

ЦЕНТР НАУЧНОГО ЗНАНИЯ «ЛОГОС»



СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

VI Международной научно-практической конференции

**«ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ СОВРЕМЕННОЙ
НАУКИ»**

**г. Ставрополь,
2015**

ЕСТЕСТВЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ НАУКИ

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА С УЧЕТОМ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Аскарова Алия Сандыбаевна, Болегенова Салтанат Алихановна,
Болегенова Салтанат Алихановна,
Максимов Валерий Юрьевич, Максутханова Ардак Максутхановна
Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию процессов конвективного теплообмена в реагирующих средах, исключительных по своим физико-химическим свойствам и прикладным возможностям, поскольку знание закономерностей конвективного переноса вещества и энергии является важным при построении теории физики горения и взрыва, при создании новых физико-химических технологий, в осуществлении тепловой защиты конструкционных материалов, в решении проблем теплоэнергетики и экологии.

Для формулировки математической модели задачи о горении пылеугольного топлива рассмотрим основные уравнения динамики сплошных сред, основанные на универсальных законах сохранения: массы, импульса и энергии [1-2].

Уравнение неразрывности или закон сохранения массы в дифференциальной форме записывается в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (1)$$

где первый член описывает нестационарность потока, второй член представляет собой конвективный перенос.

закон сохранения импульса:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{i,j}) - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho f_i, \quad (2)$$

где f_i - объемные силы; $\tau_{i,j}$ - тензор напряжений, уравнение энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) - \frac{\partial q_i^{res}}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial t} + u_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + S_h \quad (3)$$

Ниже приводятся результаты вычислительных экспериментов по изучению аэродинамических (скорость и давление) и турбулентных (кинетическая энергия турбулентности k и диссипация турбулентной энергии ϵ) характеристик процесса горения твердого топлива в камере сгорания реального энергетического объекта (котел БКЗ-160 Алматинской ТЭС).

Потоки пылеугольного топлива, вторичного и третичного воздуха, поступая в топочное пространство, создают объемное завихренное течение в центре камеры сгорания, что несомненно улучшает процесс смесеобразования и повышает интенсивность теплообмена. Это в свою очередь приводит к увеличению времени пребывания угольных частиц в камере сгорания и к уменьшению химического и мехнедожога за счет их более полного выгорания.

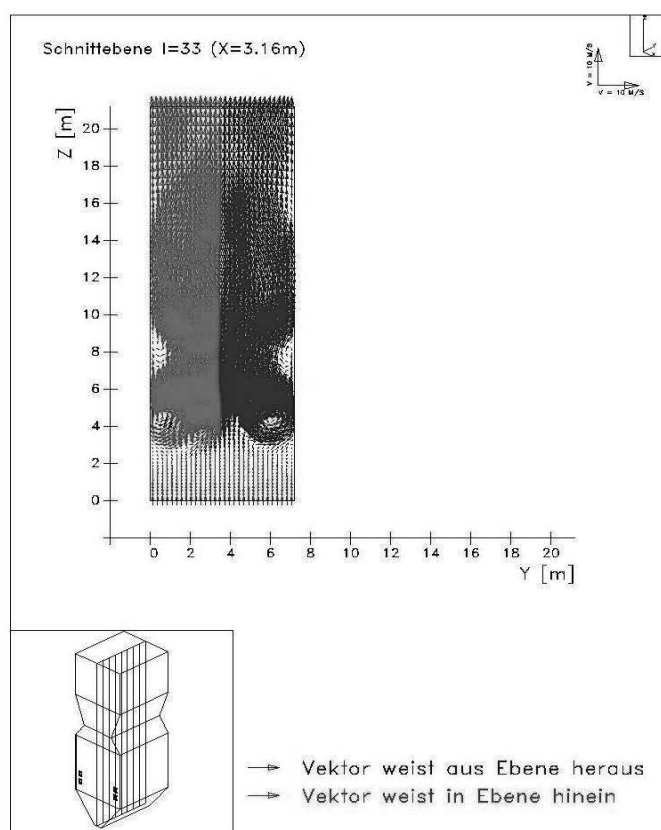


Рисунок 1 – Поле вектора полной скорости в продольном сечении камеры сгорания при ($x=3.16$ м)

Встречные пылегазовые потоки из противоположно расположенных горелок ударяясь о стенки топочной камеры создают возвратное течение, а часть потока направляется вниз к воронке, образуя ниже горелок два симметричных вихря (рисунок 1 и 2). В области, расположенной ниже пояса горелок ($k < 32$, $h < 4,61$ м), можно видеть образование возвратного течения (рисунок 1 и 2), что характерно для

всех типов камер сгорания и связано с подсосом воздуха из нижней части камеры, выполненной в виде воронки.

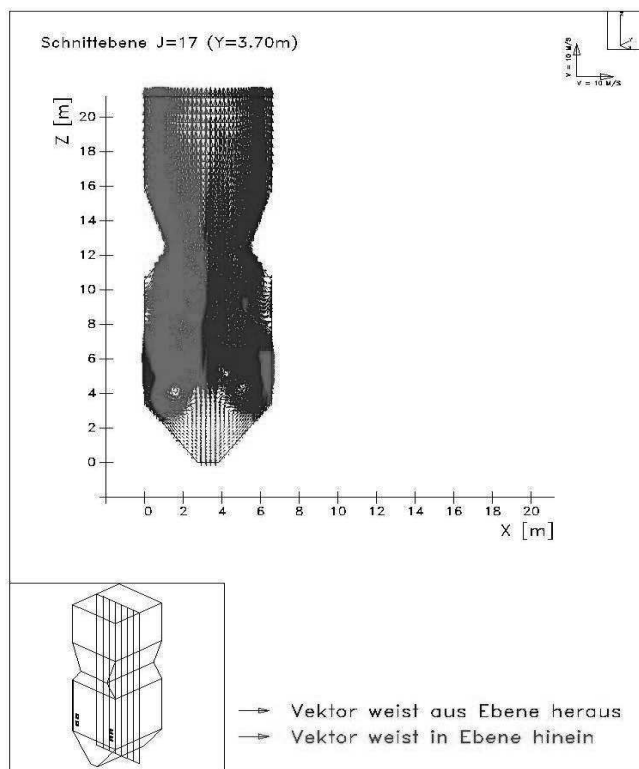
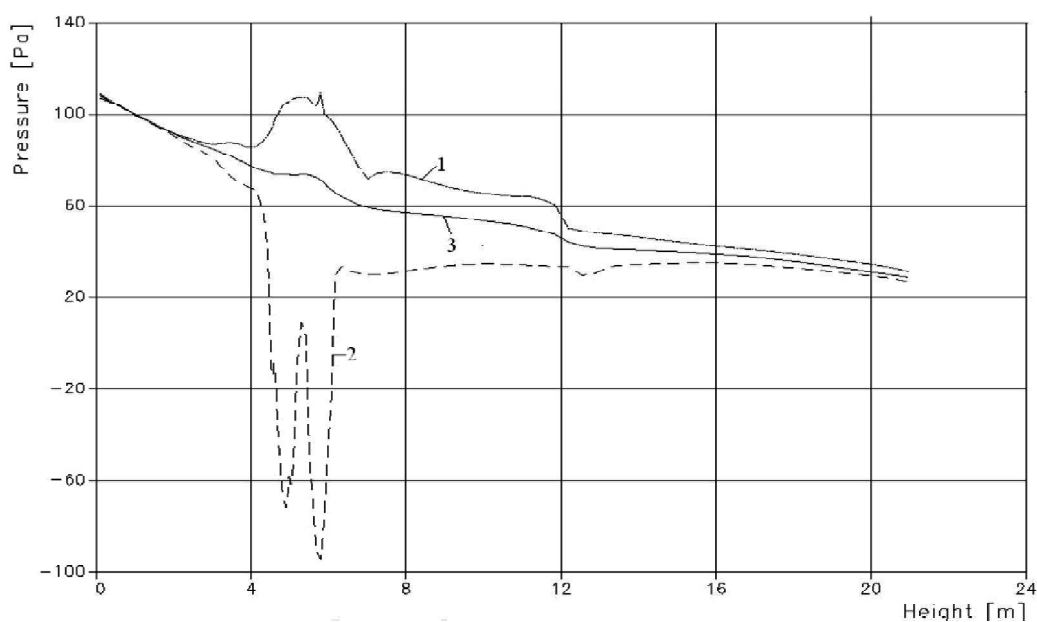


Рисунок 2 – Поле вектора полной скорости V в продольном сечении камеры сгорания при ($y=3.70m$)



1 - максимальные; 2 - средние;
3 - минимальные по поперечному сечению камеры сгорания значения P

Рисунок 3 – Распределение давления P по высоте топочной камеры

На рисунке 3 представлено распределение давления по высоте камеры сгорания котла БКЗ-160. Для его определения был использован итерационный метод корректировки давления: SIMPLE – метод Патанкара, согласно которому давление определяется через связь между уравнением неразрывности (1) и законом сохранения импульса (2). Суть его заключается в следующем. Первоначально задается определенное распределение давления, рассчитывается поле скорости, далее проводится корректировка поля давления и поля скорости при помощи соотношений:

$$P = P^* + \Delta \hat{P}, \quad u_i = u_i^* + \Delta u$$

Если давление задано неверно, то получается так называемый «дефект массы» для контрольного объема. В этой связи коррекцию давления через уравнения движения и неразрывности проводят до тех пор, пока «дефект массы» для всех контрольных объемов не будет менее заданного минимального значения.

Анализ рисунка 3 показывает, что давление претерпевает сильное изменение в области горелок. Это объясняется изменениями поля скоростей в этой части камеры сгорания (здесь происходит подача топлива и окислителя). Далее давление уменьшается по высоте камеры сгорания при продвижении к выходу из нее. Это отражает реальное поле давления в топочных камерах промышленных котлов [3]. Дело в том, что в топочной камере устанавливается небольшое разрежение, которое на выходе из нее не превышает 2-3 мм водяного столба и само значение давления меняется не более, чем на 0.02-0.03%.

Результаты вычислительных экспериментов по расчету максимального, среднего и минимального значений давления P по высоте камеры сгорания, представленные на рисунке 3, адекватно отражают сказанное выше о поведении давления для реальных энергетических котлов. Значения давления по высоте камеры сгорания действительно снижаются при продвижении к выходу из нее и истинное его значение определяется из соотношения: $P_{ист} = P + 10^5 \text{ (Па)}$

Анализ рисунка 3 показывает, что места подачи топлива и окислителя (область расположения горелочных устройств: $h=4.81\text{м}$ и $h=5.79\text{м}$), характеризуются всплесками значений давления (максимум и минимумы кривой распределения). Это вполне объяснимо и связано с резкими изменениями скоростей пылегазовых потоков в области пояса горелок.

Ниже представлены трехмерные результаты расчета давления (рисунок 4) в области нижнего яруса горелок и изоповерхности в этой области течения. Здесь наблюдается сильные различия между максимальными ($P_{max}=103.6\text{Па}$) и минимальными ($P_{min}=-66.69\text{Па}$) расчетными значениями давления, что и подтверждается рисунком 3.

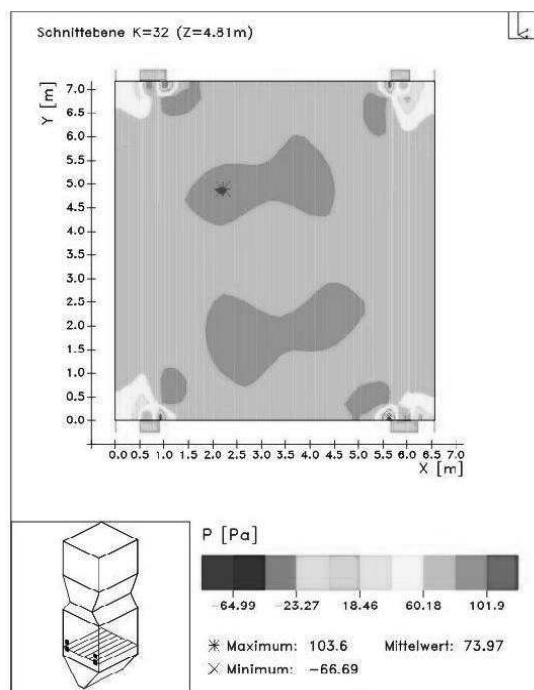


Рисунок 4 – Распределение давления P в поперечном сечении камеры сгорания в зоне горелок ($h=4.81\text{м}$)

При продвижении к выходу из топочной камеры давление выравнивается и оно монотонно убывает (рисунок 3). На выходе из камеры ($h=20.96\text{м}$) сгорания (рисунок 5) мы имеем среднее по поперечному сечению значения давления, равное $P=29.05\text{Па}$, а разница между максимальным $P_{\text{max}}=31.53\text{Па}$ и минимальным $P_{\text{min}}=27.15\text{Па}$ значениями давления невелика.

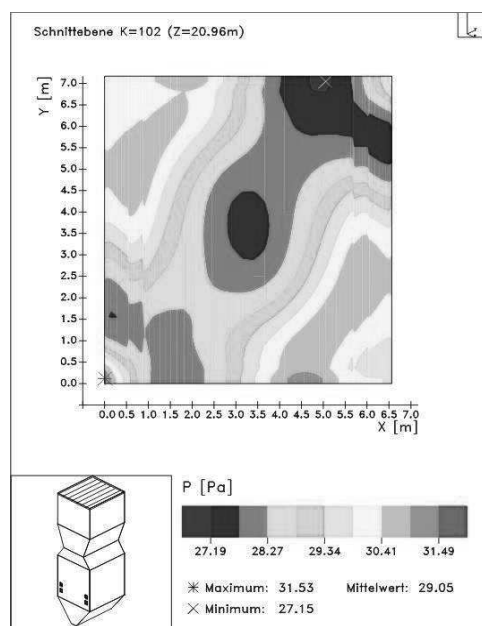
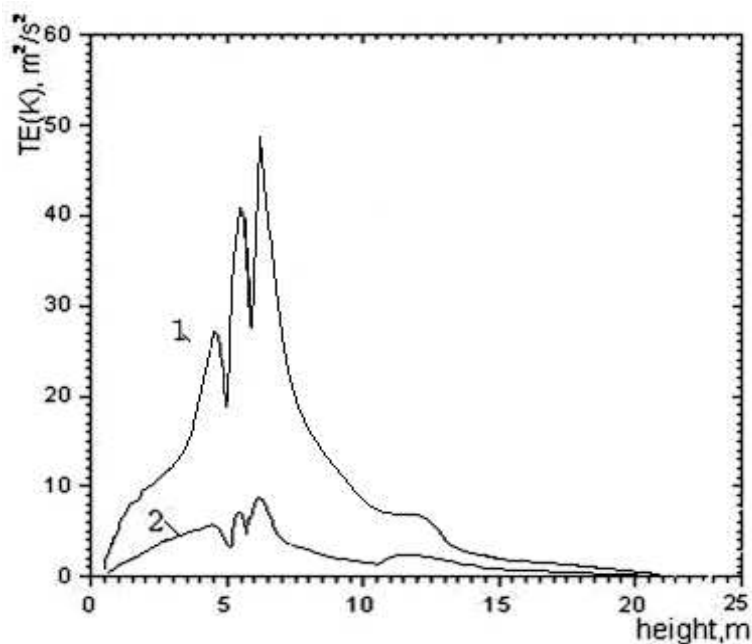


Рисунок 5 – Распределение давления P на выходе из камеры сгорания ($h=20.96\text{м}$)



1 - максимальные; 2 - средние; 3 – минимальные по поперечному сечению камеры значения k

Рисунок 7 – Распределение кинетической энергии турбулентности k по высоте топочной камеры

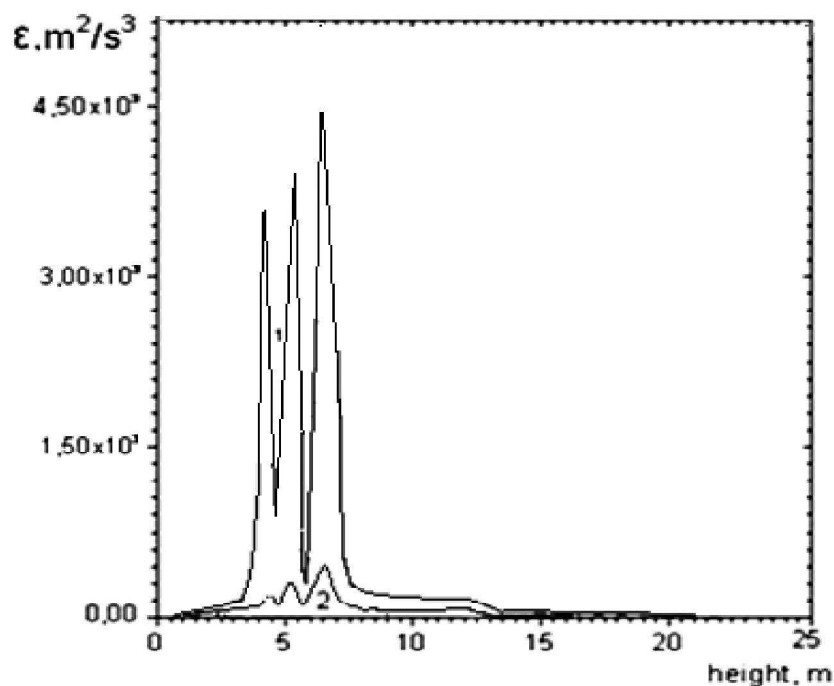
На рисунках 7-8 представлены такие характеристики аэродинамики турбулентного течения, как кинетическая энергия турбулентности k и диссипация турбулентной энергии ε , определяемые соотношениями

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{\rho} u_j k)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \bar{\rho} \cdot \varepsilon$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{\rho} u_j \varepsilon)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon,1} \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot P - C_{\varepsilon,2} \cdot \frac{\varepsilon^2}{k} \cdot \bar{\rho}$$

и через пульсационные составляющие скорости.

Анализ рисунков 7-8 показывает, что максимума турбулентная кинетическая энергия k и ее диссипация ε достигают в центральной области напротив горелок. Это и объяснимо, так как в этой области происходит встречное столкновение пылегазовых потоков из противоположных тангенциально расположенных горелочных устройств, что приводит к максимальному возмущению течения в этой области камеры сгорания и к высокому уровню турбулентности.



1 - максимальные; 2 - средние; 3 – минимальные по поперечному сечению камеры значения ϵ

Рисунок 8 – Распределение энергии диссипации ϵ по высоте топочной камеры

Все сказанное заложено геометрий котла, расположением горелочных устройств, которые создают высокий уровень турбулентности в тангенциальных топках в ее центральной части напротив горелочных устройств. Тщательное перемешивание топлива и окислителя, достаточная температура в этой области топочного пространства обеспечивают условия для интенсификации процесса горения, быстрого воспламенения пылегазового факела, для его стабилизации и полного выгорания.

Список литературы:

1. Müller H. Numerische Berechnung dreidimensionaler turbulenter Strömungen in Dampferzeugern mit Wärmeübergang und chemischen Reactionen am Beispiel des SNCR-Verfahrens und der Kohleverbrennung: Fortschritt-Berichte VDI-Verlag. –1992. – Reihe 6, №268. – 158 s.
2. Leithner, R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. - 52 p.
3. Askarova A.S., Bolegenova S., Bekmukhamet A., Maximov V. 3D modeling of heat and mass transfer in industrial boilers of Kazakhstan power plant, 2nd International Conference on Mechanical, Production and automobile Engineering (ICMPAE-'2012). – Singapore.– 2012. – 217-220 p.