Доклады Академии Наук СССР
1953. Том LXXXIX, № 3

ТЕПЛОТЕХНИКА

Б. В. КАНТОРОВИЧ

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ГЕТЕРОГЕННОГО ГОРЕНИЯ И ГАЗИФИКАЦИИ ПОТОКА ТОПЛИВА

(Представлено академиком М. В. Кирпичевым 27 XII 1952)

Разработка методики расчета топок и газогенераторов требует развития теории горения и газификации потока, т. е. движущейся в виде слоя частиц или в виде взвешенных пылевидных частиц массы топлива. Используя достижения теории горения отдельной угольной частицы, канала (см. [1] и другие работы советских ученых), мы рассматриваем поток топлива как сплошную и вместе с тем прерывную среду, состоящую из однородных частиц. Концентрация газа c и реакционная поверхность S относятся к единице объема этой среды. Суммарные физико-химические константы гетерогенных реакций горения и восстановления углекислоты k' и k'' относятся к единице поверхности S. Объем пустот в единице объема потока топлива обозначим m.

На основе предложенного нами метода анализа процесса горения потока топлива [2-5] можно исследовать основные характеристики динамики этого процесса. При этом применим уравнение энергии

$$-\gamma_0 v_0 c_p \frac{dT}{dx} - Q'\gamma_т (1 - m_0) u_0 \frac{d\vartheta^3}{dx} - \frac{\alpha T}{R} = 0, \tag{1}$$

где T — температура; $\gamma_0 v_0$ — весовая скорость; c_p — теплоемкость Q' ккал/кг — тепловыделение реакции за вычетом тепла на подготовку топлива; $\gamma_т$ и u_0 — удельный вес и начальная скорость частиц топлива; ϑ — относительный радиус частицы; x — расстояние от начала зоны горения; α — суммарный коэффициент теплоотдачи; R — гидравлический радиус сечения зоны горения.

Рассмотрим в кинетическом уравнении (для пылевидного топлива)

$$-\gamma_т (1 - m_0) u_0 \frac{d\vartheta^3}{dx} = Mk'Sc \tag{2}$$

предельный случай, когда $k' = D / r_0 \vartheta$ (диффузионная область), где r_0 — начальный радиус частицы; D — коэффициент диффузии; M — стехиометрическое отношение; $D = D_0 (T / T_0)^2$.

В этом случае:

$$\frac{d\vartheta}{dx} = -\frac{MD_0 c_0}{u_0 \gamma_т r_0^2} \frac{\left[1 - \frac{\mu_0}{M}(1 - \vartheta^3)\right]}{\vartheta}, \tag{3}$$

где μ_0 — начальная концентрация топлива, $M / \mu_0 = \alpha$ — коэффициент избытка воздуха. Отсюда:

$$x = p\,[P(a,\ y_0) - P(a,\ y)], \tag{4}$$

где

$$p = \frac{\gamma_т u_0 r_0^2}{MD_0 c_0}\alpha^{2/3}; \quad a^3 = 1 - \frac{1}{\alpha}; \quad y = \vartheta\,\frac{1}{\alpha^{1/3}}; \tag{4'}$$

$$P(a,\ y) = \frac{1}{6a}\ln\frac{a^2 - ay + y^2}{(a+y)^2} + \frac{1}{a\sqrt{3}}\,\mathrm{arc\,tg}\,\frac{2y - a}{a\sqrt{3}}. \tag{5}$$

На основании этого можно построить график (рис. 1) в виде семейства кривых $\vartheta = f(x)$ при различных значениях a от $a = 0$ $(\alpha = 1)$ до $a = 1$ $(\alpha = \infty)$. Величина ϑ^3, очевидно, характеризует степень выгорания топлива. Из рис. 1 видно, что с уменьшением α длина зоны горения, соответствующая полному выгоранию $(\vartheta = 0)$, увеличивается до $x = \infty$ при $\alpha = 1$.

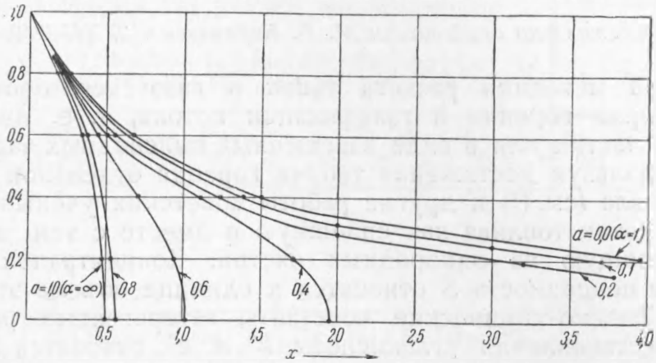

Рис. 1. Кривые выгорания $\vartheta = f(x)$ при разных значениях a (для $a = 0{,}2$ при $\vartheta = 0$ $x = 5{,}05$; для $a = 0{,}1$ $x = 11{,}00$)

График рис. 1 построен при $p = 1$ (за исключением предельных значений при $a = 1$ и $a = 0$, при построении которых было принято изменение p пропорционально $\alpha^{2/3}$), принимая все другие величины, входящие в коэффициент при $\alpha^{2/3}$, в том числе u_0, постоянными.

На рис. 2 кривая a дает зависимость длины зоны горения от коэффициента избытка воздуха с учетом изменения коэффициента p пропорционально $\alpha^{2/3}$ и при $u_0 = \mathrm{const}$.

При постоянном весовом расходе топлива $G_т = \mathrm{const}$. Величина скорости

$$u_0 = \frac{G_т}{\mu_0 c_0}. \tag{6}$$

Подставляя значение u_0 в (4′), найдем

$$p = \frac{\gamma_т r_0^2 G_т}{M^2 c_0^2 D_0}\alpha^{5/3}. \tag{7}$$

При условии $G_т = \mathrm{const}$ зависимость длины зоны горения от α изменяется, а именно, при больших α длина зоны горения увеличивается. Это объясняется тем, что с уменьшением концентрации топлива μ_0 должна возрастать скорость движения частиц u_0, а следовательно, возрастать и длина пути полного выгорания частицы. С уменьшением α в пределах от $\alpha = 1{,}2$ до $\alpha = 1$ наблюдается быстрое увеличение длины зоны горения до $x = \infty$ при $\alpha = 1$.

В соответствии с этим в топке некоторой конечной длины с уменьшением α в указанных пределах наблюдается быстрое возрастание величины недожега топлива (ϑ^3).

В рассматриваемом случае оптимальное значение получается порядка $\alpha = 1{,}2$. Как было нами показано [2], по мере выгорания частиц происходит переход процесса горения в другую предельную область — „кинетическую“, в которой суммарная физико-химическая константа k' равна k — кинетической константе.

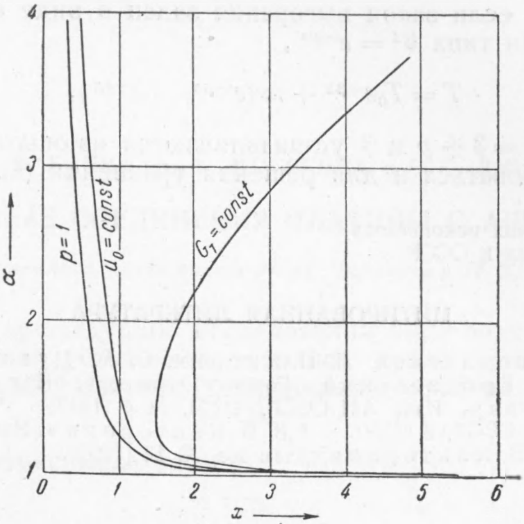

Рис. 2. Кривые зависимости длины зоны горения x от коэффициента избытка воздуха α

При этом с увеличением α температура уменьшается, длина зоны горения и длина зоны подготовки еще быстрее возрастают, вплоть до срыва пламени.

Полное решение задачи определения длины зоны горения с учетом диффузии и кинетики, принимая во внимание сложную для интегрирования зависимость k от температуры, затруднительно и возможно только с помощью зонального расчета [5]. Приближенно кинетическая зависимость $k = f(T)$ может быть заменена интерполяционной формулой, например, параболической типа $k = aT + bT^2$.

Согласно [2], для частицы пылевидного топлива (без учета внутреннего реагирования)

$$\frac{1}{k'} = \frac{1}{k} + \frac{r_0 \vartheta}{D}. \tag{8}$$

Подставляя величину k' в уравнение (2) и пользуясь интерполяционной формулой, получим приближенное решение из следующего уравнения:

$$\frac{d\vartheta}{dx}\,\frac{1}{bT_0^2 + \dfrac{aT_0^2}{T}} + \frac{d\vartheta}{dx}\,\frac{r_0\vartheta}{D_0} = -\frac{Mc_0}{\gamma_T r_0 u_0}\left[1 - \frac{\mu_0}{M}\left(1 - \vartheta^3\right)\right]. \tag{9}$$

Распределение температур T вдоль зоны горения можно найти, зная закон выгорания потока топлива $\vartheta = f(x)$. Для этого надо воспользоваться уравнением энергии. При сложном виде зависимости $\vartheta = f(x)$ интегрирование затрудняется. В этом случае можно выполнить приближенное интегрирование, применяя теорему о среднем значении функции, и притти к следующей простой формуле:

$$T = [T_0 + m(1 - \vartheta^3)]\, e^{-\beta x}, \tag{10}$$

причем

$$m = \frac{\gamma_т (1 - m_0)\, u_0 Q'}{\gamma_0 v_0 c_p}, \quad \beta = \frac{\alpha}{\gamma_0 v_0 c_p R}. \tag{11}$$

В частности, если закон выгорания задан в виде опытной показательной функции типа $\vartheta^3 = e^{-px}$,

$$T = T_0 e^{-\beta x} + m(e^{-\beta x} - e^{-nx}), \tag{12}$$

где величины $n = \beta + p$ и β устанавливаются из опыта. Формулой (10) можно воспользоваться и для решения уравнения (9).

Институт горючих ископаемых
Академии наук СССР

Поступило
25 XII 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. С. Предводителев, Л. Н. Хитрин, О. А. Цуханова, Х. И. Колодцев, М. К. Гродзовский, Горение углерода, Изд. АН СССР, 1949. [2] Б. В. Канторович, Изв. АН СССР, ОТН, № 4 (1947). [3] Б. В. Канторович, Тр. ИГИ АН СССР, 2 (1950). [4] Б. В. Канторович, Изв. АН СССР, ОТН, № 7 (1948). [5] Б. В. Канторович, там же, № 12 (1952).