

ТЕПЛОТЕХНИКА

Л. Т. КУЛОЯН

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ЗОЛЬНОГО ТОПЛИВА  
 В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБЛАСТИ

1. С теоретических позиций тепловой режим горения рассматривается в теории элементарных процессов горения, где объектом исследования является индивидуальная частица топлива и чаще углерода.

Считая размеры частицы сравнительно небольшими, допускают, что ее поверхность горения изотермична и равнодоступна к диффузии.

Упрощающим допущением является также принятие закона химического реагирования по первому порядку. Математическая трактовка задачи, которая облегчается этими и другими подобными допущениями, имеет цель отыскать: а) значения режимных параметров, поддерживающих устойчивое горение на данном уровне, и б) критические условия перехода процесса из одной области в другую, сопровождаемый воспламенением или потуханием. Количественные соотношения базируются на двух исходных уравнениях:

$$Q_1 = Q_2, \quad (1)$$

$$\frac{dQ_1}{dT} = \frac{dQ_2}{dT}, \quad (2)$$

где  $Q_1$  — количество выделенного тепла на единице поверхности в единицу времени;

$Q_2$  — количество отведенного тепла с единицы поверхности в единицу времени.

На основании (1, 2) и пользуясь рядом математических упрощений, Д. Франк-Каменецкий получил основные соотношения для гетерогенных реакций первого порядка [1].

В известных нам работах рассматривается только беззольное топливо (беззольный кокс). Однако с практической точки зрения значительный интерес представляет изучение теплового режима горения зольного топлива.

Процесс горения зольного топлива весьма сложен и еще недостаточно изучен. Мнения о степени влияния зольности на процесс горения весьма противоречивы [2], хотя всеми признается, что нарастающий зольный слой должен оказать определенное воздей-

стие как на условия диффузии реагирующего газа, так и на условия теплообмена от этой (реакционной) поверхности.

2. Напишем уравнение теплового баланса для единицы поверхности горения зольного топлива (рис. 1.) Для самого общего случая его можно представить в таком виде [3]:

$$K_{эф} c_0 q - K (T_r - T_0), \quad (3)$$

где  $K_{эф}$  — эффективная константа скорости реакции;  
 $c_0$  — концентрация кислорода в окружающей среде;  
 $q$  — тепловой эффект реакции;  
 $K$  — коэффициент теплопередачи, характеризующий теплоотвод от горячей поверхности в окружающую среду;

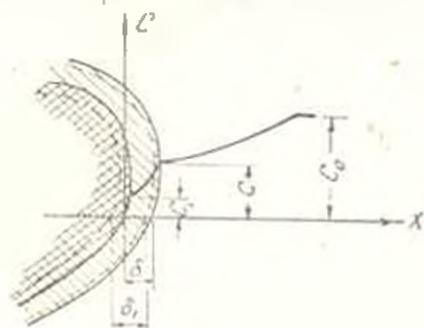


Рис. 1. Схема горения зольного топлива.  $r_0$  — толщина зольного слоя в момент времени  $t$ ;  $\delta$  — толщина зольного слоя через промежуток времени  $\Delta t$ .

$T_r$  — температура горения, которую считаем равной температуре газовой у реакционной поверхности;

$T_0$  — температура окружающей среды.

Эффективная константа скорости реакции зависит от химического (кинетического  $\frac{1}{K^*}$ ), и от диффузионных (внешнего  $\frac{1}{\beta}$  и зольного слоя  $\frac{1}{\beta_1}$ ) сопротивлений.

Таким образом, если не учитывать внутреннего реагирования, т. е. считать, что реагирующий газ не проникает во внутрь частицы топлива, величину  $K_{эф}$  можно определить по формуле [3]:

$$K_{эф} = \frac{1}{\frac{1}{K^*} + \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\beta_1}} = \frac{K^* \beta \beta_1}{K^* \beta + K^* \beta_1 + \beta \beta_1}, \quad (4)$$

где  $K^*$  — константа скорости реакции,  $\frac{1}{сек}$  (или  $м/сек$ );

$\beta$  — коэффициент газотдачи для внешней диффузии,  $\frac{м^2}{м^2 сек}$ ;

$\beta_1$  — коэффициент газотдачи для диффузии через зольную оболочку,  $\frac{м^2}{м^2 сек}$ .

В частных случаях, в зависимости от соотношения кинетических и диффузионных сопротивлений, величина  $K_{эф}$  может принимать более простой вид.

3. В самом общем случае тепловой поток от горячей поверхности направляется к внешней поверхности зольной оболочки путем теплопроводности, конвекции и лученспускания грехатомных газов и далее от внешней поверхности зольной оболочки к окружающей среде путем конвекции и лученспускания (рис. 2).

Таким образом, коэффициент теплопередачи в общем случае примет такой вид:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 + \alpha_3 + \alpha_4'} + \frac{1}{\alpha + \alpha_2}} \quad (5)$$

Представленные коэффициенты теплоотдачи учитывают:

$\alpha_1$  — теплопроводность зольной оболочки, причем

$$\alpha_1 = \frac{\delta}{\lambda_2},$$

где  $\delta$  и  $\lambda_2$  — соответственно толщина зольного слоя и коэффициент теплопроводности золы (шлака);

$\alpha_2$  — теплоотдача конвекцией в зольном слое;

$\alpha_3$  — теплоотдача лученспусканием грехатомных газов внутри зольного слоя;

$\alpha$  — теплоотдача конвекцией от внешней поверхности зольной оболочки к окружающей среде и

$\alpha_4$  — лученспускание в окружающую среду от внешней поверхности зольного (шлакового) слоя.

Выражение [9] только приближенно отражает сложную картину теплоотдачи при горении зольного топлива.

По мере выгорания куска топлива постепенно увеличивается толщина зольного слоя, уменьшаются внешние размеры куска, изменяются температуры на граничных поверхностях  $T$  и  $T_1$  и т. д.

Если зола весьма пористая, ее оболочку можно рассматривать как некоторую жидкую среду, эффективное термическое сопротивление которой  $\left(\frac{1}{\alpha_3}\right)$  эквивалентно действительному сопротивлению зольного слоя;

$$\frac{1}{\alpha_3'} = \frac{1}{\alpha_3 + \alpha_4} \quad (6)$$

При невысоком температурном уровне горения можно пренебречь лученспусканием, тогда

$$K = \alpha_{3ф} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha + \alpha_2'} \quad (7)$$

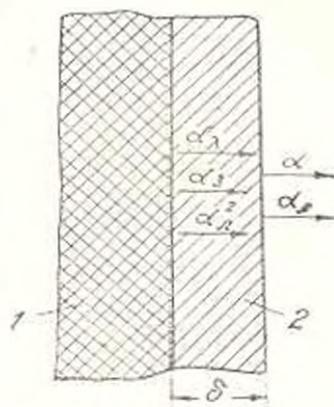


Рис. 2. Схема теплоотвода зольного топлива, 1 — топливо, 2 — зола.

Фигурирующие здесь величины можно найти из следующих уравнений:

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{d}, \quad (8)$$

$$\alpha_2 = \frac{Bi\lambda_2}{\delta}, \quad (9)$$

В этих выражениях:

$Nu$  — критерий Нуссельта;

$Bi$  — критерий Био;

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности продуктов горения;

$\lambda_2$  — " " " " " зола;

$\delta$  — толщина зольного слоя;

$d$  — характерный размер частицы.

Если, наоборот, зольная оболочка обладает низкой пористостью (шлак), можно считать доминирующим теплопроводность, тогда:

$$\alpha_2^2 = \alpha_2 + \alpha_1, \quad (10)$$

$$\frac{\lambda_{20}}{\delta} = \alpha_2 + \frac{\lambda_2}{\delta}, \quad (11)$$

при невысоких температурах, пренебрегая лученспусканием, получим:

$$K = \frac{1}{\frac{\delta}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha}} = \frac{\alpha\lambda_2}{\lambda_2 + \delta\alpha}. \quad (12)$$

Граничным значениям коэффициента теплоотвода  $K$  будут соответствовать условия в начале горения, когда  $\delta = 0$ , и условия, близкие к полному выгоранию, когда  $\delta = d$ .

В начальной стадии горения, когда  $\delta = 0$ , независимо от ожидаемой структуры зольного слоя, согласно (5),

$$K = \alpha + \alpha_2. \quad (13)$$

В конечной стадии горения, согласно (17, 18 и 19) и считая  $d \sim \delta$ , получим для очень пористой золы:

$$K = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{\frac{1}{Nu\lambda + \alpha_2\delta} + \frac{1}{\lambda_2(Bi+1)}}. \quad (14)$$

Пренебрегая лученспусканием ( $\alpha_2 = 0$ ) для низкотемпературной области горения, получим:

$$K_{d-1} = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{\frac{1}{Nu\lambda} + \frac{1}{\lambda_2(Bi+1)}}. \quad (15)$$

Для низкопористой золы (шлак), согласно (10 - 12), получим:

$$K_{d-1} = \frac{1}{\frac{\delta}{\lambda_{20}} + \frac{1}{\alpha + \alpha_2}}. \quad (16)$$

4. Рассмотрим тепловой режим горения зольного топлива во внутри кинетической области. Как известно, она характеризуется низким температурным уровнем и соответственно низкой интенсивностью процесса.

Поэтому как внешнее диффузионное сопротивление, так и диффузионное сопротивление нарастающего зольного слоя оказываются намного меньшими, чем химическое сопротивление, т. е.

$$\frac{1}{K^*} \gg \frac{1}{\beta} \quad \text{и} \quad \frac{1}{K^*} \gg \frac{1}{\beta_1}$$

В результате этого можно полагать, что концентрации реагирующего газа (кислорода) в среде, на поверхности частицы и на самой реакционной поверхности, равны, т. е.

$$c = c_s = c_0.$$

Согласно (4),

$$K_{\text{эф}} = K^*,$$

т. е. с точки зрения интенсивности горения, а значит и тепловыделения, наличие зольного слоя в рассматриваемой области существенного влияния не оказывает. Однако условия теплоотвода несомненно зависят как от толщины зольного слоя, так и от его структуры. А это значит, что тепловой режим горения для этой области определенным образом зависит от монотонно нарастающего зольного слоя.

Таким образом, имея в виду [3], тепловой баланс для единицы реакционной поверхности зольного топлива для рассматриваемой области напишется в таком виде:

$$K_0 e^{-\frac{E}{RT_i}} c_0 q = k(T_i - T_0). \quad (17)$$

Пользуясь методом Франк-Каменецкого [1], разложим показатель экспоненты  $-\frac{E}{RT_i}$  — в ряд по степеням разности  $T_i - T_0$  и отбросим члены высшего порядка. Получим:

$$e^{-\frac{E}{RT_i}} = e^{-\frac{E}{RT_0}} \cdot e^{-\frac{E}{RT_0} (T_i - T_0)}.$$

Обозначая

$$\frac{E}{RT_0} (T_i - T_0) = \theta, \quad (18)$$

уравнение теплового баланса напишем в таком виде:

$$K_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} e^{-\theta} c_0 q = k(T_i - T_0). \quad (19)$$

Учитывая, что, согласно (18),  $T_i - T_0 = -\frac{\theta}{\frac{E}{RT_0}}$  и обозначая безразмер-

ный комплекс величин

$$\frac{1}{K} \cdot \frac{E}{RT_0} K_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} c_0 q = \Delta, \quad (20)$$

получим

$$\Delta e^{\theta} = \theta, \quad (21)$$

Уравнение (21) дано в параметрической форме. Таким образом, аналитическое исследование теплового режима горения зольного топлива сводится к отысканию двух безразмерных параметров  $\theta$  и  $\Delta$ . Для определения критических условий воспламенения и потухания, продифференцируем, согласно (2), последнее уравнение

$$f(\theta)' = e^{-\theta}(1 - \theta) = 0, \quad (22)$$

откуда

$$\theta_{кр} = 1,$$

а из (21) получим, что

$$\Delta_{кр} = \frac{1}{e}. \quad (23)$$

Таким образом, критические значения режимных параметров являются:

$$\theta_{кр} = 1 \text{ и } \Delta_{кр} = \frac{1}{e}.$$

Подставляя значение  $\theta_{кр} = 1$  в уравнение (17), получим:

$$T_{1кр} = T_0 + \frac{RT_0^2}{E}. \quad (24)$$

Последнее совпадает с приближенным значением температуры воспламенения, полученным Н. Н. Семеновым для малых значений температуры окружающей среды [4].

Одно единственное значение критической температуры показывает, что в рассматриваемой области можно ожидать только воспламенение, т. е. скачкообразный переход от окисления к видимому горению. На рис. 3 изображена изомозависимость режимных параметров  $\theta$  и  $\Delta$ . Безразмерный параметр  $\Delta$  достигает своего максимального значения  $\frac{1}{e}$  при  $\theta = 1$ . Что функция  $f(\theta)$  при  $\theta = 1$  имеет максимум, может быть доказано обычным путем:

$$f(\theta)'' = \frac{\theta - 2}{e^{\theta}} = \frac{1 - 2}{e} = -\frac{1}{e},$$

так как  $-\frac{1}{e} < 0$ , то при  $\theta = 1$   $f(\theta)$  имеет максимум.

Область устойчивых температур ограничивается значениями парамет-

ров  $\theta < 1$  и  $\Delta < \frac{1}{e}$ . Последние, в свою очередь, являются функциями ряда величин:  $E$ ,  $K_0$ ,  $q$ ,  $c_0$ ,  $T_0$ ,  $R$ ,  $T_1$  и  $K$ , в той или иной степени оказывающих влияние на интенсивности тепловыделения и теплоотвода.

С точки зрения влияния зольной оболочки на тепловой режим горения наибольший интерес представляют температура горячей поверхности  $T_1$  и коэффициент теплопередачи  $K$ . Значения величин  $E$ ,  $K_0$ ,  $q$ ,  $c_0$  и  $R$  для данного топлива могут считаться постоянными.

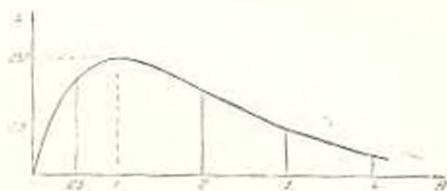


Рис. 3. Взаимозависимость безразмерных режимных параметров.

Из уравнений (19), (20), (23) и (24) для температуры воспламенения получим новое выражение:

$$T_{икр} = T_0 + q c_0 K_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} \frac{e}{K}, \quad (25)$$

величина  $K^* c_0 q = \Theta_0$  есть удельное тепловыделение (в  $\frac{\text{ккал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ ) при температуре окружающей среды  $T_0$ .

Поэтому уравнение (25) можно написать в таком виде:

$$T_0 = T + \Theta_0 \frac{2,7}{K}. \quad (26)$$

При данной неизменной температуре окружающей среды и для данного вида топлива температура воспламенения зависит только от условия теплоотвода, т. е. значения  $K$ .

Из выражения (25) можно получить и критическое значение коэффициента теплопередачи, характеризующее условия теплоотвода в момент воспламенения:

$$K_{кр} = K_0 c_0 e^{-\frac{E}{RT_0^2}} q \frac{E}{RT_0^2} \cdot e = \Theta_0 \frac{2,7}{\Delta T_{кр}}, \quad (27)$$

где  $\Delta T_{кр} = T_1^{кр} - T_0$ , есть разогрев реакционной поверхности в момент воспламенения.

При низкпористой золе, согласно (11 и 12), получим критическое значение толщины зольного слоя в таком виде:

$$\delta_{кр} = \frac{\lambda_3}{\frac{\Delta T_{кр}}{2,7\Theta_0} - \frac{1}{\alpha}} - \alpha_3. \quad (28)$$

При постоянной температуре окружающей среды воспламенение может наступать и при значительной толщине зольного слоя, если

разогрев поверхности ( $\Delta T$ ) достигнет высокого значения или при высоких значениях критерия  $B_1$  (согласно 9, 11, 28).

При пористой структуре зольной оболочки можно, пользуясь (7), получить критическое значение эффективного коэффициента теплоотдачи зольного слоя

$$\alpha_{кр}^2 = \frac{1}{\frac{2,7 \theta_0}{\Delta T_{кр}} - \frac{1}{\alpha}} \quad (29)$$

Воспользовавшись выражением (9) для  $\alpha_0$ , получим и для этого случая критическое значение толщины зольного слоя

$$\delta_{кр} = B_1 \lambda_3 \left( \frac{2,7 \theta_0}{\Delta T_{кр}} - \frac{1}{\alpha} \right), \quad (30)$$

т. е. в противоположность предыдущему случаю, при пористой структуре зольного слоя, критическая толщина зольного слоя обратно пропорциональна разогреву поверхности при воспламенении.

Для определения стационарных значений температуры реакционной поверхности  $\theta_1$  нужно решить уравнение (21), разложив его в ряд.

Ограничиваясь первыми 4 членами ряда, получим

$$\theta_1^3 + 3\theta_1^2 - 6\theta_1 \left( \frac{1}{\Delta} - 1 \right) + 6 = 0,$$

и считая, что из трех корней два совпадают, можно написать:

$$\theta_{12} = \pm \sqrt{\frac{2}{\Delta} - 1} - 1. \quad (31)$$

Как видно из (31), при  $\Delta_{кр} = \frac{1}{e} \approx 0,37$

$$\theta_{кр} = \sqrt{4,4} - 1 \approx 1,09.$$

Небольшое расхождение в значении  $\theta_{кр}$  объясняется тем, что учитываются только первые четыре члена ряда.

Значения стационарных температур проще определить графическим путем. Искомые температуры определяются как абсциссы точек пересечения кривой  $y = \Delta e^y$  с прямой  $y = \theta$ . Из рис. 4 хорошо видно, что при  $\Delta > 0,37$  (например при  $\Delta = 0,4$ ) стационарное горение отсутствует.

Чем ниже значение параметра  $\Delta$ , тем выше уровень стационарных температур. В соответствии с (29) заключаем, что при одинаковых условиях (начальная температура и концентрация реагирующего газа), чем выше приведенный коэффициент теплопередачи, тем ниже значение безразмерного параметра  $\Delta$  или выше устойчивая температура.

Уравнение теплового баланса зольного топлива в рассматривае-

мой области горения можно представить без предварительного упрощения, согласно (17), в таком виде:

$$\Delta e^{-\frac{1}{\theta_1}} = \theta_1 - \theta_0, \quad (32)$$

где введены следующие обозначения:

$\theta_1 = \frac{RT_1}{E}$  — безразмерная температура горячей поверхности;

$\theta_0 = \frac{RT_0}{E}$  — безразмерная температура окружающей среды.

$$\Delta = \frac{\alpha}{K} = \frac{K_0 c_0 q R}{EK} \quad (33)$$

здесь

$$\alpha = \frac{K_0 c_0 q R}{E}, \quad (34)$$

Так как для данного конкретного вида топлива величины  $K_0$ ,  $c_0$ ,  $q$ ,  $R$  и  $E$  можно считать приближенно постоянными в процессе его горения, то значение  $\Delta$  зависит главным образом от условия теплоотвода ( $K$ ) и его можно назвать безразмерным параметром теплоотвода.

Определение точных значений стационарных температур аналитическим путем, из уравнения (32), весьма сложно. Проще и точнее уравнение (32) решить графическим путем (рис. 5), как систему из двух уравнений.

Тщательное изучение кривых, представленных на рис. 5, показывает, что кризисные явления отчетливо обнаруживаются лишь при:

$$\theta_0 \geq 0,1; \theta_1 \geq 0,11 \text{ и } \Delta \leq 50.$$

При малых значениях  $\theta_0 = 0,02 \div 0,1$  точки пересечения обеих кривых почти совпадают со значением  $\theta_0$ , т. е. отсутствует разогрев поверхности.

Как видно из рис. 5, чем меньше величина  $\theta_0$ , тем при более высоких значениях  $\Delta$  возможны стационарные уровни горения. Высокие значения параметра  $\Delta$  для данного вида топлива указывают на слабый теплоотвод от горячей поверхности.

Учитывая, что в среднем для обычно используемых топлив  $E = 20000 \div 40000 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ ,  $R = 2 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ , можно ориентировочно считать, что область внутрикинетического горения характеризуется безразмерными параметрами  $\theta_0 = 0,015 \div 0,06$  и  $\theta_1 = 0,02 \div 0,2$ .

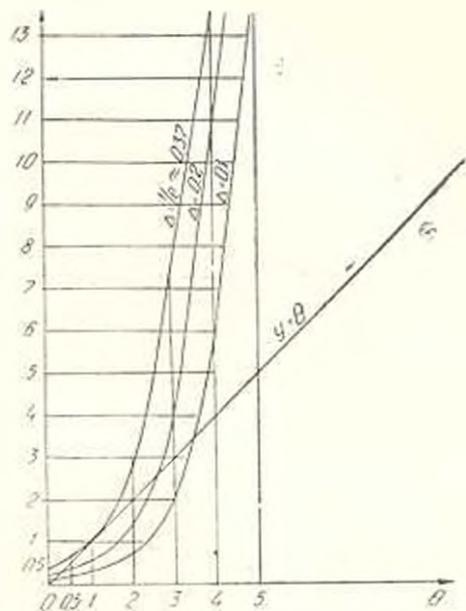


Рис. 4. Графическое определение стационарных температур на основании уравнения 21.

Из анализируемой фигуры 5 видно, что в указанных пределах кривые  $\Theta_1 - \Theta_0$  и  $\Delta e - \Theta$  имеют единственные точки пересечения, что характеризует безкризисный характер процесса. Два различных уровня

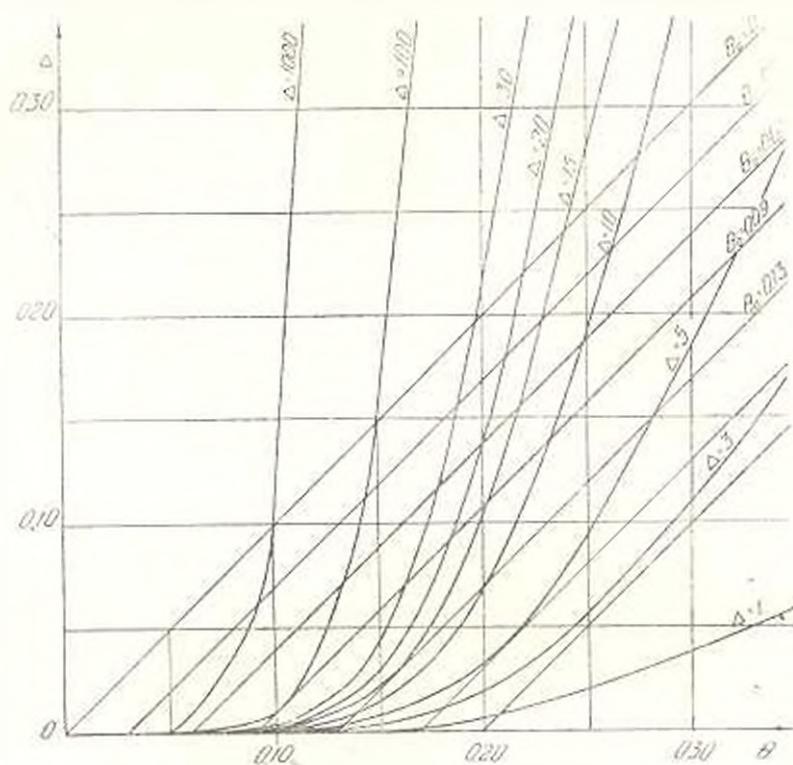


Рис. 5. Графическое определение стационарных температур зонным методом.

горения можно ожидать (характеризуемый двумя точками пересечения) при  $\Theta_0 > 0,1$  и  $\Delta < 50$ . Если считать, что практический  $\Theta_1 \leq 0,2$ , то величина  $\Delta$  для этого уровня колеблется в пределах  $50 \pm 3$ . Для каждого значения параметра  $\Delta$  имеется определенная величина безразмерной начальной температуры  $\Theta_0$ , больше которой исключается существование стационарных уровней горения и наступают критические явления (кривые  $\Theta_1 - \Theta_0$  имеют точки касания с кривой  $\Delta e - \Theta$ ).

Так, для  $\Delta = 50$  стационарные уровни возможны до  $\Theta_0 < 0,1$ , а критическое значение последней

$$\Theta_0^* = 0,1.$$

Чем ниже температура окружающей среды  $\Theta_0$ , тем при более значительной величине  $\Delta$  (т. е. при наименьшем теплоотводе) возможны явления воспламенения.

Величины критических параметров, найденных согласно рис. 5, использованы для построения кривых рис. 6. По рис. 6, для каждого значения  $\Theta_0$  существует одно единственное значение  $\Delta = \Delta_{кр}$ , выше которого стационарное течение процесса не возможно.

На основании рис. 5 и 6, построена зависимость стационарных температур  $\Theta_i$  от режимного параметра  $\Delta$  для различных значений  $\Theta_0$  (рис. 7). Пунктирная линия, соединяя вершины кривых  $\Theta_i$ , делит всю область стационарных температур на две части: устойчивую (нижняя область) и неустойчивую (верхняя область).

Здесь же представлены кривые  $K = f(\Delta)$ , что дает возможность определить стационарные уровни процесса и критические условия воспламенения непосредственно по известному значению коэффициента теплопередачи  $\Lambda$  и безразмерной температуры окружающей среды.

Если из экспериментальных данных известна закономерность нарастания толщины зольного слоя по времени [5], то окажется возможным для любого момента времени после начала процесса определить величину  $\delta$  (рис. 8), а по ней и для заданного коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  (от внешней поверхности к окружающей среде), безразмерный параметр  $\Delta$ . Далее, по найденному значению  $\Delta$  и заданной безразмерной величине температуры окружающей среды  $\Theta_0$ , находится стационарная безразмерная температура горячей поверхности  $\Theta_i$  и наконец по ней для заданного топлива (т. е. для величины  $E$ ) и действительная стационарная температура. Точно так же можно определить и критическое значение всех этих величин, которые обуславливают воспламенение и переход в диффузионную область горения.

Резюмируя кратко все вышесказанное, можно установить, что:

1. Как приближенным, так и точным методом получены уравнения теплового баланса зольного топлива в параметрической форме.

Влияние зольности топлива на тепловой режим горения в области низких температур выражается через безразмерный параметр теплоотвода  $\Delta$ . Возможные устойчивые уровни горения, как и критические условия воспламенения, оказываются функциями 2 безразмер-

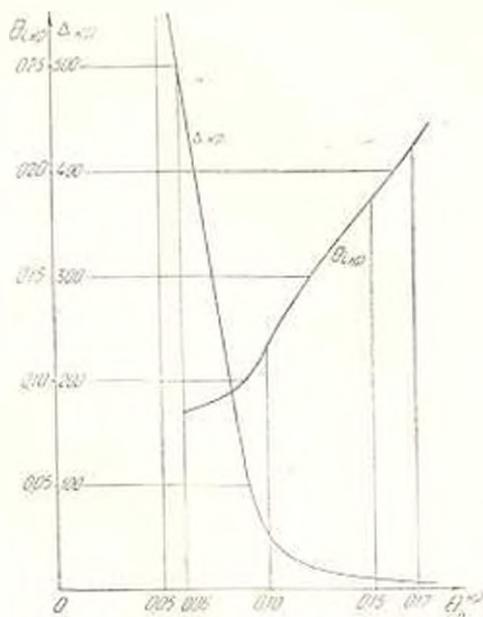


Рис. 6. Взаимозависимость критических параметров.

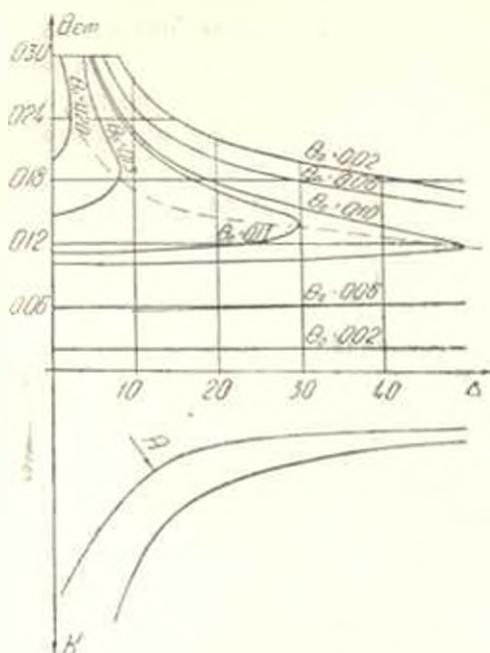


Рис. 7. Зависимость стационарных температур от режимных параметров.

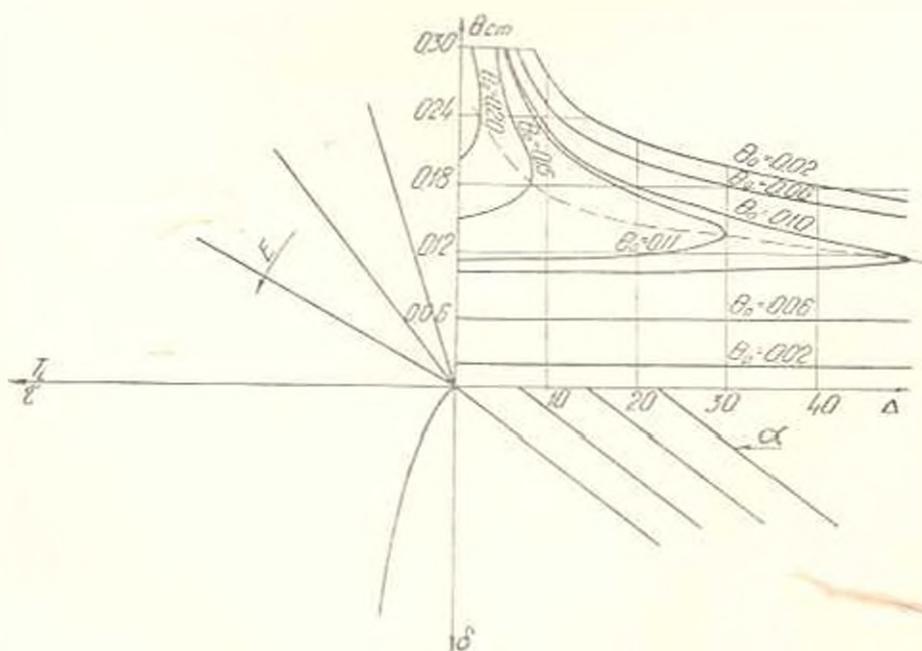


Рис. 8. Примерная номограмма для определения стационарных и критических температур.

ных параметров  $\Theta_0$  (начальная температура) и  $\Delta$ , и легко находятся графическим путем.

2. Базируясь на уравнении теплового баланса и на схематическом представлении теплоотвода от горячей поверхности зольного топлива, получен ряд зависимостей, которые дают возможность в первом приближении оценить важные толщины и физической структуры (плотности) зольной оболочки на критические условия воспламенения.

Взаимозависимость режимных параметров и физических величин, характеризующих теплоотвод для зольного топлива, наглядно иллюстрируется приведенными графиками.

3. Реальность всех полученных зависимостей обусловлена тем, насколько точно можно определить безразмерный параметр теплоотвода  $\Delta$ . Последний, в свою очередь, в основном зависит от коэффициента теплопередачи  $K'$  (от горячей поверхности к окружающей среде), так как остальные величины  $L$ ,  $K_0$ ,  $R$ ,  $\epsilon_0$ ,  $q$  и т. д. для каждого данного случая могут быть заданы.

Количественная оценка величины  $K$  может производиться опытным путем и связана с большими трудностями.

Временицкий политехнический институт  
им. Караз Маркса

Поступило 15 III 1958

#### Մ Ն Կ ԱՌԱՅՈՒՄ

### ՄԱՌԱԹԱՏ ՎԱՌԵԼԻԲԻ ԱՅՐՄԱՆ ԶԵՐՄԱՅՈՆ ԹԵԺԻՄԸ ՑԱԾԻ ԶԵՐՄԱՍԻՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ԹԱԳՎԱԿԱՌՈՒՄ

#### Ա մ փ ո փ ո լ մ

Այրման պրոցեսում աստիճանաբար աճող մոխրի շերտը որոշակի ազդեցություն է գործում ինչպես այրման ինտենսիվության, նույնպես և այրման պրոցեսի կալանությունից վրա: Ուսումնասիրությունն նպատակն է եղել որոշել:

ա) տվյալ ջերմային մակարդակի վրա կալուն այրումն ապահովող ուժի մասին պարամետրերի նշանակությունը և բ) բոցայտուման (կամ մարման) կրիտիկական պայմանները:

Փանակահյուսն առնչությունները հիմնվում են (1 և 2) ելակետային հաստատումների վրա:

Ինչպես մոտավոր, նույնպես և ճշգրիտ մեխոդներով ստացված են մոխրառատ փառելիքի այրման ջերմային բալանար բնութագրող հաստատումներ՝ զսմը ջերմաստիճանային բնագավառի համար (21 և 32):

Այդ հաստատումներում այրման ջերմային ուժի մեք բնութագրող մեծությունները չափում չունեցող մեծություններ են: Այդ բնագավառում մոխրի թաղանթի ազդեցությունը այրման ուժի մեք արտահայտվում է ջերմանցման, չափում չունեցող  $\Delta$  պարամետրի միջոցով (20 և 33):

Այրման հնարավոր կալուն մակարդակները և բոցայտուման կրիտիկական պայմանները, երկու պարամետրերի ֆունկցիան են հանդիսանում՝  $\Theta_0$  (սիլիմակալան ջերմաստիճան) և  $\Delta$ :

Ջերմանցումն ալրվող վառելիքից շրջապատին կախված է նրա մոխրի շերտի հաստությունից և հատկապես այդ շերտի ֆիզիկական կառուցվածքից: Մի շարք թուլլալումների օդնաթյամբ սաացված են բանաձևեր, որոնք հնարավորություն են տալիս որոշելու ջերմափոխանցման գործակցի՝  $K$  մոտավոր նշանակությունը, կախված մոխրի շերտի հաստությունից՝ նրա խիստ ծակոտիկն և խիտ (խարամ) գիճակների համար (7, 12, 15, 16):

Հիմնվելով ալյուման ջերմային բալանսի և ալրվող մակերևույթի ու շրջապատի միջև տեղի ունեցող ջերմափոխանակություն սխեմատիկ պատկերացման վրա, ստացված են մի շարք առնչություններ, որոնց օգնությամբ կարելի է գնահատել մոխրի թաղանթի և նրա ներքին կառուցվածքի ազդեցությունը բացառաժաման կրիտիկական պայմանների վրա:

Ալյուման կալան մակարդակների, ինչպես և կրիտիկական պարամետրերի որոշման համար կիրառված գրաֆիկ մեթոդը հնարավորություն է տալիս սրակական լրիվ պատկերացում ստանալ ալյուման ջերմային սեփմի հետ կապված երևույթների մասին:

Ստացված առնչությունները ղեկեն հաշվալին նշանակություն ունենալ չեն կարող, քանի որ ջերմանցման չափում չունեցող  $\Delta$  մեծությունն իր հերթին կախված է մի շարք ֆիզիկական մեծություններից, որոնց ճշտավոր պահանջում է իրականացնել փորձերի որոշակի սերիա:

#### Լ Ի Ն Ե Ր Ա Տ Ր Ա

1. Франк-Каменицкий Л. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд. АН СССР, 1947.
2. «Известия АН СССР», № 4, 1953.
3. Кулоян Л. Т. Влияние зольности топлива на тепловой режим горения, сборник Тр ЕРПН, № 17.
4. Вудис Л. А. Тепловой режим горения. Госэнергоиздат, 1954.
5. Кулоян Л. Т. Экспериментальное исследование скорости горения молодых видов многозольного топлива различной плотности, «Известия АН Армянской ССР», т. VII, вып. 4, 1955.