

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ ПАРОВОЗДУШНОЙ СРЕДЫ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ НА ЦЕНТРАЛЬНОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБКЕ

АННОТАЦИЯ

В работе представляются результаты приложения метода моделирования крупных вихрей к задаче расчета турбулентного свободно-конвективного течения и тепломассообменных процессов в замкнутой, заполненной паровоздушной смесью цилиндрической камере при наличии пленочной конденсации водяного пара на центральной вертикальной трубке. Изложена математическая модель, программная реализация которой расширила возможности исследовательского CFD-кода *SINF*. По результатам расчетов проведен анализ мгновенных и осредненных полей скорости, температуры и концентрации компонент паровоздушной смеси в камере. Расчетные значения среднего теплового потока на поверхности конденсации сопоставлены с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Надежные методы количественного предсказания тепломассообменных процессов при пленочной конденсации в присутствии неконденсирующегося газа широко востребованы в современной промышленной энергетике. Одно из таких высокотехнологичных приложений связано с реализацией проектов по созданию новых блоков АЭС, предусматривающих использование систем, основанных на свободно-конвективном механизме удаления теплоты распада и гарантирующих длительное поддержание допустимого уровня давления внутри защитной оболочки (контейнмента) реактора в течение возможной тяжелой аварии, связанной с потерей теплоносителя (воды). В зависимости от проекта, условия для пленочной конденсации водяного пара, образующегося в нижней части контейнмента и перетекающего в подкупольное помещение, создаются либо на стенках, либо на располагаемых в подкупольном пространстве конденсаторах (например, трубного типа). При этом процесс пленочной конденсации идет в присутствии неконденсирующегося газа (воздуха). Известно, что присутствие в рабочем объеме неконденсирующегося газа существенно уменьшает интенсивность переноса тепла к поверхности конденсации. В условиях определяющего действия сил плавучести у поверхности конденсации развивается свободно-конвективное течение, которое на практике в большинстве случаев имеет турбулентный характер, либо включает в себя область ламинарно-турбулентного перехода.

В настоящее время наиболее доступным и перспективным инструментом для проведения исследований по проблеме является численное моделирование. При этом, в условиях резко выросших за последние годы вычислительных мощностей, особенно востребованы разработки, связанные с применением современных методик моделирования турбулентности – как использующие "низкорейнольдсовы" дифференциальные *RANS*-модели турбулентности, так и вихреразрешающие подходы, основанные на концепции метода моделирования крупных вихрей.

Опыт приложения "низкорейнольдсовых" моделей турбулентности для численного предсказания интенсивности поверхностной конденсации в присутствии неконденсирующегося газа применительно к модельной задаче свободной конвекции около вертикальной изотермической пластины представлен в работе [1], а результаты расчетов свободно-конвективного течения паровоздушной смеси в замкнутой полости, проведенных для условий экспериментов [2] с пленочной конденсацией водяного пара на вертикальной трубке, обсуждаются в [3]. В этих *RANS*-расчетах предсказываемые значения среднего теплового потока на поверхности конденсации на 15-20% занижены по сравнению с экспериментальными данными.

Цель настоящей работы заключается в применении метода моделирования крупных вихрей к задаче расчета тепломассообменных процессов в замкнутых полостях при наличии пленочной конденсации в присутствии неконденсирующегося газа. В качестве модельной рассматривается задача, приближенная по постановке к экспериментам [2].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В экспериментальном исследовании [2] конденсация водяного пара происходила на относительно тонкой вертикальной трубке, помещенной в центральную часть замкнутой цилиндрической камеры, заполненной паровоздушной средой (рис. 1). Труба имела длину 3.5 м, внешний диаметр 38 мм и охлаждалась постоянно циркулирующим потоком воды. Пар поступал в рабочую полость со дна камеры, где в водяном слое были расположены нагревательные элементы. Эксперименты были проведены при трех разных значениях давления в камере (1.5, 3.0 и 4.5 атм.) и нескольких среднеобъемных значениях массовой доли неконденсирующей

щегося газа - воздуха (из диапазона 0.33÷0.88). Производились измерения среднего по поверхности трубы теплового потока и среднеобъемных температур по высоте камеры.

Настоящие расчеты проводились при наименьшем значении давления в камере (1.5 атм.) для нескольких режимов, отличающихся среднеобъемными значениями массовой доли воздуха. Каждому из этих режимов соответствовали определенные, экспериментально измеренные распределения температуры вдоль трубы [2]. Верхняя и внешняя стенки камеры полагались теплоизолированными. Температура нижней границы задавалась постоянной и определялась из соотношения, аппроксимирующего связь парциального давления пара и его температуры в состоянии насыщения. Граничные значения вертикальной компоненты скорости пара на дне камеры определялись в ходе итерационного процесса, исходя из условия равенства массовых потоков чистого пара, поступающего в камеру снизу и конденсирующегося на поверхности трубки. Постановка граничных условий на поверхности конденсации обсуждается в следующем разделе.

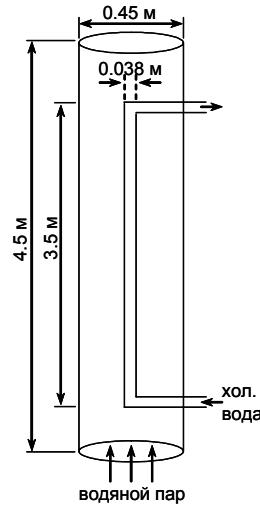


Рис. 1. Схема экспериментальной установки в работе [2].

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Система уравнений, описывающих турбулентное свободно-конвективное течение двухкомпонентной (парогазовой) смеси в поле сил тяжести, включает уравнения баланса массы, импульса и энергии для смеси в целом, а также уравнение переноса (диффузии) неконденсирующегося газа [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) &= -\nabla p^* + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{g}(\rho - \rho_h) \\ c_p \left[\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} T) \right] &= \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla p + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{V} - \\ &- \nabla \cdot \mathbf{q} - (c_{p,g} \dot{m}_g + c_{p,v} \dot{m}_v) \cdot \nabla T \\ \frac{\partial \rho W_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} W_g) &= \nabla \cdot \dot{m}_g, \quad W_g + W_v = 1. \end{aligned}$$

В данных уравнениях ρ , p , \mathbf{V} и T - плотность, давление, скорость и температура смеси, $p^* = p - p_h$ - модифицированное давление (p_h - гидростатическое давление), ρ_h - среднеобъемная плотность, c_p - удельная теплоемкость смеси, W_i - массовые доли компонент (нижними индексами g и v здесь и далее обозначены величины для газа и пара). Суммарный (включающий молекулярную и турбулентную со-

ставляющие) диффузионный перенос представлен в системе тензором напряжений $\boldsymbol{\tau}$ и векторами плотности потока тепла \mathbf{q} и массы \dot{m}_i , для которых используются традиционные градиентные аппроксимации в форме законов Ньютона, Фурье и Фика.

Плотность смеси определяется уравнением состояния:

$$\rho = (W_g / M_g + W_v / M_v)^{-1} \cdot p_0 / (RT), \text{ где}$$

M_i - молярные массы компонент, p_0 - давление по всему объему смеси, которое в используемом приближении низкоскоростного течения принимается постоянным.

Удельная теплоемкость смеси складывается из удельных теплоемкостей ее компонент с учетом их массовых долей:

$$c_p = c_{p,g} W_g + c_{p,v} W_v.$$

Используемые в модели зависимости для коэффициентов диффузии водяного пара в воздухе и вязкости смеси заимствованы из [5], а зависимость вязкости от температуры для каждой из компонент смеси задается степенной аппроксимацией с показателем $n=0.76$ [1].

Входящий в градиентную аппроксимацию для вектора плотности потока тепла коэффициент теплопроводности смеси λ вычисляется с использованием "взвешенного" значения молекулярного числа Прандтля Pr :

$$\lambda = \mu c_p / Pr, \quad Pr = W_g \cdot Pr_g + W_v \cdot Pr_v, \quad Pr_g = 0.71, \quad Pr_v = 1.0.$$

Для реализации метода моделирования крупных вихрей использовалась замыкающая дифференциальная подсеточная модель с уравнением переноса кинетической энергии неразрешаемых составляющих пульсационного движения [6]. Вблизи стенок применялся метод пристенных функций. При этом, в приложении к поверхности конденсации, были сформулированы специальные пристенные функции (на основе представленного в [7] анализа).

Парциальное давление на межфазной границе определяет граничное значение массовой доли газа. Массовый поток конденсирующегося в пленку пара контролируется диффузионными процессами и может быть записан в виде:

$$\dot{m}_{v,\delta} = \rho_\delta D_v \cdot \left(\frac{\partial W_g}{\partial y} \right)_\delta / W_{g,\delta},$$

где D - коэффициент диффузии, а нижний индекс δ отвечает поверхности пленки. С другой стороны, поскольку сопутствующий газ не конденсируется, этот массовый поток равен (с точностью до знака) нормальной составляющей массового потока смеси, даваемого выражением $\dot{m}_{v,\delta} = \rho_\delta v_\delta$, где v_δ - нормальная компонента скорости на межфазной границе. На основе этих двух соотношений построен специальный итерационный алгоритм поиска значения v_δ [1], замыкающий совокупность граничных условий рассматриваемой задачи.

Разработанная математическая модель предусматривает возможность решения задачи тепломассообмена при пленочной конденсации из парогазовой среды как с учетом термического сопротив-

ления и движения пленки конденсата конечной толщины, так и в приближении бесконечно тонкой пленки [1]. В последнем случае (он и был реализован, основываясь на выводах из предшествующих *RANS*-расчетов), температура на границе с пленкой полагается равной температуре стенки, а продольная компонента скорости равна нулю.

4. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

При проведении расчетов использовался развиваемый на кафедре гидроаэродинамики СПбГПУ программный пакет *SINF*. Пространственная дискретизация уравнений гидрогазодинамики в пакете *SINF* осуществляется по методу контрольного объема со вторым порядком точности. Для получения нестационарных решений применяется неявная схема второго порядка по физическому времени. На каждом временном шаге организуется итерационный процесс установления с введением искусственной сжимаемости. В соответствии с представленной выше математической моделью пакет *SINF* был доработан для придания ему возможностей по решению трехмерных задач, направленных на предсказание локальной интенсивности пленочной конденсации пара в присутствии неконденсирующегося газа.

При формировании расчетной области вместо относительно коротких горизонтальных участков трубки (рис. 1) были введены не нарушающие осевую симметрию вертикальные вставки (в виде продолжения трубки), на которых накладывались условия адиабатичности и скольжения. Покрывающая расчетную область неравномерная сетка включала около полумиллиона ячеек.

Для рассматриваемой задачи характерен весьма длительный переходный процесс, во время которого происходит развитие течения и устанавливаются

некоторые значения среднеобъемной температуры и массовой доли пара. Начальные значения температуры и концентрации подбирались так, чтобы по мере развития конвекции процесс выходил на режим, близкий по среднеобъемным параметрам к экспериментальному.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим результаты, полученные для режима с близкими среднеобъемными массовыми долями воздуха и пара ($W_g \cong 0.56$). Рассчитанные типичные мгновенные картины полей скорости, температуры и массовой доли воздуха в одном из вертикальных сечений камеры и в горизонтальном сечении, расположенном на расстоянии 1 м от ее дна, показаны на рис. 2. Там же приведены укрупненные фрагменты полей вблизи центральной вертикальной трубки. Видно, что рассчитанное турбулентное течение имеет сложную, существенно трехмерную структуру с формирующимися и взаимодействующими друг с другом многочисленными вихревыми образованиями и выраженными пространственными неоднородностями в поле температуры. Неустойчивая температурная стратификация в нижней части камеры обуславливает развитие конвекции Релея-Бенара. По мере приближения к верхней стенке интенсивность вихревого движения уменьшается, а поле температуры становится более однородным. Характерные мгновенные значения горизонтальных составляющих скорости сопоставимы со значениями вертикальной скорости и достигают 0.5 м/с.

В результате осреднения полей скорости во времени становится отчетливо выраженной нисходящая у поверхности конденсации кольцевая струя с преимущественным содержанием воздуха. Общий анализ приводит к заключению о существен-

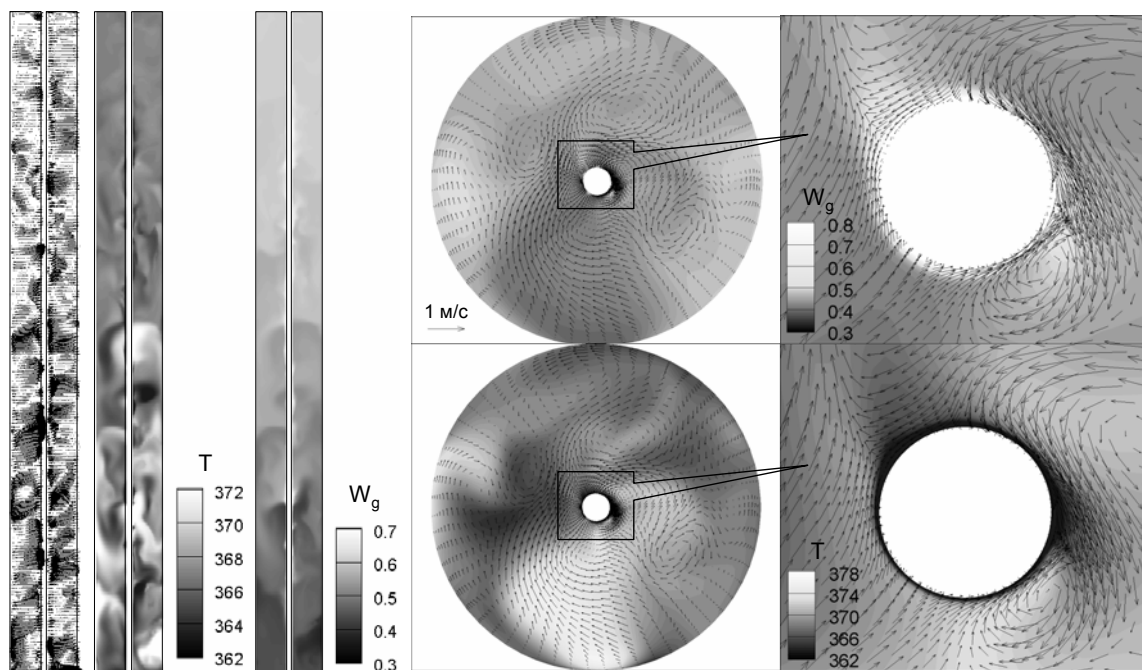


Рис. 2. Мгновенные поля скорости и температуры и массовой доли воздуха в вертикальном сечении камеры (слева) и в горизонтальном сечении, расположенном на расстоянии 1 м от ее дна (справа).

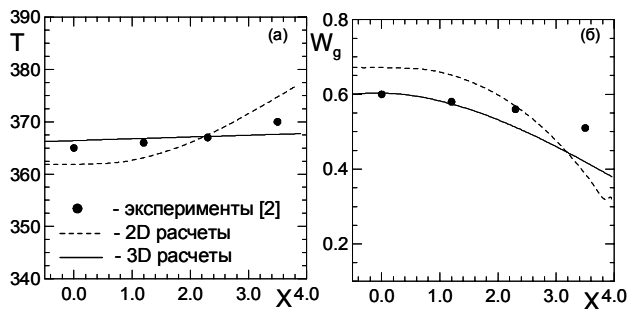


Рис. 3. Изменение по высоте камеры температуры (а) и массовой доли воздуха (б): сопоставление результатов расчетов и экспериментов [2].

ных качественных отличиях в структуре полей, рассчитанных в трехмерной (и осредненных во времени) и осесимметричной [3] постановках.

На рис. 3 производится сопоставление результатов осесимметричных [3] и трехмерных расчетов с экспериментальными данными для изменяющихся по высоте камеры "представительных" значений температуры и массовой доли воздуха (линейная координата отсчитывается от верха охлаждаемого участка трубки в направлении дна камеры). Здесь в качестве "представительных" используются значения, осредненные по текущему горизонтальному сечению. Видно, что, по сравнению с результатами, полученными при осесимметричных *RANS*-вычислениях, трехмерные расчеты дают заметное улучшение степени согласия с экспериментальными данными. Предсказанное интенсивное турбулентное перемешивание формирует слабо стратифицированное (в осредненном смысле) поле температуры по всей высоте камеры, за исключением сильноградиентной области в непосредственной близости к нижней стенке.

Интересующий практиков тепловой поток на поверхности конденсации складывается из двух составляющих: потока тепла, порожденного изменением агрегатного состояния пара, и диффузионного потока, обусловленного молекулярным теплопереносом в парогазовой смеси за счет возникающих у поверхности градиентов температуры. В рассмотренной задаче средний тепловой поток, связанный с конденсацией пара и отводимый через водяную пленку на поверхности охлаждения, более чем на порядок превышает величину диффузионного потока. На рис. 4 показана временная эволюция интегрального теплового потока на поверхности конденсации, которая иллюстрирует, в частности, большую длительность упомянутого выше переходного процесса. Сравнение (в квазистационарном приближении) расчетных значений с данными, посчитанными по экспериментальной корреляционной зависимости [2], выполнено на рис. 4 для участка медленных изменений статистических характеристик рассчитываемой конвекции.

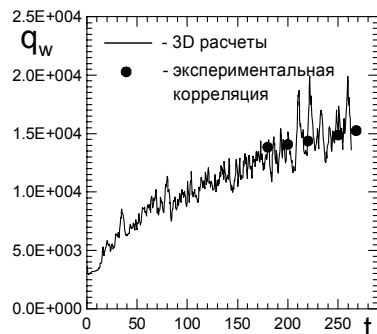


Рис. 4. Сопоставление результатов расчетов с данными [2] для интегрального теплового потока.

нарном приближении) расчетных значений с данными, посчитанными по экспериментальной корреляционной зависимости [2], выполнено на рис. 4 для участка медленных изменений статистических характеристик рассчитываемой конвекции.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В трехмерной нестационарной постановке проведены расчеты турбулентной свободной конвекции паровоздушной смеси в замкнутой цилиндрической камере при учете пленочной конденсации пара на помещенной в центр камеры тонкой вертикальной трубе. Установлено, что формирующееся течение является существенно трехмерным и характеризуется интенсивным конвективно-турбулентным перемешиванием среды, особенно выраженным в нижней части камеры. Сопоставление с данными экспериментов рассчитанных изменений температуры и концентрации пара по высоте камеры, а также значений среднего теплового потока на поверхности конденсации показало хорошую степень согласованности результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №08-08-00977).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

q_w — интегральный тепловой поток, Вт/м²;
 t — время, с;
 T — температура паровоздушной смеси, °К;
 W — среднеобъемная массовая доля компонент смеси;
 x — вертикальная линейная координата, м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Смирнов Е.М., Абрамов А.Г., Кумзерова Е.Ю., Смирнов П.Е. О применении современных дифференциальных моделей турбулентности для расчета поверхностной конденсации в условиях свободной конвекции паровоздушной среды / Научные исследования и инновационная деятельность: материалы научно-практ. конф. - СПб.: Изд. СПбГПУ, 2008. - С. 83-89.
- Dehby A.A., Golay M.W., Kazimi M.S. Condensation experiments in steam-air steam-helium mixture under turbulent natural convection / National Conference of Heat Transfer, AIChE Symp. Ser. 1991. No 87(283). P. 19-28.
- Смирнов Е.М., Абрамов А.Г., Смирнов П.Е. Численное моделирование тепломассообмена при пленочной конденсации водяного пара на вертикальной трубке в условиях циркулирующего турбулентного движения паровоздушной среды / Научные исследования и инновационная деятельность: материалы научно-практ. конф. - СПб.: Изд. СПбГПУ, 2009. - С. 70-76.
- Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. - М: Наука, 1989. - 368 с.
- Lienhard J.H. IV, Lienhard J.H. V A heat transfer text book, third edition, Phlogiston Press Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 2006. - 750 с.
- Абрамов А.Г., Смирнов Е.М. Численное моделирование турбулентной конвекции воздуха в подогреваемой сбоку полости квадратного сечения // ТВТ. 2006. Т. 44. № 1. С. 90-97.
- Yuan X., Mozer A., Suter P. Wall function for numerical simulation of turbulent natural convection along vertical plates // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. Vol. 36. P. 4477-4485.