УДК 662.61/:662.6/.9.

В. И. Багрянцев, С. А. Бровченко, М. В. Темлянцев, А. А. Рыбушкин, С. А. Казимиров

СЖИГАНИЕ УГОЛЬНЫХ ШЛАМОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВИХРЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

В настоящее время наиболее распространенным топливом для котельных агрегатов является каменный уголь. Теоретические основы горения угля, как в виде твердых кусков, так и в пылевидном состоянии, подробно описаны в работе В.В Померанцева [1].

Широкое распространение получили три основных способа сжигания твердого топлива: слоевой, в кипящем или псевдоожиженном слое, факельный [2]. Для их реализации разработаны серийные котельные агрегаты. Однако существует четвертый способ сжигания твердого топлива – циклонный или вихревой, который получил меньшее распространение.

Одним из конкурентных преимуществ последнего является возможность сжигания различного рода углеродсодержащих отходов (угольных шламов), в том числе имеющих высокое содержание золы, мелких частиц, а также большое количество влаги [3, 4].

Вихревой принцип сжигания не позволяет частицам угля находиться в покое и поэтому по сравнению с плотным слоем горение проходит более равномерно, при этом присутствие мелких частиц предпочтительно, более того рациональное отношение доли мелких частиц к крупным составляет 70 – 80 %.

В таких условиях топливо горит устойчиво. Вращающийся слой позволяет достичь хорошего взаимодействия потока воздуха с частицами угля. Площадь горения существенно возрастает, а поверхность его постоянно обновляется.

Основной недостаток рассматриваемой технологии – для поддержания устойчивого вращающегося слоя необходимо иметь калиброванные частицы. В топку подается предварительно подготовленное дробленое топливо, при этом диаметр частиц не должен превышать определенного значения.

При подаче такого материала в вихревую топку происходит разделение частиц на два потока. Мелкие частицы вихрем подхватываются и выносятся на границу вращающегося слоя и далее медленно смещаются к центру. В этом случае сила аэродинамического сопротивления превышает центробежную силу. Доля таких частиц не должна превышать 10 – 20 %, чтобы не разрушить вихревое движение за счет поддержания их перемещения потоком вихря и за счет увеличения объема продуктов горения при нагреве.

Мелкие частицы сгорают быстрее, что обеспечивает устойчивое горение. Крупные частицы движутся в окрестности стенки. Горение сравнительно крупных частиц протекает при значительно более высокой температуре на поверхности угольной частицы, так как отвод тепла с поверхности меньше. Тепло передается стенке за счет излучения и конвекции. Размер частиц определяет время горения, что задает габариты топки. Такие топки более сложны в изготовлении, но позволяют сжигать любое топливо практически полностью и с высокой тепловой напряженностью[1].

Для получения топки с высокой тепловой напряженностью необходимо топливо с высоким содержанием летучих компонентов или как можно более мелкодисперсное. В работе [1] показано, что коксовая частица горит довольно медленно, при этом время ее нахождения в топке может быть значительно меньше времени полного сгорания.

Одной из важных характеристик топок является ее аэродинамическое сопротивление. Оно складывается из сопротивлений аэродинамической части и слоя частиц. Для расчета аэродинамического сопротивления необходимо знать распределение скорости топочного газа по сечению топки. Распределения скоростей газа в холодной топке и при горении в ней угля подобны, однако максимум скорости в горячей топке смещается ближе к оси течения. Экспериментальные данные [3] сильно отличаются от вида соответствующего закона сохранения момента количества движения. На основании экспериментальных данных [3] выразим зависимость циркуляции скорости:

$$\Gamma/\Gamma_0 = r_x^n,$$

где $\Gamma = vr$; v – тангенциальная скорость потока; Γ_0 – циркуляция скорости на периферии топки, рассчитанная по параметрам закручивающего устройства; $r_x = r/R$, r – текущий радиус; R – радиус топки; n – показатель степени.

На основании статистической обработки данных величина $n = 1/2$:

$$\Gamma/\Gamma_0 = (r/R)^{1/2}. \quad (1)$$

Используя выражение (1) и уравнения движения [5] для давления в вихревой топке имеем

$$1/\rho\ \partial P/\partial r = \Gamma^2/r^3. \quad (2)$$

Для сопротивления вихревой топки без частиц угля после интегрирования формулы (2) получим следующее соотношение:

[1] *Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания Министерства образования и науки на выполнение СибГИУ научно-исследовательской работы № 2555.*

$$P = P_0 + \rho\Gamma_0^2/R(1/r_0 - 1/R); \quad (3)$$

здесь $P_0 = \rho U^2/2$ – давление в камере, обусловленное выходом газа из топки; $U = QST/T_0$; Q – расход дымовых газов; T/T_0 – отношение температур, характеризующее увеличение объема газа при нагревании; $S = \pi/4r_0^2(1 - \xi^2)$ – площадь истечения закрученного потока; ξ – характерный размер вихря; ρ – плотность дымового газа; r_0 – радиус выходного сопла топки;

Сопротивление вихревой топки складывается из сопротивлений закрученного потока и от поступательного движения дымового газа. Давление внутри топки изменяется в радиальном направлении, в центре минимально, на периферии максимально. К сопротивлению, связанному с аэродинамикой топкой, добавляется сопротивление слоя.

В работе [6] на основании экспериментальных данных предложена эмпирическая зависимость для сопротивления Δp, Па, слоя:

$$\Delta p = \frac{3}{2}\frac{\tau}{\psi\varepsilon}\left(1+\frac{422}{\mathrm{Re}_m}\right)\frac{H\rho v_0^2}{d_s} \quad (4)$$

где ε – порозность слоя; τ – концентрация слоя; ψ – проходное сечение слоя; $\mathrm{Re}_m = \dfrac{v_0 d_s}{\psi\nu}$ – число Рейнольдса; ν – кинематическая вязкость, м^2/с, d_s – диаметр частиц, м; H – толщина слоя, м; ρ – плотность воздуха, кг/м^3;v_0 – скорость воздуха в пространстве при отсутствии частиц, м/с.

Слой частиц угля вращается в вихревой топке, не касаясь закручивающего аппарата, за счет баланса центробежной силы и силы аэродинамического сопротивления, возникающей от радиального движения газа через слой, определяемого выражением (4). Рассмотрим баланс сил, действующих на элемент слоя

$$\Delta p ds = A_\text{ц} dm, \quad (5)$$

где $ds = Hrd\varphi$ – элемент площади вертикальной боковой поверхности, м^2; φ – азимутальный угол; $A_\text{ц} = v_\text{с}^2/r\rho$ – центробежное ускорение, м/с^2; $v_\text{с}$ – скорость вращения слоя, м/с; $dm = \rho\tau Hds$ – масса элемента кольца, кг.

Подставив в (5) представленные выше формулы, получим

$$\Delta p = \frac{v_c^2 dr}{r}. \quad (6)$$

После интегрирования последнего уравнения с учетом $P(R_\text{с}) = 0$ получим

$$\frac{3}{2}\left(1+\frac{422}{\mathrm{Re}_m}\right)\frac{\rho v_0^2 h}{d_s\varepsilon\psi} = \rho_T v_c^2 \ln\left(\frac{R}{R_c}\right), \quad (7)$$

где $\rho_\text{т}$ – плотность частиц топлива, кг/м^3; $R_\text{с}$ – радиус слоя, м.

Введем следующие обозначение:

$\xi = R_\text{с}/R$; $h = R(1 - \xi)$; $\varphi = nb/(2\pi R\sin\alpha)$;

$$C = \frac{3}{2}\left(1+\frac{422}{\mathrm{Re}_m}\right)\frac{\rho}{\dfrac{\rho_T\varphi^2 R}{d_s\psi\overline{v}_c^2(1-\tau)}}; \quad \overline{v}_c = \frac{v_c}{v_0}.$$

Тогда получим

$$-\ln\xi = C(1-\xi) \quad (8)$$

В дальнейшем в настоящей работе будет использоваться понятие тонкого ($1 - \xi << 1$) слоя, но в то же время ширина слоя составляет несколько диаметров частиц. Тонкий слой лучше продувается теплоносителем и с большей скоростью. Выражение для $\ln\xi$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности $\xi = 1$, получая сравнительно простое выражение для вычисления толщины слоя:

$$\xi = 2C - 1.$$

Определение скорости вращения слоя позволяет произвести все интересующие оценки по сопротивлению топки, используя параметры обтекания частиц при горении. Частицы в слое продуваются радиальным потоком, но при этом слой не вращается как твердое тело, при этом они движутся друг относительно друга, а некоторые сталкиваются со стенкой. При расчете не учитываются столкновения частиц с закручивающим аппаратом, рассматриваются только столкновения с торцевыми стенками.

Для расчета параметров вращающегося слоя можно применить два подхода. Подход с применением закона сохранения момента количества движения представлен в [7]. Оба подхода базируются на одинаковых предположениях. Необходимо определиться с взаимодействием частицы со стенкой. Большинство упрощающих предположений подтверждены экспериментальными исследованиями:

постоянство скорости движения частицы по толщине слоя;

среднее по слою содержание частиц неизменно (τ = 0,5), так как в процессе движения во вращающемся слое не может организоваться регулярная засыпка;

при прохождении газа через слой частиц он теряет свою кинетическую энергию и на выходе из слоя скорости газа и частиц выравниваются, т.е. слой можно представить как закручивающий аппарат;

в окрестности стенки реализуется трение качения за исключением очень пластичных материалов;

частицы оттеснены от закручивающего аппарата его струями.

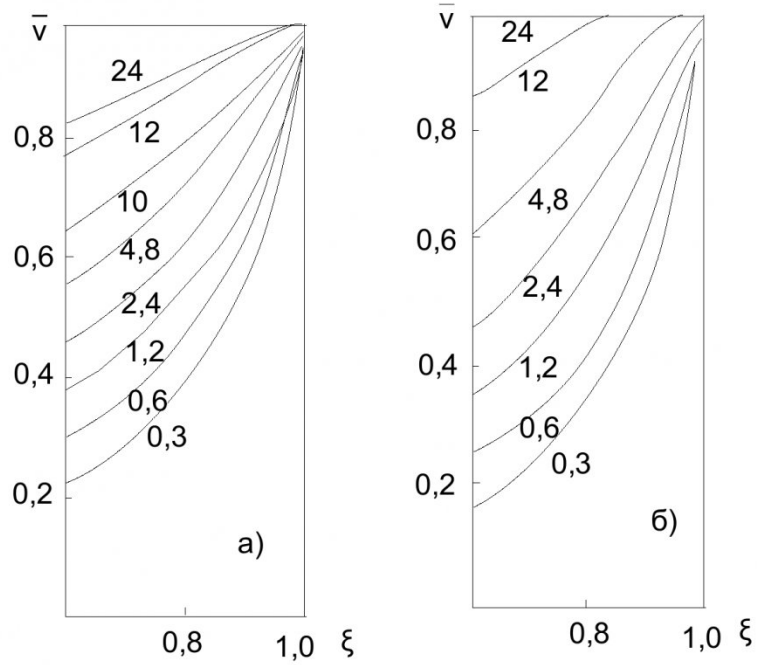
Сила трения о стенки пропорциональна силе давления:

$$F_T = \gamma F_Д; \quad (10)$$

где γ – коэффициент трения.

Давление, создаваемое движением частиц

топлива, изотропно и распределяется до стенок



Скорость вращения слоя: а и б – сохранение энергии и момента количества движения

камеры, следовательно, $dF_Д = Pds'$, где ds' – элемент площади вдоль торцевой поверхности. Давление в поперечном сечении слоя меняется как и в жидкости, находящейся в поле центробежной силы:

$$P = \rho_т \tau \left(r - R_c\right)\frac{v_c^2}{r}. \qquad (11)$$

Потери $W_т$, Вт, на трение о стенки будут равны:

$$W_т = F_т v_c = \rho_т \tau v_c^3 \left(r - R_c\right)\gamma ds'. \qquad (12)$$

Потери момента количества движения определяются по следующему уравнению:

$$M_т = F_т R_c = \rho_т \tau v_c^2 \left(r - R_c\right)\gamma ds.$$

С учетом интегрирования выше представленной формулы по поверхности торцов топки баланс момента количества движения определяется выражением

$$\rho Q\left(v_{j0}R - v_c R_c\right) = 4\pi\gamma\rho_T \tau v_c^2 R^3\left(\frac{1}{3} + \frac{\xi^3}{6} - \frac{\xi}{2}\right). \qquad (13)$$

где v_{j0} – скорость газа.

После введения обозначений, предложенных выше, и преобразования уравнения к безразмерному виду, при этом $\psi = \dfrac{nh}{2\pi R}$, получаем

$$L\overline{v}^2 + \xi\overline{v} - 1 = 0;$$

$$L = \frac{2\gamma\rho_T \tau f\left(\xi\right)}{\rho\psi\eta}; \qquad (14)$$

$$f\left(\xi\right) = \frac{1}{3} + \frac{\xi^3}{6} - \frac{\xi}{2},$$

где η – отношение ширины слоя к радиусу камеры.

Решением этих уравнений является соотношение

$$\overline{v} = \left(\frac{1}{L} + \frac{\xi^2}{4L^2}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\xi}{2L}. \qquad (15)$$

Рассмотрим условие

$$\xi \to 1 \quad \lim_{\xi\to 1} f\left(\xi\right) = \frac{\left(1-\xi\right)^2}{2}. \qquad (16)$$

В работе [6], которая посвящена барботажному слою, закон трения о стенку для жидкой фазы заменили на трение скольжения твердой частицы о стенку. С учетом (16) рассчитана скорость слоя при вариации параметра y закручивающего аппарата.

Более строго можно рассчитать скорость вращения слоя при рассмотрении сохранения потока кинетической энергии.

Уравнение сохранения кинетической энергии можно описать уравнением

$$\rho Q\left(v^2 - v_c^2\right) = 8\pi\rho_T \tau v_c^3 \gamma R^2\left(1-\xi\right)^2. \qquad (17)$$

Введем обозначение

$$L = \frac{2\gamma\rho_T \tau\left(1-\xi\right)^2}{\rho\psi\eta},$$

получим следующую формулу:

$$L\overline{v}^3 + \overline{v}^2 - 1 = 0. \qquad (18)$$

При приведении к безразмерному виду скорость отнесена к значению в пазах закручивающего аппарата.

Уравнение (18) запишем в канонической форме

$$Y^3 + pY + q = 0;$$
$$P = -\frac{1}{3L^2}; \qquad (19)$$
$$q = \frac{2}{27}L^{-3} - \frac{1}{L}.$$

Если дискриминант $D = \left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{p}{2}\right)^2 > 0$, то имеется одно действительное решение:

$$Y = \left(-\frac{q}{2} + D^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{3}} + \left(-\frac{q}{2} - D^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (20)$$
$$Y = \overline{v} + \frac{1}{3L}$$

Оба подхода дают близкие результаты, о чем свидетельствует рисунок, поэтому можно пользоваться любой формулой.

В работе [6] рассматривается предельно возможная скорость движения газа через неподвижный слой при различной реализации газодинамического процесса – адиабатический (с постоянной плотностью газа) и изотермический. Необходимо определить предельно возможную скорость движения воздуха через слой. При постоянной энтропии число Маха

$$M_S = \{2/3Nd/H[1 - (P_2/P_1)^{(k+1)/k}]/(k+1)\}^{1/2}; \qquad (21)$$

где N – параметр, характеризующий свойства слоя; при порозности слоя $\varepsilon = 0{,}4$, что соответствует рыхлой упаковке $N = 0{,}8$; P_2 – давление за слоем, P_1 – давление перед слоем, d – диаметр частицы, H – высота слоя, k – показатель адиабаты.

Максимально возможное значение числа Маха в слое реализуется при отношении давлений $P_2/P_1 = 0$. При отношении $d/H = 0{,}01$ и скорости звука 340 м/с скорость в слое равна 16 м/с. При $d = 1$ мм высота слоя 100 мм. В обычной ситуации в котельных агрегатах содержание мелких фракций угля часто достигает 60 % и выше, поэтому реально сопротивление слоя значительно выше.

Для процесса с постоянной плотностью число Маха равно

$$M_\rho = \{2/3Nd/H(1 - P_2/P_1)/k\}^{1/2}. \qquad (22)$$

В этом случае скорость равна 21 м/с.

Для изотермического процесса

$$M_t = \{1/3Nd/H[1 - (P_2/P_1)^2/k\}^{1/2}, \qquad (23)$$

при этом скорость равна 14,8 м/с.

При всех термодинамических состояниях скорость движения газа через слой отличается несущественно.

На практике отношение давлений не равно нулю. Даже при использовании вентилятора высокого давления отношение давлений не сильно отличается от единицы $P_2/P_1 = 0{,}926$ и скорость в слое не превышает значения 5,6 м/с. Даже при использовании шурующей планки сопротивление слоя практически не меняется.

Рассмотрим вращающийся слой частиц, в котором центробежная сила намного превышает силу тяжести.

Рассмотрим также поведение частиц в разреженном слое. Воспользуемся результатами работы [8], посвященной поведению частиц в разреженном слое.

Рассматривается квадратичный закон сопротивления движению отдельной частицы. Соотношение для циркуляции скорости потока при наличии в нем взвешенных частиц запишется следующим образом:

$$\Gamma = [k/U\ln(R/r) + \Gamma_0^{-1}]^{-1}, \qquad (24)$$

$k = 3/8C_fL/a$, $L = r_s/rt/(1 - t)$, C_f – коэффициент аэродинамического сопротивления, a – радиус частицы угля, r_s и r – соответственно плотность частицы и воздуха, t – объемная доля твердых частиц.

В отсутствии твердой фазы циркуляция скорости $\Gamma = \Gamma_0$ (циркуляция скорости рассчитанная по параметрам закручивающего аппарата). Расчеты показывают, что циркуляция скорости при наличии твердой фазы в 3 – 4 раза меньше, чем при ее отсутствии, однако в работе [7] показано, что скорость вращения слоя снижается не менее чем на порядок. Соотношение (24) применимо для достаточно разреженного слоя.

В рассматриваемом случае реализуем технологию горения топлива в двух различных зонах топки.

В центральной области топки в циклонном потоке в объеме горят мелкие частицы. Закон сопротивления Стокса при обтекании частиц потоком, поэтому они обдуваются потоком окислителя с малой скоростью. Описание поведения частиц при изменении его диаметра в процессе движения описано в работе [9].

При этом объем, в котором реализуется горение, быстро насыщается продуктами сгорания даже несмотря на большой избыток воздуха. Поэтому расход топливной мелочи не должен превышать 20 – 30 %.

Горение последних реализуется при больших ($\alpha \sim 1/d_s$) значениях коэффициентов тепло- и массообмена, поэтому поверхность частицы имеет сравнительно невысокую температуру.

Более крупные частицы в виде разреженного слоя движутся около поверхности топки и из-за больших относительных скоростей к поверхности частицы поступают свежие порции кислорода.

Горение сопровождается более высокими значениями температуры. В пристенной области раз-

вивается более высокая температура и здесь сосредоточен основной вклад в лучистый поток. Для реализации такой технологии горения сконструирована и изготовлена вихревая мельница, обеспечивающая получение пылевидных частицы обоих размеров.

В этой технологии мелкие частицы – менее 10 мкм, а крупные не более 50 – 60 мкм. Разработанная конструкция вихревой мельницы позволяет загружать кусочки угля диаметром не более 10 мм. В мельнице устанавливается вращающийся слой в плотном режиме. Наиболее хороший результат по тонкости помола достигается, если в мельницу загружать полидисперсный материал. При вдувании в топку пыли из мельницы топка выходит на рабочий режим примерно в два раза быстрее, чем при обычной растопке.

В топке с пылевидным топливом достигается высокая тепловая напряженность, ограничения по тепловой мощности связаны только с эвакуацией дымового газа. При работе топки под избыточным давлением можно значительно увеличить тепловую мощность. При использовании вихревой мельницы в топочном процессе возможно сжигание влажных шламов. Для этого в мельницу на вход подается подогретый воздух или небольшая часть дымового газа из топки. При этом производительность мельницы немного снижается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Основы практической теории горения / Под ред. В.В. Померанцева. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 309 с.

2. Практика и перспективы применения различных способов сжигания твердого топлива в теплоэнергетических установках / М.Н. Башкова, С.А. Казимиров, М.В. Темлянцев, В.И. Багрянцев, А.А. Рыбушкин, К.С. Слажнева // Вестник СибГИУ, 2014. –№ 2. – С. 24–32.

3. Разработка агрегата и технологии для эффективного сжигания дисперсных отходов углеобогащения во вращающемся потоке воздуха / В.И. Багрянцев, С.А. Бровченко, А.П. Подольский, А.А. Рыбушкин, М.В. Темлянцев, С.А. Казимиров // Вестник СибГИУ, 2013 – № 4. – С. 36–41.

4. Практика и перспективы использования твердых углеродсодержащих отходов в качестве топлива для теплоэнергетических агрегатов / В.И. Багрянцев, С.А. Казимиров, А.И. Куценко, А.П. Подольский, А.А. Рыбушкин, М.В. Темлянцев // Вестник СибГИУ, 2013. – № 3. – С. 33–38.

5. *Кутателадзе, С.С.* Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках / С.С. Кутателадзе, Э.П. Волчков, В.И. Терехов. – Новосибирск: Академия наук СССР Сибирское отделение Институт теплофизики, 1987. – 282 с.

6. *Гольдштик, М.А.* Процессы переноса в зернистом слое. – Новосибирск: Академия наук СССР Институт теплофизики, 1984. – 162 с.

7. О скорости вращения газожидкостного слоя в вихревой камере. В кн. Процессы переноса в энергохимических двухфазных системах / М.А. Гольдштик, Т.В. Ли, В.М. Ханин, Н.П. Смирнов. – Новосибирск, 1983. – С. 93–99.

8. *Волчков, Э.П.* Гидродинамика вихревой гиперболической камеры при наличии твердой фазы / Э.П. Волчков, А.П. Кардаш, В.И. Терехов // Известия СО АН СССР, 1981. – № 13. – Сер. техн. наук. – Вып 3. – С. 33–41.

9. *Багрянцев, В.И.* Поведение мелкой частицы с изменяющимся диаметром в закрученном потоке // Теоретические основы химической технологии. – М., 1981. – Т. XV. – № 3. .

Авторы статьи

Багрянцев Виктор Иванович,
к.т.н., научный руководитель ЭЛАЭТ (Сибирский государственный индустриальный университет).
Email: vt_bagryantsev@mail.ru

Бровченко Сергей Алексеевич,
заведующий ЭЛАЭТ (Сибирский государственный индустриальный университет)
Email: vt-serebro@rambler.ru

Темлянцев Михаил Викторович,
д.т.н., профессор (Сибирский государственный индустриальный университет)
Email: uchebn_otdel@sibsiu.ru

Рыбушкин Александр Александрович,
директор центра инновационных технологий (Сибирский государственный индустриальный университет)
Email: sansanryb@yandex.ru

Казимиров Степан Александрович,
аспирант (Сибирский государственный индустриальный университет)
Email: stepankazimirv@rambler.ru

Поступило в редакцию 17.11.2014