

**Р.Я. ПРОТОПОПОВ**, аспирант, НТУ "ХПИ"

**В.В. СЕБКО**, д-р техн. наук, проф., НТУ "ХПИ"

**В.П. ШАПОРЕВ**, д-р техн. наук, проф., НТУ "ХПИ"

## **ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В РЕАКТОРАХ ДЛЯ ТЕРМИЧЕСКОГО ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ ВЕНТИЛЯЦИОННЫХ ВЫБРОСОВ В ПРОИЗВОДСТВАХ ТЕХНИЧЕСКОЙ БУМАГИ**

Проведен теоретический анализ взаимодействия закрученных горячих потоков в реакторах различного типа. Получены модели и уравнения для расчета поля скоростей, пути смешения, а также энергетического распределения тепловых потоков и средних температур.

**Ключевые слова:** реакторы, закрученные горячие потоки, модели расчета.

**Введение.** Для термического обезвреживания парогазовой смеси, образующейся при производстве технической бумаги, на многих фабриках используются циклонные топки вертикального и горизонтального типов. Парогазовая смесь содержит вредные вещества в виде органических соединений типа: полициклических ароматических углеводородов, углеводородов  $C_3-C_{20}$ , углеводородов, которые содержат хлор и других. Концентрация вредных веществ в парогазовой смеси в среднем составляет 3-4 г/м<sup>3</sup>. Работа имеющихся стендовых и полупромышленных технологических циклов (циклонных топок) на газе в технической литературе практически не освещена. Тем не менее, можно сформулировать основные требования к рациональной системе отопления циклонов газом, которые заключаются в следующем [1, 2]

1. В циклоне должен быть создан наиболее короткий факел, обеспечивающий достаточно высокую температуру в головной его части, где для этого должна сгорать основная масса топлива. В этом случае обеспечиваются наилучшие условия теплообмена газов.

2. Наиболее короткий высокотемпературный факел может быть получен при применении горелочных устройств с полным внутренним смешением газа и воздуха.

3. Типовые горелки полного внутреннего смещения (инжекционные одно- и двухпроводные для отопления циклонов, работающих на горячем воздухе и при переменном противодавлении в камере не пригодны).

© Протопопов Р.Я., Себко В.В., Шапоров В.П., 2012

4. При отоплении небольших промышленных циклонов (расход газа 1000-1500 м<sup>3</sup>/час), рекомендуется на циклоне установить 4-6 тангенциальных газовых горелок с укороченными смесителями, при отоплении же более мощных циклонов целесообразно применять горелки с периферийной подачей газа в воздушные патрубки со сравнительно короткими смесителями.

Конструкции газовых горелок приведены на рис. 1, 2. На рис. 3 приведена принципиальная схема циклонной топki.

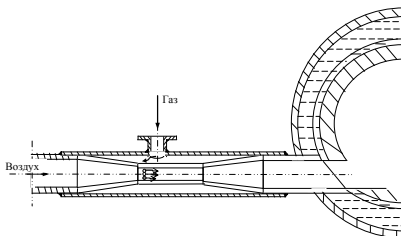


Рис. 1. Схема газовых горелок стендовых установок.

Как видно из приведенных схем на рис. 1-3 подаваемая в циклонную камеру парогазовая смесь движется предположительно вдоль оси циклона в виде закрученного потока, а топочные газы тоже движутся в виде закрученного потока по периферии. Вначале движения потоки ПГС и топочных газов имеют "индивидуальные" структуры потоков и значения температур, а затем, двигаясь вдоль оси, происходит турбулентное смешение потоков и в каком-то сечении циклона устанавливается единая усредненная температура потока с характерным значением на выходе из циклона.

Как правило, [1, 2] организация движения потоков в технологическом циклоне (рис. 3) представляется в виде противоположно коаксиально закрученных потоков и от их взаимодействия между собой определяется характерное значение температуры на выходе из циклона и длина зоны полного смешения, при которой достигается характерное значение температуры общего газового потока.

Следует отметить, что аналогичная характеристика движения потоков наблюдается и на установках термического обезвреживания ПГС горизонтального типа [3, 4] (рис. 4), для которых также важно определение длины зоны полного смешивания газов потоков и температурных режимов по длине реактора, что должно обеспечиваться рациональной системой отопления горизонтальных реакторов по типу технических циклонов (пункты 1-4). Несмотря на ряд известных почти

классических работ [5-8], в которых описаны математические модели взаимодействия потоков с аналогичными характеристиками, остаются не исследованы вопросы, касающиеся создания расчётных моделей для определения основных параметров в рабочей полости реакторов.

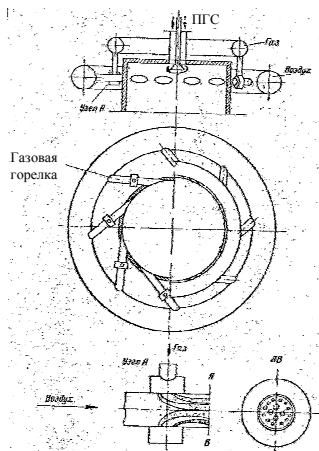


Рис. 2. Схема отопления газового циклона большой мощности.

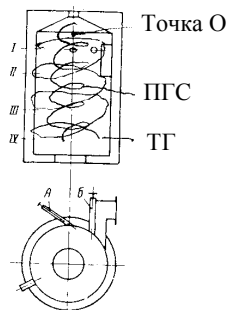


Рис. 3. Циклонная камера:  
I-IV – сечения; А – первый способ  
ввода топлива; Б – второй способ  
ввода топлива.

В связи с изложенным выше, **основной целью** настоящей работы является создание расчётных моделей и экспериментальное подтверждение основных положений модели процессов.

**Теоретическое обоснование движения потоков в цилиндрической системе координат.** Очевидно, что режим движения (течения) газового потока в реакторах (рис. 3, 4) турбулентный, а рабочая среда – вязкий сжимаемый газ. Движение газа в рабочей полости аппарата представляется как результат сложения двух течений. Считаем, что закрутку газового потока, которая образуется при вводе топлива через сопла (форсунки) в циклоне и в горизонтальном аппарате при вводе ПГС можно имитировать как вращающийся жидкий диск пронизываемый для парогазовой смеси. Тангенциальные скорости этого жидкого диска по радиусу имеют такой же закон изменения, как и в сечении цилиндра при поступлении в печь рабочей смеси или факела топочных газов в горизонтальном аппарате через сопла или завихрители. В этом случае образуется течение вязкого турбулентного потока относительно вращающегося диска.

По мере удаления от диска тангенциальные составляющие скорости движения газового потока будут резко уменьшаться и в каждом

последующем сечении радиальный градиент давления будет убывать, в результате чего возникает осевой градиент давления, являющийся причиной возникновения направленных потоков к диску. Вследствие действия закона неразрывности массы, появляются радиальные токи, и между каждыми двумя соседними дисками образуется Торообразный вихрь (вихрь Хилла [9]). Причём, тангенциальные составляющие скорости объёмов газов, движутся к центру и периферии, будут устанавливаться по радиусу произвольно.

Турбулентное течение вязкой среды у вращающегося диска вызывает перестройку потока и обеспечивает газодинамическую ситуацию энергетического разделения в соответствии с гипотезой профессора Меркулова А.П. [10], но не даёт расходных скоростей, реализующихся в действительности. При создании расчётной математической модели для определения поля скоростей в рабочей полости реакторов учитывались известные экспериментальные данные о формировании потоков в реакторах, а также предполагаемые условия той аэродинамической ситуации, которая приводит к появлению эффекта РАНКА [11].

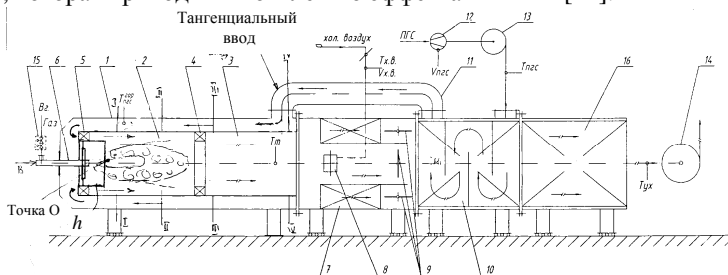


Рис. 4. Установка термического обезвреживания ПГС.

Обозначения на рис. 4: 1 – печь термического обезвреживания; 2 – топка печи – камерная; 3 – камера догорания; 4 – антизавихритель; 5 – завихритель; 6 – горелка газовая; 7 – термомасляный подогреватель; 8 – канал подмешивания холодного воздуха; 9 – шибера регулирования температуры термомасла; 10 – подогреватель парогазовой смеси (ПГС) – воздухоподогреватель; 11 – воздуховод подачи ПГС на печь; 12 – узел учёта расхода ПГС; 13 – вентилятор ПГС; 14 – дымосос; 15 – двойной магнитный клапан отсекающий; 16 – водяной экономайзер;  $T_{х.в.}$  – температура холодного воздуха;  $T_{пгс}$  – температура ПГС на входе в установку;  $T$  – температура ПГС после воздухоподогревателя перед газовой горелкой;  $T_t$  – температура газов на выходе из топки печи;  $T_{ух}$  – температура уходящих газов;  $V_{пгс}$  – объём ПГС на входе в

установку;  $V_{х.в.}$  – объем холодного воздуха;  $Bг$  – расход природного газа;  $B$  – воздух;  $\dashrightarrow$  Продукты сгорания и обезвреживания;  $\rightarrow$  ПГС; I-IV – сечения участков топочной камеры.

Поместим начало цилиндрической системы координат  $(r, \epsilon, z)$  в точку ноль (0), находящуюся на центральной оси аппарата (рис. 3, 4). Вихревое стационарное турбулентное течение несжимающейся вязкой среды в виде диска описывается уравнением движения в форме Рейнольдса, которое в проекциях на координатные оси имеет вид [12-14]:

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} W - \frac{v^2}{r} \right) = \frac{\partial P}{\partial r} + \\ & + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-\rho \bar{u}'u') + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (-\rho \bar{u}'v') - \frac{1}{r} (-\rho \bar{v}'^2) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \bar{u}'w'); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left( u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \epsilon} + W \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \epsilon} + \\ & + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \epsilon^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{v}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \epsilon} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial r} (-\rho \bar{v}'u') + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (-\rho \bar{v}'^2) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \bar{v}'w') + \frac{2}{r} (-\rho \bar{v}'u'); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left( u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \epsilon} + W \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \epsilon} - \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-\rho \bar{u}'w') + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (-\rho \bar{v}'w') + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \bar{w}'^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Воспользуемся полуэмпирической теорией "пути смещения" Пандтля для связи тензора турбулентных напряжений с осреднёнными значениями скоростей [15, 16]. Тогда

$$\left. \begin{aligned} -\rho \bar{u}'^2 &= 2A \frac{\partial u}{\partial r}; & -\rho \bar{u}'v' &= A \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \epsilon} + \frac{\partial w}{\partial z} \right); \\ -\rho \bar{v}'^2 &= 2A \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \epsilon} - \frac{u}{r} \right); & -\rho \bar{u}'w' &= A \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right); \\ -\rho \bar{w}'^2 &= 2A \frac{\partial w}{\partial z}; & -\rho \bar{v}'w' &= A \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \epsilon} \right); \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $r, \varepsilon, z$  – координаты цилиндрической системы;  $u, v, w$  – радиальная, тангенциальная и аксиальная скорости на координатные оси, соответственно, м/с;  $P$  – давление несущей среды, Па;  $\rho$  – плотность несущей среды, кг/м<sup>3</sup>;  $\omega$  – угловая скорость вращения потока на выходе из завихрителя ПГС и/или из сопел топочных газов в циклоне рад/с,  $A$  – коэффициент турбулентной вязкости.

Уравнение неразрывности массы имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Учитывая то, что коэффициент турбулентной вязкости является линейной радиуса (увеличивается от центра аппарата к периферии функцией), решаем систему уравнений (1)-(5) при следующих граничных условиях:

$$u = 0; \quad v = \omega(r)r; \quad w = 0; \quad P = P_0 \quad \text{при } z = 0. \quad (6)$$

$$u = 0; \quad v = 0; \quad w = \text{const}; \quad P = \text{const} \quad \text{при } z \rightarrow \infty. \quad (7)$$

Система уравнений (1)-(5) решена численно на ЭВМ методом конечных разностей с заменой первых производных левыми разностями, а вторых – центральными. Полученная система уравнений относительно значений искомых функций в узлах сеток решалась методом поординатного спуска. Цифровой материал обработан таким образом, что компоненты скорости течения диска могут быть определены в любой точке реактора в соответствии с выражениями:

$$u_1 = r\omega F(z); \quad (8)$$

$$v_1 = r\omega G(z); \quad (9)$$

$$w = \sqrt{D\omega} H(z), \quad (10)$$

где  $B = A_1 = (1+A/\mu)v$ ,  $v$  – кинематический коэффициент вязкости, м<sup>2</sup>/с.

Значения функций безразмерных компонент скорости  $F(z)$ ,  $G(z)$  и  $H(z)$  представлены на рис. 5.

$$\text{Параметр} \quad v^* = \sqrt{\frac{\omega(r)}{B}} \quad (11)$$

характеризует интенсивность закрутки потока на каждом радиусе в начальном сечении и однозначно связи со степенью расширения рабочего тела в реакторе. На рис. 5 представлено распределение функций  $F$  (а),  $G$  (б) и  $H$  (в) по длине  $z$  вихревой зоны реакторов. Анализ графиков (рис. 5) позволяет сделать вывод о том, что по длине реактора интенсивность движения газовых потоков вследствие закрутки существенно изменяется. Чем сильнее закручен поток, тем ближе к завихрителю потока можно достичь максимальных значений радиальных составляющих скорости.

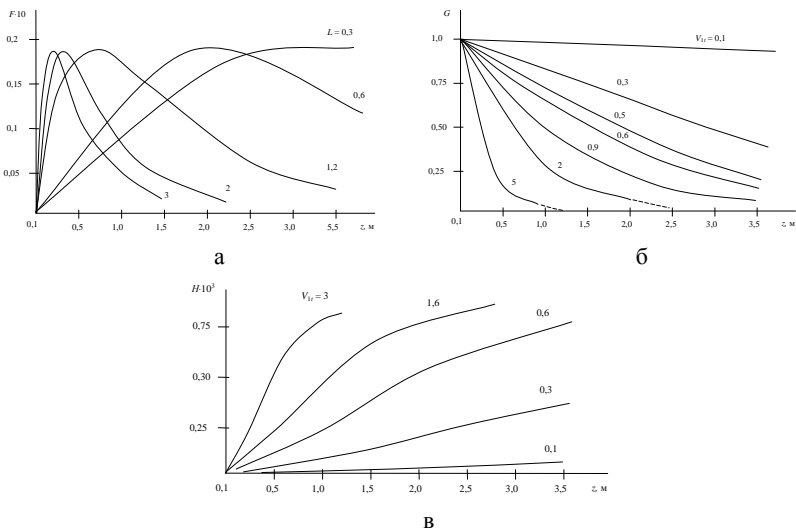


Рис. 5. Распределение функций  $F$  (а),  $G$  (б) и  $H$  (в) по длине  $z$  вихревой зоны аппарата.

Это явление определяет достижение средней температуры несущей среды. В лучшем случае затухание вращения вдоль оси реактора должно происходить так, чтобы радиальная составляющая скорости всё время находилась на гребне кривых представленных на рис. 5,а.

К сожалению, управлять этим процессом пока невозможно, и скорости устанавливаются сами собой. Тангенциальная составляющая скорости по длине реактора значительно снижается. Чем выше интенсивность закрутки рабочего тела, тем сильнее проявляется закон снижения скорости движения потока по длине аппарата (рис. 5, б).

Закон снижения одинаков на любом радиусе, а его интенсивность зависит от закона распределения угловой скорости по радиусу в начальном сечении и задаётся исходными параметрами рабочего тела и геометрией реактора.

Характерно, что аксиальные составляющие скорости рассматриваемого течения направлены к завихрителю, обеспечивающему вращение диска (рис. 5,а).

Переходя к определению поля скоростей, создаваемых центральным потоком, отметим, что потенциал точечного стока производительностью  $Q$  в полуограниченной цилиндрической трубе уже получен [17]:

$$\Phi_1 = \frac{Q}{\pi r_0} \left[ -\frac{z}{r_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{S_n J_0^2(S_n)} \exp\left(-S_n \frac{z_0}{r_0}\right) \right], \quad (12)$$

а потенциал кольцевого потока находится из (12) при помощи интегрального преобразователя Ханкеля [18]

$$\Phi_0 = \frac{Q_0}{\pi r_0} \left[ \frac{z}{r_0} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0^2(S_n)} \exp\left(-S_n \frac{z_0}{r_0}\right) \right] \quad (13)$$

где  $r_0$  – радиус реакционной камеры, м;  $Q_0$  – расход кольцевого потока,  $\text{м}^3/\text{г}$ ;  $Q$  – расход осевого потока,  $\text{м}^3/\text{г}$ .

Результирующая потенциальная функция течения будет иметь вид:

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1. \quad (14)$$

В формулах (12), (13) количество  $S_n$  является корнем уравнения  $J_k(S_n) = 0$ , где  $J_0(S_n)$  и  $J_1(S_n)$  – функции Бесселя вещественного аргумента первого и нулевого порядка соответственно.

Выделив из (14) мнимую часть, получим функцию тока искомого течения:

$$\Phi = (Q_0 - Q) \frac{\sin \alpha}{\pi r_0} \left\{ 1 + \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} \right] \exp(-S_n) \right\}, \quad (15)$$

где  $\alpha = \arctg z/r$ .

Искомые компоненты осевой и радиальной составляющих скорости осевого течения определяем из соотношений:

$$W_2 = -d\Phi/dr \quad (16)$$

$$U_2 = d\Phi/dz \quad (17)$$

Продифференцировав выражения (16) и (17), получим

$$W_2 = \frac{(Q_0 - Q)}{\pi r_0} \left\{ \cos\left(\text{Arctg} \frac{z}{r}\right) \frac{1}{[1 + (z/r)]r^2} \times \right.$$



$$\times \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0^2(S_n)} \right] \sin\left(\text{Arctg} \frac{z}{r}\right) \times$$

$$\times \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} \right] \frac{S_n}{r} \exp(-S_n) \}. \quad (18)$$

$$u_2 = \frac{(Q_0 - Q)}{\pi r_0 r} \cos\left(\text{Arctg} \frac{z}{r}\right) \frac{1}{1 - (z/r)^2} \times$$

$$\times \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} \exp(-S_n) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(S_n \frac{r}{r_0}\right)}{J_0(S_n)} \exp(-S_n) \right] \}. \quad (19)$$

Результирующие компоненты радиальной и аксиальной составляющих скорости газового потока в соответствии с выражениями (8), (9), (18), (19) имеют вид

$$U_c = U + U_2 \quad (20)$$

$$W_c = W + W_2 \quad (21)$$

Описанная выше картина течения, которая построена с помощью предлагаемой модели находится в полном соответствии с гипотезой взаимодействия вихрей [10], положенной в основу объяснения физической природы разделения потоков.

Уравнение распространения тепловой энергии в турбулентном потоке рассматриваемой области имеет вид:

$$\rho C_p \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial \tau} + U_c \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varepsilon} + \bar{W}_c \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - \rho C_p r u'_c \bar{T}' \right) +$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{\pi}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varepsilon} - \rho C_p v' \bar{T}' \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \rho C_p w'_c \bar{T}' \right); \quad (22)$$

$$- \rho C_p r u'_c \bar{T}' = D \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}; \quad (23)$$

$$-\rho C_p r v \overline{T} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial \varepsilon}; \quad (24)$$

$$-\rho C_p r w_c \overline{T} = \frac{D}{r} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z}. \quad (25)$$

Для стационарного теплопроцесса при осесимметричном течении вихревого потока из уравнения (22) введя (23), (24), (25) получим:

$$\frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{w_c}{u_c} \frac{\partial T'}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re } P_r} \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right), \quad (26)$$

где  $\text{Re} = \frac{U_c R}{\nu}$ ;  $P_r = \frac{\nu}{D_0}$ ;  $D_0 = \frac{D}{\rho C_p}$ ;  $T = T' T_0$ ;  $z = \bar{z} r_0$ ;  $R$  – радиус реак-

тора;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости;  $D$  – коэффициент диффузии;  $C_p$  – теплоёмкость при постоянном давлении. Число  $P_r$  для исследуемого процесса с большой степенью точности может быть принято const по всей области.

Сам процесс энергетического разделения имеет тесную связь с турбулентностью потока вообще и с турбулентным трением в частности. Интегральный эффект воздействия сил турбулентного трения, воспринимаемый нами, в первую очередь, как сопротивление турбулентному течению, изучен в гидродинамике достаточно тщательно. При этом установлено явление автомодельности по числу Рейнольдса, начиная с величины порядка  $\text{Re} > 10^4$ . В рассматриваемом случае, в связи с очень большими скоростями рабочего тела, в зоне энергетического смешения поток сильно турбулизован по числу Рейнольдса, ( $\text{Re} > 2 \cdot 10^4$ ), т.е. соблюдается автомодельность процесса. Следовательно, при изучении рассматриваемого процесса число  $\text{Re}$  может быть принято const в каждой расчётной формуле.

Решение уравнения (26) будем искать в виде:

$$T = f(\bar{r}) \varphi(\bar{z}) \quad (27)$$

Тогда 
$$\frac{\partial T'}{\partial r} + f_0 \frac{\partial T'}{\partial z} = \zeta \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right), \quad (28)$$

где  $\zeta = \frac{1}{\text{Pe}} = \text{const}$ ,  $f_0 = \frac{w_c}{u_c}$ ,  $\text{Pe}$  – критерий Пекле

или 
$$\varphi \frac{\partial f}{\partial r} + f_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \zeta \left( \varphi \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + f \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) \quad (29)$$

Продифференцировав (29) и разделив его на  $\varphi$  и  $f$ , получим

$$\zeta \varphi \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \varphi \frac{\partial f}{\partial r} = -\zeta f \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + f f_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (30)$$

$$\frac{\zeta}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{\zeta}{\varphi} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{f_0}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\lambda \quad (31)$$

где  $\lambda - \text{const}$ .

Уравнения (30), (31) можно записать в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\zeta}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial r} - \lambda = 0; \\ \frac{\zeta}{\varphi} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{f_0}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \lambda = 0. \end{array} \right. \quad (32)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\zeta}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial r} - \lambda = 0; \\ \frac{\zeta}{\varphi} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{f_0}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \lambda = 0. \end{array} \right. \quad (33)$$

Откуда с учётом (16), (17) найдём

$$f'' - \frac{1}{\zeta} f' + \frac{\lambda}{\zeta} f = 0; \quad (34)$$

$$\varphi'' - \frac{f_0}{\zeta} \varphi' - \frac{\lambda}{\zeta} \varphi = 0. \quad (35)$$

Решение уравнения (34) можно представить в виде

$$f_1 = C_1 \exp[S_1^* r] + C_2 \exp[S_2^* r] \quad (36)$$

Решая характеристическое уравнение

$$S^2 - \frac{1}{\zeta} S + \frac{\lambda}{\zeta} f = 0 \quad (37)$$

получим окончательное решение (36) в виде

$$f = C_1 \exp\left(\frac{1}{2\zeta} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{\zeta}\right)^2 - 4 \frac{\lambda}{\zeta}} \cdot r\right) + C_2 \exp\left(\frac{1}{2\zeta} - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{\zeta}\right)^2 - 4 \frac{\lambda}{\zeta}} \cdot r\right) \quad (38)$$

Причём  $\left(\frac{1}{\zeta}\right)^2 - 4 \frac{\lambda}{\zeta} > 0; 1 - 4\lambda\zeta > 0$

$$\frac{1}{\zeta} f_0' - \frac{1}{\zeta} \lambda = 0, \text{ то есть } f_0 = 4\lambda\zeta + A. \quad (39)$$

Тогда уравнение (35) решим следующим образом:

$$\varphi = \exp\left[\int \frac{f_0}{\zeta} dz\right] \left\{ C_3 + C_4 \int \exp\left[-\int \frac{f_0}{\zeta} dz\right] dz \right\} \quad (40)$$

Выполнив в выражении (40) операции интегрирования, получим

$$\varphi(z) = C_3 \exp\left[\frac{A}{\zeta}(z + C_4)\right] - C_4 \frac{\zeta}{A} \quad (41)$$

Тогда

$$T' = \left\{ C_1 \exp\left[\frac{1}{2\zeta} + \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{1}{\zeta}\right)^2 - 4\frac{\lambda}{\zeta}}\right] r + C_2 \exp\left[\frac{1}{2\zeta} - \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{1}{\zeta}\right)^2 - 4\frac{\lambda}{\zeta}}\right] r \times \right. \\ \left. \times \left\{ C_3 \exp\left[\frac{f_0}{\zeta}(z + C_5)\right] - C_4 \frac{\zeta}{f_0} \right\} \right\}. \quad (42)$$

Учитывая, что  $\lambda \rightarrow 0$ , и обозначив в выражении (42)  $C_3 \exp\left[\frac{f_0}{\zeta} C_5\right]$  через  $C_3$ , получим окончательно

$$T' = \left\{ C_1 \exp\left[\frac{r}{\zeta} + C_2\right] \right\} \left\{ C_3 \exp\left[\frac{f_0}{\zeta} z\right] - C_4 \frac{\zeta}{f_0} \right\}. \quad (43)$$

Коэффициент  $A$  определим из условия

$$\omega_c = (\bar{r}; \bar{z}) = (\lambda z + A) u_c(\bar{r}; \bar{z}). \quad (44)$$

Постоянные интегрирования в выражении (43) найдём из следующих условий

$$T = T_0 \text{ при } \bar{r} = 1; \bar{z} = 0 \quad (45)$$

$$T = T_0 \text{ при } \bar{r} = 0; \bar{z} = 0 \quad (46)$$

$$T = T_x \text{ при } \bar{r} = 0; \bar{z} = 2r_0 \quad (47)$$

$$T = T_\Gamma \text{ при } \bar{r} = 0; \bar{z} = L/r_0 \quad (48)$$

$$T = T_\Gamma \text{ при } \bar{r} = 1; \bar{z} = L/r_0 \quad (49)$$

$$T = T_\Gamma \text{ при } \bar{r} = 0; \bar{z} = 1 \quad (50)$$

$$T = T_\Gamma \text{ при } \bar{r} = 1; \bar{z} = 1 \quad (51)$$

Значение характеристики  $L$ , входящей в условия (48) и (49) можно определить на основании следующих соображений. Где-то на оси реактора есть точка, в которой радиальная и аксиальная составляющие скорости равны нулю [19]. В этом случае

$$d\varphi/dz_0 = 0 \quad (52)$$

$$N_{(r=0)} = 0; \quad z = L. \quad (53)$$

Условия (52), (53) позволили определить значение  $\mu$  из выражения, соответствующего требованию:

$$\mu = \frac{1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{J_0(S_n)} \exp\left[-S \frac{L}{r_0}\right]}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{J_0^2(S_n)} \exp\left[-S \frac{L}{r_0}\right]}. \quad (54)$$

Результаты расчётов, выполненных по формуле, представлены на рис. 6.

Движение после смешения потоков в рабочей полости реактора соответствует режиму идеального вытеснения [3].

На рис. 6 представлено распределение относительной средней массовой температуры  $\mu$  в зоне идеального вытеснения от параметра  $L/r_0$ .

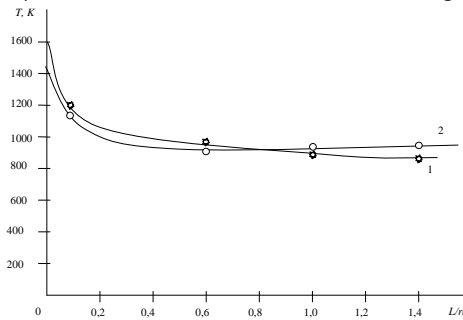


Рис. 6. Распределение средней массовой температуры потока  $\mu$  от параметра  $L/r_0$ .  
1 – технологический циклон; 2 – горизонтальный реактор.

Из анализа данных на рис. 6 следует, что при определенных соотношениях  $Q/Q_0$  характерный радиус кривизны канала не оказывает заметного влияния на длину зоны рециркуляции. Проведя обобщение полученных результатов на рис. 6, можно получить суммарную зависимость, которая указывает на то, что полное перемешивание потоков обратно пропорционально углу расширения слоя смешения, то есть углу закрутки потока. В результате получим

$$\frac{L}{L_0} = 0,55(\text{tg } y'_1 + \text{tg } y'_2) \frac{1 - \alpha}{\alpha}, \quad (55)$$

где  $\alpha$  – степень загромождения турбулизирующего потока, а, учитывая, что  $\alpha$  – определяется из  $\alpha = h/H$ , где  $H$  диаметр реактора,  $h$  размер (толщина разделительных перегородок), то получается суммарная зависимость отношения длины зоны рециркуляции к толщине перегородки  $L/h$ :

$$l/h = 1,19 \exp\left(0,5 \frac{\alpha}{1-\alpha} - 0,2\eta\right), \quad (56)$$

где  $\eta = W_0/U_0$ .

Таким образом, очевидно, что степень закрутки потоков  $v^* = \sqrt{\frac{\omega(r)}{B}}$

уравнения (11) предопределяет интенсивность смешения потока, которая определяет среднюю температуру на входе в зону реактора и собственно эффективность обезвреживания. Чем меньше зона  $l/h(4r_0)$ , тем более эффективно достигается средняя температура потока и соответственно больше время деструкции органических примесей в топочной зоне реактора, что позволяет обеспечивать время пребывания более 2 с.

Таким образом, приведенную методику анализа и расчёта для систем термического обезвреживания газовых выбросов можно применять при расчётах систем очистки газовых выбросов с одновременной утилизацией бросовой энергии технологических газов в различных производствах.

**Список литературы:** 1. Luo Gang., Li Rongxian, Zhou Lixing Numerical simulation of gas-perticle flows with different swirl numbers a swirl burner // Tsinghua Sciand Technol. – № 1. – 2005. – P. 96-99. 2. Протопопов Р.Я., Філенко О.М., Шанорев В.П. Аналіз термічного методу знешкодження газових викидів від органічних сполук // Сборник научных трудов "Иновационные пути модернизации базовых отраслей промышленности, энерго- и ресурсосбережения, охрана окружающей природной среды". Харьков. УкрГНТЦ "Энергосталь". – 2012, – С. 379-386. 3. Р.Я. Протопопов, О.Н. Філенко, В.П. Шанорев О моделировании реакторов для термической нейтрализации органических примесей // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. Харьков Технологич. Центр. 2/12 (56). – 2012. – С. 22-27. 4. Анотаційний звіт про виконання роботи "Аналіз варіантів моделей хіміко-технологічних процесів і розробка моделі хімічного процесу термічного знешкодження газоповітряної суміші, що утворюється у виробництві вінілових шпалер" ТОВ ЕНКІ (дог. №87312 від 10.03.2006 р.) / Харків. – 2000. – 40 с. 5. Л.А. Дорфман, В.А. Маев Численное исследование взаимодействия изотермических противоположно закрученных потоков в кольцевом канале // Инженерно-физический журнал, 1981, т. ХLI № 4. – С. 674-677. 6. А.А. Свириденков, В.В. Третьяков, В.И. Ягодин Об эффективности смешения коаксиальных потоков, закрученных в противоположные стороны // Инженерно-физический журнал, 1981, т. ХLI №3. – С. 407-413. 7. И.В. Сергеев, Л.П. Халтанов, П.И. Цой и др. Модели закрученного дисперсионно-кольцевого потока // Теорет. основы хим. технологии, 1980, т. XIV №5. – С. 777-779. 8. Кириченко В.Е. Применение крупномасштабных вихревых труб для улавливания пыли // Пром. И сан. Очистка газов. Научно-технический реферативный сборник. – 1983. – №1. – С. 6-7. 9.

М.Е. Дейч Техническая газодинамика. – М.: Энергия. – 1974. – 592 с. **10.** Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М: Машиностроение, 1969. – 184 с. **11.** В.М. Задорский Интенсификация химико-технологических процессов на основе системного подхода. Киев: "Техника". – 1982. – 208 с. **12.** Виля В. Теория вихрей. М.-Л.: Гостехиздат, 1935. – 372 с. **13.** Вопросы аэродинамики и теплопередачи котельно-топочных процессов / под ред. Кнорре Г.Ф. – М.-Л.: Энергия, 1958. – 158 с. **14.** Теория топочных процессов / под ред. Кнорре Г.Ф. – М.: Энергия, 1966. – 342 с. **15.** Бай-Шу-И Турбулентное течение жидкостей и газов. Пер. с англ. М. изд. иностр. лит., 1962. – 400 с. **16.** Лойнянский Л.Г. Механика жидкости и газов. М.: Наука, 1973. – 904 с. **17.** В.К. Щукин Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение. – 1970. – 400 с. **18.** И.Н. Бонштейн, К.А. Семеновичев Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука. – 1986. – 544 с. **19.** Кирпиченко В.Е. Вихревой энергоразделитель с пылеприёмником // Пром. и сан. очистка газов. Научно-технический республиканский сборник. – 1980. – №3. – С. 8-9.

*Поступила в редколлегию 05.07.2012*

УДК 532.516

**Исследование рабочего процесса в реакторах для термического обезвреживания вентиляционных выбросов в производствах технической бумаги / Протопопов Р.Я., Себко В.В., Шапоров В.П. // Вісник НТУ "ХП". Серія: Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів. Теорія і практика. – Х.: НТУ "ХП", 2012. – № 49 (955). – С. 160-174. Бібліогр.: 19 назв.**

Проведено теоретичний аналіз взаємодії закручувальних гарячих потоків у реакторах різного типу. Отримано моделі та рівняння для розрахунку поля швидкостей, шляху зміщення, а також енергетичного розподілу теплових потоків та середніх температур.

**Ключові слова:** реактори, закручені гарячі потоки, моделі розрахунку.

A theoretical analysis of hot swirling flows interaction in reactors of various types is carried out. Models and equations for computations of the velocity field, path of mixing and energetic distribution of heat flows and average temperatures are obtained.

**Keywords:** reactors, hot swirling flows, calculation models.