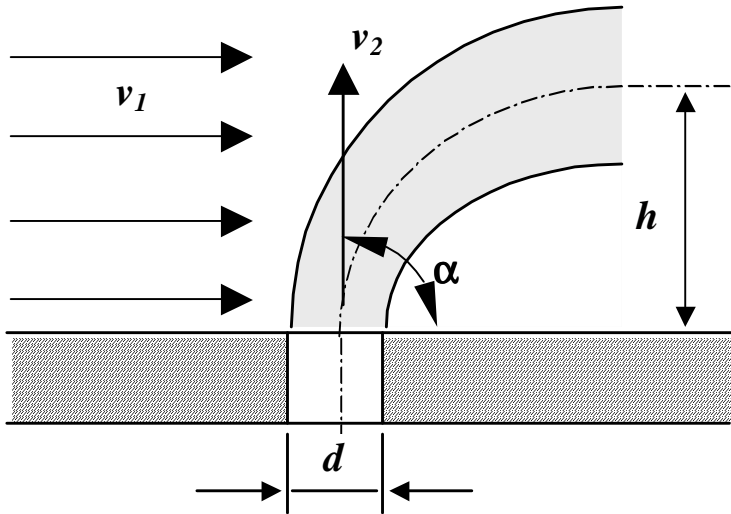
$$h/d = 12 \frac{\text{Re}_{v_1}^{1.3}}{\text{Re}_{v_2}^{1.625}}, \quad (9)$$

które może zostać uproszczone do wzoru:

$$h/d = k \cdot \sin \alpha \cdot \frac{v_2}{v_1} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}, \quad (10)$$

gdzie:

$\alpha$  - kąt ataku strumienia poprzecznego.



**Rys. 1.** Schemat rozwoju strugi w płasko-równoległym znoszącym strumieniu  
**Fig. 1.** Development of a jet in a plane-parallel blowing off stream

Odróżnienie rozwoju strugi w zakręconym strumieniu od rozpatrzonego płasko-równoległego modelu potrzebuje określenia rzeczywistej prędkości  $v'_1$  względem średnio- przepływowej prędkości strumienia powietrza  $v_1$ . Z dostateczną dla omawianych celów dokładnością ta różnica może być uwzględniona poprzez średni kąt  $\mu$  wznoszenia strumienia po spirali:

$$v'_1 = v_1 / \sin \mu \quad (11)$$

Jednak przy rozwiązywaniu zagadnienia o położeniu SDW i jej optymalnym zraszaniu należy uwzględnić również, że rzeczywista względna długość drogi, którą przeszłą struga,  $\bar{S} = S/D_e$ , może istotnie różnić się od względnej współrzędnej rozpatrywanego punktu  $\bar{x} = x/D_e$  (tu  $D_e$  – ekwiwalentna średnica komory paleniska). Równanie prędkościowej osi strugi w znośnym strumieniu ma postać:

$$x/d = \left[ \frac{1}{(\rho \bar{u}^2)} \right]^{1.3} \left( \frac{y}{d} \right)^3 - \frac{y}{d} \cdot \text{tg}(\alpha - 90^\circ), \quad (12)$$

a przy normalnym kącie ataku strumienia znośnego ( $\alpha = 90^\circ$ )

$$x/d = \frac{1}{q} \left( \frac{y}{d} \right)^3, \quad (13)$$

gdzie:

$$q = (\rho \bar{u}^2)^{1.3} \quad (14)$$

R.B.Ahmedow [7], opierając o równanie różniczkowe:

$$dS^2 = dx^2 + dy^2, \quad (15)$$

oraz stosując całkę eliptyczną  $F(K, \varphi)$ , gdzie:

$$\left. \begin{aligned} K &= \sin 45^\circ \\ \cos \varphi &= \frac{1-t^2}{1+t^2} \\ t &= \sqrt{\frac{3y}{qd^2}} \end{aligned} \right\}, \quad (16)$$

wyprowadza wzory dla  $\bar{S}$  i  $\cos\phi$ , gdzie jedynym parametrem jest hydrodynamiczny parametr  $q$ . Przy czym przy dużych wartościach  $\bar{x}$ , gdy słuszny jest warunek:

$$\frac{3}{q^{1/3}} (\bar{x})^{2/3} \gg 1, \quad (17)$$

$\phi \approx 1,0$  i wzór dla długości drogi mieszania strugi upraszcza się do widoku:

$$\bar{S} = \bar{x} + 0,71\sqrt{q} \quad (18)$$

Przy małych  $q$  i znacznych  $\bar{x}$  względna różnica pomiędzy  $\bar{S}$  a  $\bar{x}$  stanowi zaledwie kilka procent. Przy odwrotnym zaś stosunku parametrów różnica ta osiąga setki procentów. W tym samym przekroju  $x$  wzrost hydrodynamicznego parametru  $q$  powoduje ulepszanie mieszania nie tylko wskutek bardziej równomiernego rozproszenia paliwa w strumieniu powietrza, a również za sprawą istotnego powiększenia rzeczywistej drogi mieszania strugi gazowej.

Wzory (3) - (18) stanowią teoretyczną podstawę zarówno dla określania konfiguracji i położenia SDW-I w płomieniu, jak i dla odpowiadającego temu geometrycznemu obrazowi zraszaniu strefy balastem wodnym.

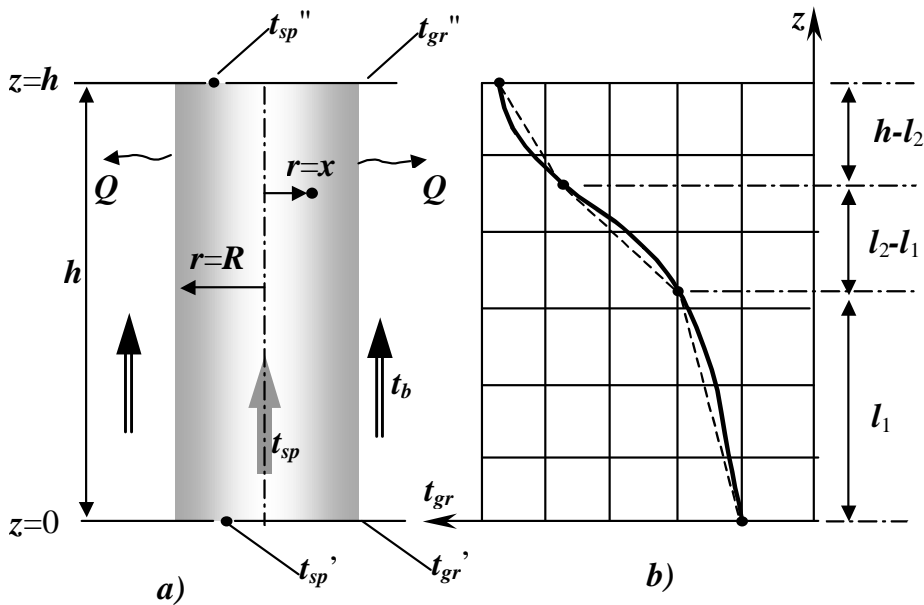
### 3. Obliczanie działania wtrysku w SDW-II

W drugiej strefie decydującego wpływu aktywne oddziaływanie balastu ma wszystkie oznaki tradycyjnego podejścia do danego sposobu zdławienia -  $\text{NO}_x$ . Wśród licznych prac naukowych opisujących zwykłe zastosowanie balastowania płomienia, mające na celu obniżenie temperatury spalania, można wyróżnić prace, które stosują strefową zasadę nie tylko dla analizy struktury płomienia, a również dla oddziaływania na niego. W pracach *Tsyrułnikow*'a oddziaływanie wykonuje się na strefy złożonego płomienia z wykorzystaniem licznych palników usytuowanych na kilku poziomach. W pracy *Jemieljanow*'a wydziela się SIG pojedynczego płomienia i opracowuje się złożone urządzenie dla jego zraszania.

W naszym przypadku celem zasadniczej wagi jest maksymalne obniżenie potrzebnej ilości balastu za pośrednictwem strugowego rozpatrywania przepływu gazu, zarówno jak i oddziaływania na niego. Dla opisanego wymiany ciepła na granicy podziału układu „spaliny-balast” zastosowano podejście wykorzystane przez *A.K.Rodin*'a [9] dla przypadku wymiany ciepła pomiędzy stru-



gami zimnej mieszanki gazu z powietrzem, a rozżarzonymi ściankami kanałów perforacji w promiennikowych palnikach gazowych.



**Rys. 2.** Perforacyjny model wymiany ciepła w SDW-II między strumieniem spalin a balastem: a – schemat wymiany ciepła w cylindrycznych współrzędnych; b – profil temperaturowy na granicy podziału

**Fig. 2.** Perforating model of heat exchange in SDW-II between exhaust stream and ballast: a – heat exchange diagram in the cylindrical coordinates; b – boundary temperature profile

Zamieńmy sytuację na odwrotną i rozpatrzmy wymianę ciepła pomiędzy rozżarzonymi spalinami a zimnym balastem. Przy tym zmieszanie na drodze  $h$  zastąpimy przez konwekcyjne przejmowanie ciepła według Rodin'a (rys. 2). Ilość ciepła oddawanego spalinami na granicach  $n$  warunkowych kanałów o średnicy  $R$  jest to wartość:

$$\sum Q = \alpha \cdot n \cdot 2\pi R \cdot h(t_{sp} - t_{gr}), \quad (19)$$

gdzie:

- $\alpha$  – współczynnik przejmowania ciepła;
- $t_{sp}$  – temperatura spalin;
- $t_{gr}$  – temperatura balastu na granicy podziału ośrodków.

Ujawniony w [9] charakter podziału temperatury na ściance kanału i model matematyczny opisujący odpowiedni profil temperaturowy można przekształcić dla warunków, w których rozwija się rozpatrywany proces wymiany ciepła, w następujący sposób:

$$t_{gr} = t'_{sp} - (t'_{sp} - t''_{gr}) c^{-m_{sp} \cdot h \left(1 - \frac{x^2}{h^2}\right)} \quad (20)$$

gdzie:

$t_{gr}$  - bieżąca temperatura na granicy podziału ośrodków w przekroju  $x$ ;

$t'_{sp}$  - początkowa temperatura produktów spalania;

$t''_{gr}$  - końcowa temperatura na granicy podziału przyjęta w założeniu, że na drodze  $h$  słuszny jest warunek:  $t''_{gr} \Rightarrow t''_{sp}$  ;

$$m_{sp} = \frac{M_{sp} c_{sp}}{\lambda(1 - \phi)} \quad (21)$$

$M_{sp}$  - masowa prędkość produktów spalania;

$c_{sp}$  - ciepło właściwe spalin;

$\lambda$  - współczynnik przewodzenia ciepła balastu;

$\phi$  - warunkowy współczynnik przekroju w świetle dla masy balastu perforowanego strugami produktów spalania.

Przypuszczenia przy takiej przebudowie modelu są całkiem do przyjęcia z uwzględnieniem hydro- i termodynamicznych uproszczeń już przyjętych w wyjściowym modelu [8].

Wprowadźmy cylindryczne współrzędne (zob. rys. 2) z osią  $z$ , skierowaną wzdłuż osi strugi ( $0 \leq z \leq h$ ) i radialną współrzędną  $r$  ( $0 \leq r \leq R$ ). Jeśli założymy, że przepływ produktów spalania odbywa się pod wpływem skoku ciśnienia  $\Delta p$ , to równanie przenoszenia ciepła dla naszego przypadku ma widok (siłą symetrii przepływ rozpatruje się jako niezależny od biegunowego kąta):

$$\frac{\Delta p}{4\mu h} R^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \frac{\partial t}{\partial z} = a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left( r \frac{\partial t}{\partial r} \right) \quad (22)$$

gdzie:

$\mu$  - współczynnik dynamicznej lepkości;

$a$  - współczynnik wyrównania temperatury:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} = \text{const} \quad (23)$$

Funkcja rozkładu temperatury  $f(z)$  na granicy podziału zależy od warunków granicznych. Jednak określając gęstość strumienia ciepła na granicy jako:

$$q_{gr} = \lambda \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=R} = \lambda \frac{\Phi}{4} R \cdot f(z), \quad (24)$$

a średnią masową temperaturę produktów spalania jako:

$$t_m = \frac{\int_0^R \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) r \cdot t(r, z) \cdot dr}{\int_0^R \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) r \cdot dr} = t_{gr}(z) - \frac{11}{96} \Phi R^2 \cdot f(z), \quad (25)$$

oraz przyjmując charakterystyczną różnicę temperatury  $t_{gr} - t_m$ , uzyskamy wartość współczynnika przejmowania ciepła:

$$\alpha = \frac{g_{gr}}{t_{gr} - t_m} = \frac{24}{11} \cdot \frac{\lambda}{R} \quad (26)$$

i liczby *Nusselta*:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot 2R}{\lambda} = \frac{48}{11} \quad (27)$$

Jeśli zamiast średniej masowej temperatury  $t_m$  używać średnią całkową:

$$t_{sr} = \frac{2}{\pi R^2} \int_0^R \pi r \cdot t(r, z) dr, \quad (28)$$

otrzymamy:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 3 \frac{\lambda}{R} \\ \text{Nu} &= 6 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

W każdym razie dla przyjętych założeń wartość kryterium *Nusselt*'a nie zależy od prawa rozkładu temperatury na granicy wymiany ciepła pomiędzy produktami spalania a balastem.

Przez analogię z powyższą metodą można uzyskać wzór dla określenia ilości ciepła oddawanego produktami spalania otaczającemu balastowi. Ponieważ profil krzywej temperaturowej w rozpatrywanym modelu wymiany ciepła ma dwa charakterystyczne przebiegi na odległości  $l_1$  i  $l_2$  od początku procesu wymiany ciepła (zob. rys. 2), całą drogę mieszania logicznie jest podzielić na odpowiednie odcinki  $l_1$ ,  $l_2-l_1$  i  $h-l_2$ , a potem zastosować aproksymację przez linię łamaną. Wówczas poszukiwaną ilość ciepła określa się przez sumę całek, wyznaczających wymianę ciepła na każdym z wyżej wspomnianych charakterystycznych odcinków:

$$\begin{aligned} Q &= 2\alpha\pi R n \times \\ &\times \left\{ \int_0^{l_1} \frac{11}{96} \Phi R^2 \left[ \frac{12}{\Phi R^2} \exp\left(-\frac{12}{\Phi R^2} z\right) \int_0^z \frac{T_{gr}(l_1) - T_{gr}(0)}{l_1} \exp\left(\frac{12}{\Phi R^2} z\right) dz \right] dz + \right. \\ &+ \int_{l_1}^{l_2} \frac{11}{96} \Phi R^2 \left[ \frac{12}{\Phi R^2} \exp\left(-\frac{12}{\Phi R^2} z\right) \int_{l_1}^z \frac{T_{gr}(l_2) - T_{gr}(l_1)}{l_2 - l_1} \exp\left(\frac{12}{\Phi R^2} z\right) dz \right] dz + \\ &+ \left. \int_{l_2}^h \frac{11}{96} \Phi R^2 \left[ \frac{12}{\Phi R^2} \exp\left(-\frac{12}{\Phi R^2} z\right) \int_{l_1}^z \frac{T_{gr}(h) - T_{gr}(l_2)}{h - l_2} \exp\left(\frac{12}{\Phi R^2} z\right) dz \right] dz \right\} = \\ &= \frac{11}{48} \alpha \pi R^3 n \Phi \left\{ T_{gr}(h) - T_{gr}(l_2) + \frac{\Phi R^2}{12} \times \left[ \frac{T_{gr}(l_1) - T_{gr}(0)}{l_1} \left( e^{-\frac{12}{\Phi R^2} l_1} - 1 \right) + \right. \right. \\ &+ \left. \left. \frac{T_{gr}(l_2) - T_{gr}(l_1)}{l_2 - l_1} \left( e^{-\frac{12}{\Phi R^2} l_2} - e^{-\frac{12}{\Phi R^2} l_1} \right) + \frac{T_{gr}(h) - T_{gr}(l_2)}{h - l_2} \left( e^{-\frac{12}{\Phi R^2} h} - e^{-\frac{12}{\Phi R^2} l_2} \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

Jest to jeden z możliwych sposobów modelowania wymiany ciepła przy balastowaniu drugiej strefy decydującego wpływu, który nie mniej pozwala sformułować wniosek, zbiegający się w głównej swojej części z wynikami *Jemieljanow'a*. Jednak autor artykułu formułuje ten wniosek w stosunku nie do całego płomienia, a w odniesieniu właściwie do SDW-II:

*w strefach z przeważnie termicznym mechanizmem wytwarzania się NO gęstość zraszania płomienia powinna odpowiadać gradientowi wzrostu stężenia tlenu azotu a na skutek tego – gradientowi wzrostu wartości względnej entalpii w płomieniu.*

Uzyskane w podany powyżej sposób teoretyczne podstawy metody dozowanego skierowanego balastowania płomienia zostały zrealizowane w praktyce przez zespół naukowy po kierownictwem autora. Opracowana technologia zdławienia -  $\text{NO}_x$  została wdrożona przy spalaniu gazowego paliwa w kotłach o małej i średniej mocy [10].

## Literatura

1. **Szkarowski A., Łatowski L.:** Analiza problemu zanieczyszczenia atmosfery tlenkami azotu. Zeszyty Naukowe Politechniki Koszalińskiej. Nr 21. – Koszalin, 2002.
2. **Szkarowski A.:** Technologia redukcji emisji  $\text{NO}_x$  metodą dozowanego skierowanego balastowania płomienia. Rocznik Ochrona Środowiska. Tom 3. – Koszalin, Polska, s. 51÷73, 2001.
3. **Szkarowski A.L.:** Podwyższenie efektywności ochrony atmosfery przy spalaniu gazowego i ciekłego paliwa. Autoreferat rozprawy habilitacyjnej. Sankt-Petersburg, s. 53, 1997.
4. **Tsyrułnikow L.M.:** Sposoby zmniejszenia powstania toksycznych i gresywnych produktów spalania gazu ziemnego i mazutu. Informacja przeglądowa WNIIE-Gazprom. Seria: Najważniejsze problemy naukowo-techniczne przemysłu gazowego. Zeszyt 3, s. 36, 1980.
5. **Jemieljanow A.A.:** Opracowanie urządzeń wtryskających dla zdławienia tlenków azotu przy spalaniu gazu i mazutu w paleniskach kotłów. Autoreferat rozprawy doktorskiej. Sankt-Petersburg, s. 26, 1992.
6. **Wulis L.A., Jarin L.P.:** Aerodynamika płomienia. Leningrad. Energia, 216 s., 1978.
7. **Ahmedow R.B.:** Palniki nadmuchowe. Moskwa. Nedra, s. 272, 1977.
8. **Rodin A.K., Mogilewicz L.M.:** Badania wymiany ciepła w ceramicznych perforowanych nasadkach palników promieniujących. Zeszyt: Dostarczanie i spalanie gazu. Saratow, s. 14÷27, 1980.
9. **Briuchanow O.N.:** Radiacyjno-konwekcyjna wymiana ciepła przy spalaniu gazu w układach perforowanych. Leningrad. Wyd. LGU, s. 68, 1977.
10. **Wolikow A.N., Szkarowski A.L.:** Metody zdławienia emisji tlenków azotu przy spalaniu gazu i mazutu w kotłach o małej i średniej mocy. Moskwa. Wyd. IRC Gazprom, s. 29, 1993.

# Principles Of Calculation At Suppression Of NO<sub>x</sub> Formation By A Method Of The Dosed Directed Injection Of A Water Ballast

## Abstract

This article concludes the cycle of the author's publications of those examining the contemporary state of the theory of NO<sub>x</sub> formation in the flame of the burning fuel and the new methods of reduction in their emission into the atmosphere.

In the foregoing works the concept of the zones of the determining influence (ZDI) is formulated. Temperature and concentration conditions in these zones determine the intensity of the NO<sub>x</sub> formation and their concentration in the combustion products. Action on these conditions makes it possible to considerably limit NO<sub>x</sub> emission and the atmosphere pollution.

The calculation of action in the ZDI-1 is based on the following basic conditions:

- 1) Ballast must be introduced into the ZDI-1 of each jet of the burning fuel. This must ensure the maximum aerodynamic and chemical intensification of the intra-jet processes.
- 2) The intensification reached as a result of injection makes it possible to decrease the need of air with the retention/maintaining of the overall temperature level of the process.
- 3) The decrease of O<sub>2</sub> concentration together with a temporary local decrease in CO partial pressure against the constant temperature background creates conditions for the NO suppression by the "prompt" mechanism.

Formulae (3) - (18) are theoretical basis for determining of configuration and position of ZDI-1 in the flame, and also for the effective injection of the water ballast.

In the ZDI-2 the injection must ensure a usual decrease in the temperature level for the NO suppression by the "thermal" mechanism. However, this must be with the minimally necessary quantity of the ballast reached.

Calculation is based on the model of the heat exchange borrowed from the theory of the infrared radiating burners. In our case interaction between the hot walls of channels and the cold gas-air mixture is substituted to the heat exchange between the combustion products and the cold ballast.

This approach made it possible to formulate the main principle of active action on the flame in the ZDI-2: in zones with the predominantly "thermal" mechanism- of NO formation the density of the moistening flow must correspond to the gradient of NO concentration increase and, as a result, to the gradient of the relative flame enthalpy increase.