

ТЕПЛОТЕХНИКА

З. Ф. ЧУХАНОВ, член-корреспондент АН СССР

**ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОЛУКОКСОВАНИЯ, ГОРЕНИЯ
И ГАЗИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА. II**

Распределение температуры поверхности по длине слоя горящих мелких частиц будет определяться системой уравнений, включающих уравнения: а) теплоотвода вдоль слоя, б) тепловыделения на поверхности топливных частиц, в) конвективного теплообмена с «источниками в объеме».

Точное решение этой системы уравнений и даже составление их оказывается в некоторых случаях очень трудной и подчас еще неразрешимой задачей, но для некоторых практически важных случаев возможно или точное или приближенное, с удовлетворительной для практики точностью, решение этой задачи.

Принципиально же решение вопроса о механизме «теплоотвода» и о динамике тепловыделения в кислородной и теплопоглощения в восстановительной зонах дает возможность решать и более общую, чем поставленная нами ⁽¹⁾, задачу о газообразовании и тепловом режиме сжигания твердого топлива в различных условиях.

Основным условием, определяющим наличие теплоотвода вдоль слоя, является перепад температур в слое, т. е., для горящего слоя, — потребление тепла вне кислородной зоны. Чем интенсивнее потребление тепла, тем больше величина теплоотвода.

Теплоотвод в сторону воспламеняющегося топлива не изменяет при сухом топливе максимальной температуры в зоне горения, теплоотвод в восстановительную зону снижает ее. При влажном топливе в силу затраты части тепла на скрытую теплоту испарения теплоотвод в сторону свежего топлива также снижает температуру в зоне горения. Обычно принято считать, что повышение интенсивности сжигания твердого топлива в единице объема приводит во всех случаях к повышению температуры. Так как уменьшение размера частиц топлива и повышение его активности вызывают увеличение интенсивности тепловыделения на единицу объема аппарата, то на основании сказанного можно было бы ожидать повышения температуры с уменьшением размера частиц топлива и увеличением его активности. В действительности же оба эти фактора при постоянном расходе дутья приводят к снижению температуры в зоне горения за счет увеличения теплоотвода. Если отсутствует или снижается потребление тепла в восстановительной зоне, т. е. уменьшается перепад температуры от ряда к ряду частиц, то неизбежно возрастает максимальная температура в кислородной зоне. Это возможно или при недостатке углерода в восстановительной зоне или при исключительно малой активности топлива, приводящих к растяжению зоны восстановления. Недостаток углерода в восстановительной зоне возможен при сжигании плотного много-

зольного топлива или при малой скорости движения очага, не обеспечивающей «потребления» углерода процессом. На последнем случае мы еще остановимся в следующих сообщениях, когда на базе нашей модели теплоотвода будем рассматривать решение ряда конкретных задач.

Анализируя ⁽¹⁾ тепловой режим горящего слоя, мы пришли к модели явления теплоотвода вдоль слоя, сильно упрощающей для определенных условий решение сложной задачи определения и изучения температурного режима горения. Как было отмечено, эта модель справедлива для определенного отношения тепловых сопротивлений кондукции и радиации, а также кондукции и конвекции. Попытаемся дать количественную оценку, определяющую правомерность применения нашей модели к тем или иным условиям горения или газификации твердого топлива, а также к тем или иным соответствующим случаям теплообмена, например к условиям полуккоксования твердого топлива.

1. Рассмотрим вначале условия, определяющие возможность пренебрежения тепловым сопротивлением (кондуктивным) частиц при конвективном теплообмене слоя с газом. Элементарное количество тепла, передаваемого из газа через элемент поверхности dS за время $d\tau$, определяется, как известно, уравнением:

$$d^2q = \lambda_r \left| \frac{\partial T_S}{\partial z} \right|_0 dS d\tau, \quad (1)$$

где $|\partial T_S / \partial z|_0$ — градиент температуры непосредственно у поверхности частиц, а λ_r — теплопроводность частицы. Соответственно для количества тепла, переданного из газа поверхности, можно записать:

$$d^2q = \alpha (T - T_S) dS d\tau; \quad (2)$$

тогда, очевидно,

$$\alpha (T - T_S) - \lambda_r \left| \frac{\partial T_S}{\partial z} \right|_0 = 0. \quad (3)$$

При некотором упрощении задачи, не искажая существа процесса, можно представить себе слой как систему пластинок, толщиной, равной r (среднему радиусу частиц), тогда уравнение (3) переписывается в следующем виде:

$$\alpha (T - T_S) - \lambda_r \frac{\Delta T_S}{r} = 0. \quad (4)$$

Уравнению (3) отвечает один критерий

$$\frac{\alpha r}{\lambda_r} = \text{idem} \quad (5)$$

в отличие от $Nu = \alpha d / \lambda_r$ обозначим обратную величину этого критерия буквой N

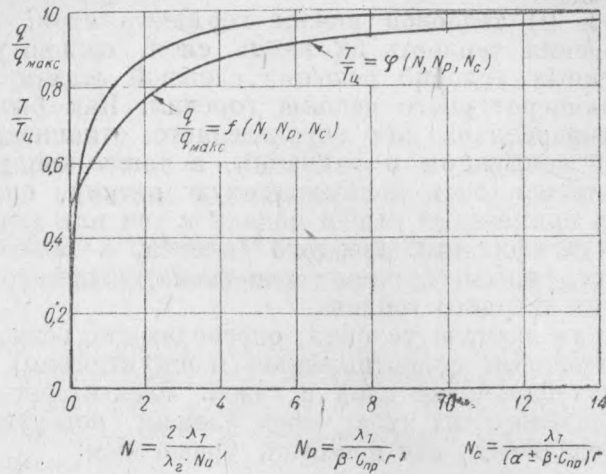
$$N = \lambda_r / \alpha r. \quad (6)$$

Очевидно, что при справедливости (4)

$$N = \frac{T - T_S}{\Delta T_S} = \frac{\Delta T}{\Delta T_S}. \quad (7)$$

Таким образом, безразмерный комплекс N показывает отношение тепловых сопротивлений внешнего конвективного и по частице — кондуктивного и, естественно, может служить критерием применимости нашей модели теплоотвода в горящем слое при учете конвективного теплообмена. На рисунке дана зависимость отдачи тепла

сферической частицей в слое от критерия N при величине температуры поверхности частички, равной половине ее начальной температуры. По оси абсцисс нанесена величина критерия N (критерий высокоскоростного теплообмена), N_p и N_c (см. ниже), по оси ординат —



отношение отданного частицей в соответствующих условиях тепла к максимально возможной отдаче тепла при постоянной по всему объему частицы температуре и отношение соответствующей температуры поверхности к температуре в центре охлаждаемой частицы.

Как видно из рисунка, при $N > 2 \div 4$ процесс теплообмена в слое будет по N автомоделен и, следовательно, суммарное тепловое сопротивление при $N > 4$ будет все с большей точностью определяться конвективным тепловым сопротивлением. Для практического определения N уравнение (6) можно преобразовать к следующему виду:

$$N = \frac{2\lambda_T}{\lambda_g} \frac{1}{Nu} = 2 \frac{\lambda_i}{\lambda_g} f(Re). \quad (8)$$

Одновременно вторым критерием, характеризующим тепловой поток с газом и по частицам вдоль слоя ⁽²⁾, является известный критерий Sa (Сандерса):

$$Sa = \frac{wrc_p}{\lambda_T}. \quad (9)$$

Прогрев слоя автомоделен по Sa при $Sa < 2$.

2. Представляя ряды частиц в слое как систему экранов ⁽¹⁾, равенство радиационного теплового потока и теплового потока кондукцией можно записать в следующем виде

$$\lambda_T \frac{\Delta T_S}{r} = c_{np} \left\{ \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_S}{100} \right)^4 \right\} \quad (10)$$

или, при преобразовании,

$$\lambda_T \frac{\Delta T_S}{r} = c_{np} \beta \Delta T_1, \quad (10a)$$

где $\beta = \frac{T_1^3 + T_1^2 T_S + T_1 T_S^2 + T_S^3}{10^8}$ зависит от абсолютного значения T_1 и T_S . По аналогии с N определим безразмерный комплекс N_p

$$N_p = \frac{\Delta T_1}{\Delta T_S} = \frac{\lambda_T}{c_{np} \beta r}. \quad (11)$$

Комплекс N_p характеризует отношение температурного перепада от ряда к ряду частиц к перепаду в самих твердых частицах. Условия автомодельности процесса по комплексу N_p необходимо уточнить экспериментально, однако при отсутствии конвективного теплообмена тепловое сопротивление частиц, как показывают кривые на рисунке, практически не будет играть сколько-нибудь существенного значения в общем тепловом сопротивлении уже при значении $N_p > 2 \div 4$ (аналогично N).

3. Рассмотрим, в каких условиях при наличии и конвективного и радиационного нагрева частиц в слое можно пренебрегать учетом влияния на температурное поле конвективной части теплового потока к частичке либо, наоборот, радиационным подводом тепла

$$N_i = \frac{\Delta T_1}{\Delta T} = \frac{\alpha}{c_{np}\beta} = \frac{\alpha}{\alpha_p} = \frac{\lambda_r Nu}{c_{np}\beta d} \quad (12)$$

Увеличение N_i будет всегда говорить об увеличении в общем тепловом потоке к частице роли конвективного подвода тепла, если и конвективный и радиационный потоки одного знака.

Как мы в дальнейшем увидим, оценка значения комплекса N_i может облегчить понимание ряда практически наблюдаемых фактов, а также облегчить анализ теплового режима горения и газификации твердого топлива в различных конкретных условиях. Конвективный прогрев слоя неизбежно связан со всеми видами теплообмена, причем только излучение газа можно в обычных условиях и при небольших размерах частиц уверенно не учитывать даже в широкой области изменения температур. Однако, при слишком малых скоростях газа и при значительных концентрациях CO_2 и H_2O в газе, в теплообмене в слое может заметную роль играть даже и излучение газа.

Из сказанного ясна важность оценки влияния того или иного вида теплообмена на суммарный теплообмен в условиях слоя, пронизываемого горячим газовым потоком.

Анализируя комплекс N_i , мы видим, что при низких температурах до $200-300^\circ C$ радиационный теплообмен в слое может в заметной степени сказаться на теплообмене только при $\alpha < 20-30$ кал/м² час $^\circ C$, что для конвективного теплообмена в слое представляет величину весьма незначительную. Из (12) следует, что для данного значения T_1 и T_2 N_i будет зависеть как от α , так и от значения * Nu . Повышение температуры всего лишь до $1000^\circ C$ резко меняет роль радиационного теплообмена в слое, так как величина $c_{np}\beta$ в этом случае превышает 200 кал/м² час $^\circ C$, т. е. может в некоторых случаях не только влиять на теплообмен, но и практически определять его.

Яркое проявление отмеченных факторов при теплообмене в слое можно наблюдать лишь при условии практического отсутствия влияния теплопроводности частиц, точнее, теплового сопротивления твердых частиц слоя.

Сопоставление соответствующих критериев показывает, естественно, что условия элиминирования кондуктивной теплопроводности не однозначны при конвективном и радиационном типах теплообмена.

При значительной или, во всяком случае, практически заметной роли и конвективного и радиационного подвода тепла к поверхности твердых частиц для оценки применимости нашей модели теплоотвода или, иначе, для определения условий практического равенства

* Nu для теплообмена газа с слоем твердых частиц в области $Re > 40$ с практически достаточной точностью определится из следующего эмпирического уравнения

$$Nu = 0,24 Re^{0,83}.$$

температуры частичек по всему объему необходимо пользоваться критерием

$$N_c = \frac{\lambda_r}{(\alpha \pm \beta c_{пр}) r}$$

Размер твердых частиц, при котором можно пренебречь, с практически достаточной точностью, теплопроводностью частичек при расчете теплообмена в слое, зависит от теплопроводности материала частичек и конкретных условий теплообмена. Если для твердого топлива этот размер в обычных средних условиях ограничивается одним или несколькими миллиметрами (до 10—15), то для металлических частиц он исчисляется сотыми и даже десятими долями метра. Из уравнения (8), между прочим, следует, что при данном твердом материале частиц и данном газе (жидкости) теплопроводностью частиц при конвективном теплообмене можно пренебречь ниже определенных значений $Nu_{пр}$

$$Nu_{пр} \approx 0,5 \frac{\lambda_r}{\lambda_g} \quad (13)$$

Возможности интенсификации процесса теплообмена в слое непосредственно связаны с рассмотренными нами вопросами. Если удастся при теплообмене исключить влияние теплового сопротивления — теплопроводности частицы (стенки теплообменного аппарата), тогда в полной мере могут быть использованы исключительно благоприятные гидродинамические условия конвективного «высокоскоростного теплообмена» в слое сферических или неправильной формы твердых частиц. При сжигании и газификации топлив это обстоятельство позволяет в определенных условиях использовать радиационный теплообмен между горящими частичками для регулирования теплового режима горения и газификации твердых топлив.

Энергетический институт
им. акад. Г. М. Кржижановского
Академии Наук СССР.

Тбилисский институт инженеров жел.-дор.
транспорта им. В. И. Ленина

Поступило
17 VII 1944

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ З. Ф. Чуханов, ДАН, XLIV, № 7 (1944). ² O. A. Saunders and H. Ford, Engng, 149, No. 3880, p. 517 (1940).