

МОДЕЛЬ КОАГУЛЯЦИИ ПУЗЫРЬКОВ, ВВОДИМЫХ СТРУЙНЫМ ИНЖЕКТОРОМ В ПОТОК ТЯЖЕЛОГО ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина, Ю.И. Орлов

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Представлена математическая модель коагуляции пузырьков при истечении мелкодисперсного газожидкостного потока из струйного инжектора в канал с потоком теплоносителя, позволяющая оценить эффективность инжекторного метода ввода газовых смесей в тяжелый жидкометаллический теплоноситель (ТЖМТ) для технологических целей. Рассмотрены механизмы градиентной, инерционной, и турбулентной коагуляции, приводящие к эволюции спектра размеров пузырей по длине канала. Приведены расчетные зависимости спектров размеров пузырьков, средних размеров и величины удельной межфазной поверхности от расстояния до инжектора.

ВВЕДЕНИЕ

Технология ТЖМТ предусматривает использование окислительно-восстановительных газовых смесей, содержащих водород и водяной пар, для очистки теплоносителя от оксидов, пассивации поверхностей контура, регулирования термодинамической активности кислорода в теплоносителе и др. Для этой цели с помощью специальных устройств (инжекторов или диспергаторов) в теплоноситель вводится газовая смесь, которая в виде мелких пузырьков должна доставляться ко всем участкам контура. Опыт показывает, что вводимые в высокоскоростной поток теплоносителя газовые пузырьки размером до 30–50 мкм при малых объемных концентрациях способны более-менее длительное время циркулировать по контуру. Однако в низкоскоростном потоке теплоносителя, вследствие коагуляции происходит быстрое укрупнению пузырьков, увеличивается скорость их всплытия и сепарация газа на свободных поверхностях теплоносителя, что существенно ухудшает эффективность очистки контура.

Таким образом, процессы коагуляции, играющие значительную роль в различных задачах гидродинамики многофазных дисперсных сред, суспензий, коллоидов и т.п., имеют большое значение и для технологии ТЖМТ.

Теоретические основы коагуляции были заложены М. Смолуховским [1]. Позднее проблемами коагуляции в связи с различными задачами физической химии занимались В.Г. Левич [2], Н.Н. Туницкий, [3] и ряд других авторов. Современные математические аспекты решения уравнения Смолуховского с различными ядрами изложены в монографии В.А. Галкина [4].

© В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина, Ю.И. Орлов, 2007

В настоящей работе рассматривается процесс коагуляции пузырьков, вводимых струйным инжектором в турбулентный поток теплоносителя. Предполагается, что инжектор создает высокоскоростную струю жидкости с мелкими пузырьками газа одинакового размера, которые в результате смешения с основным потоком теплоносителя коагулируют как в струе, так и в стационарном турбулентном потоке в канале.

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ КОАГУЛЯЦИИ

В данной работе мы будем исходить из известного соотношения для изменения концентрации пузырьков заданного размера, обусловленного прибылью за счет слияния более мелких пузырьков и убылью за счет слияния пузырьков данного размера с другими пузырьками. Будем рассматривать только парные взаимодействия и считать, что каждое столкновение пузырьков приводит к коагуляции.

Пусть C_i – численная концентрация пузырьков, состоящих из i первичных пузырьков. Изменение концентрации пузырьков этого размера в единицу времени описывается уравнением [1]

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{k}{2} \sum C_j C_{j-i} - kC_i \sum C_j, \quad (1)$$

где $\frac{k}{2} \sum C_j C_{j-i}$ – увеличение за единицу времени численной концентрации рассматриваемых пузырьков вследствие слияния более мелких; $kC_i \sum C_j$ – уменьшение концентрации рассматриваемых пузырьков из-за слияния с пузырьками других типов и друг с другом.

Если исходные пузырьки имеют одинаковый размер, то система уравнений (1) легко интегрируется. Для общей концентрации пузырей всех размеров из уравнения (1) получается [2]

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{k}{2} C^2, \quad (2)$$

где $C = \sum C_i$, величина $k/2$ носит название константы коагуляции.

Из формулы (2) следует, что

$$C = \frac{C_0}{1 + \frac{k}{2} C_0 t}, \quad (3)$$

где C_0 – начальная численная концентрация пузырьков. Используя выражение (3) можно последовательно решить систему уравнений (1).

Константа коагуляции $k/2$ определяется числом столкновений N (актов взаимодействий) с выделенным пузырьком в единицу времени. Столкновение пузырьков в турбулентных потоках со сдвигом может быть обусловлено различными гидродинамическими причинами, с которыми связываются различные механизмы коагуляции.

Решение задачи о коагуляции пузырьков, спектр которых был первоначально полидисперсным, можно получить, следуя работе [3], следующим образом. Пусть все пузырьки имеют первоначальные объемы, кратные некоторому минимальному объему. Тогда для описания коагуляции такой системы может быть использована система уравнений (1), но с иными начальными условиями. В этом случае начальные концентрации пузырьков разных размеров $C_i(t=0)$ будут отличны от нуля. Сделаем в (1) подстановку, положив

$$C_i = \frac{1}{1 + \frac{k}{2} C_0 t} v_i.$$

Тогда для величин v_i получим следующую систему уравнений

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{k}{2 \left(1 + \frac{k}{2} C_0 t \right)} \sum_{j=1}^{i-1} v_j v_{i-j}.$$

Эта система уравнений интегрируется при помощи интегрирующего множителя. В результате, после несложных преобразований можно получить уравнения для изменения числа пузырьков различных размеров от времени, выраженные через начальные концентрации пузырьков различного объема

$$C_i(t) = \frac{C_{i0}}{\left(1 + \frac{k}{2} C_0 t \right)^2} + \sum_{k=1}^{i-1} \sum_{j=1}^{i-k} C_{j0} C_{i-j,k-1} \frac{(kt/2)^{k-1}}{\left(1 + \frac{k}{2} C_0 t \right)^{k+1}}, \quad (4)$$

где C_{i0} – начальные концентрации пузырей i -го размера.

Уравнения (4) позволяют последовательно рассчитывать распределения пузырьков по размерам в любой момент времени, если известно их начальное распределение.

Скорость коагуляции определяется константой k , которая входит в уравнения (1), (2) и решения (3), (4). Величина константы k определяется механизмом коагуляции или совокупностью механизмов, если их несколько.

Следует заметить, что решения (3), (4) справедливы для бесконечно коагулирующей системы и не учитывают процесс дробления пузырей. На самом деле, в потоке происходит дробление пузырей и в конце концов формируется некоторый устойчивый размер пузырьков, который определяется усредненными и пульсационными гидродинамическими характеристиками потока.

МЕХАНИЗМЫ КОАГУЛЯЦИИ ПУЗЫРЬКОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В турбулентных потоках имеют место три основных механизма коагуляции – градиентная, турбулентная и инерционная.

Градиентная коагуляция пузырьков. В струе с большим градиентом скорости, при условии, когда «прицельное» расстояние меньше суммы радиусов пузырьков, происходят их столкновения. Число столкновений за единицу времени (скорость коагуляции) равно [1, 2]

$$N_{\text{аб}} = \frac{4}{3} C^2 \Gamma (a_i + a_j)^3 = \frac{8 C \phi \Gamma}{\pi},$$

где Γ – градиент скорости, C , ϕ – численная и объемная концентрация пузырьков.

Турбулентная коагуляция пузырьков. Коэффициент турбулентной диффузии пузырьков D_b примем равным коэффициенту турбулентной диффузии несущей среды D или коэффициенту вихревой вязкости.

Для струйного течения

$$D_b = D = 10^{-2} U_0 d,$$

а для течения в трубе

$$D_b = D = 0.035 u' D \approx 2 \cdot 10^{-3} U_p d_p.$$

По аналогии с броуновской диффузией скорость коагуляции пузырьков запишем в виде

$$N_{\text{броунов}} = 8\pi D_b a C^2,$$

где коэффициент броуновской диффузии заменен на коэффициент турбулентной диффузии пузырьков D_b .

Инерционная коагуляция пузырьков. Пульсационные скорости, приобретаемые пузырьками при движении в турбулентном потоке, существенно зависят от их размеров. Пузырьки разных размеров даже в одном турбулентном вихре движутся с различными скоростями и благодаря этому сталкиваются друг с другом. Для инерционного механизма коагуляции существенна зависимость относительной скорости сближения пузырьков от их размеров, поскольку более крупные пузырьки в поле турбулентных ускорений w приобретают большие скорости и сближаются с мелкими. Пульсационная скорость движения пузырьков v' , обусловленная турбулентными пульсациями несущей среды u' , равна [8]:

$$v' = u' \sqrt{\frac{9 + T/\tau}{1 + T/\tau}}. \quad (5)$$

где $\tau \sim a^{-2}$ – время релаксации пузырьков, T – лагранжев временной масштаб турбулентности.

Число столкновений пузырька размером a_i с пузырьками радиусами a_j в единицу времени, обусловленное инерционным механизмом, равно $C\pi(a_i + a_j)^2(v'_i - v'_j)$, где $\pi(a_i + a_j)^2$ – площадь, а $(v'_i - v'_j)$ – высота цилиндра, вырезаемого пузырьком радиуса a_i при его движении относительно пузырька радиуса a_j .

Число столкновений пузырька радиуса a_i со всеми пузырьками $a_j < a_i$ равно

$$\int_0^{R_i} \pi(a_i + a_j)^2 (v'_i - v'_j) C f(a) da, \quad (6)$$

где $f(a)$ – функция распределения пузырьков по размерам.

Полное число столкновений, происходящих в единицу времени в единице объема, равно

$$N_{\text{и́нер}} = \pi C^2 (a_i + a_j)^2 (v'_i - v'_j), \quad (7)$$

где черта означает усреднение по размерам пузырьков.

При совместном действии трех механизмов коагуляции полагаем, что полное число столкновений пузырьков равно сумме столкновений, обусловленных различными механизмами

$$N = N_{\text{град}} + N_{\text{турб}} + N_{\text{ин}}.$$

Таким образом, число столкновений пузырьков, можно рассчитать по формуле:

$$N = \left[\frac{4}{3} \Gamma (a_i + a_j)^3 + 8\pi D_b R + \pi (a_i + a_j)^2 (v'_i - v'_j) \right] C.$$

Следует отметить, что на различных участках струи будут преобладать различные механизмы коагуляции. Так, на начальном участке струи, где имеет место большой градиент скорости, но малы масштабы турбулентности, главную роль играет градиентная коагуляция. По мере удаления от инжектора уменьшаются градиенты скорости, но увеличивается влияние турбулентной коагуляции. В то же время, по мере формирования спектра размеров начинает проявляться механизм инерционной коагуляции, обусловленной различием пульсационных скоростей пузырьков разных размеров.

С другой стороны, поскольку рост размеров пузырей не может происходить бесконечно (крупные пузыри в турбулентном потоке начинают дробиться), то процесс дробления должен учитываться в модели эволюции спектра размеров пузырей.

ДРОБЛЕНИЕ И ПРЕДЕЛЬНЫЙ РАЗМЕР ПУЗЫРЬКОВ

Процесс дробления зависит как от скорости турбулентного потока жидкости, так и от размеров пузырьков. Максимальный размер пузырьков определяется соотношением сил поверхностного натяжения и турбулентных напряжений, действующих на пузырьки со стороны потока.

В соответствии с законом Колмогорова-Обухова изменение скорости $\Delta u'$ в стабилизированном турбулентном потоке жидкости на расстояниях порядка диаметра пузырька связано с диссипацией энергии ϵ соотношением $\Delta u' \approx (\epsilon \cdot 2a)^{1/3}$.

Перепад давления $\rho \Delta u'^2$ определяет разрушающую крупные пузырьки поверхностную силу, конкурирующую с силой поверхностного натяжения $\frac{\sigma}{2a}$.

Из соотношения $\rho \Delta u'^2 \approx \sigma/2a$ следует, что максимальный устойчивый диаметр пузыря $2a_m$ равен

$$2a_m = B_1 \epsilon^{-\frac{2}{5}} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{3}{5}}.$$

Предполагая, что в процессе коагуляции максимальный устойчивый размер пузырьков будет достигнут при полном смешении струи со спутным потоком, т.е. уже при стабилизированном течении в канале, оценим величину $2a_m$, исходя из оценки диссипативных потерь в турбулентном потоке в трубе.

Диссипация механической энергии в трубе длиной l и диаметром D_p равна $\Delta P \frac{\pi D_p^2}{4} U_p$, где $\Delta P = \frac{1}{2} \lambda \frac{l}{D_p} \rho U_p^2$ – перепад давления на участке трубы; U_p – скорость жидкости; λ – коэффициент гидравлического сопротивления.

Таким образом, оценивая диссипацию как $\epsilon \approx \lambda \frac{U^3}{D_p}$, формулу для максимального устойчивого диаметра пузыря $2a_m$ при турбулентном течении в трубе запишем в виде

$$2a_m = B_2 \left(\frac{D_p^2 \sigma^3}{\lambda^2 \rho^3 U_p^6} \right)^{1/5}, \quad (8)$$

где постоянная B_2 – величина порядка единицы [5, 6].

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКА

При формулировке задачи о коагуляции пузырьков предположим, что основные гидродинамические характеристики струи и стабилизированного потока в канале при малых объемных газосодержаниях являются такими же, как и при течении однофазной затопленной струи в спутном потоке.

Схематизируем гидродинамическую задачу об истечении жидкости из инжектора диаметром d в спутный поток жидкости в трубе диаметром D_p следующим образом. Предположим, что струя со средней скоростью U_0 вытекает из круглого сопла диаметром d в поток, имеющий скорость $U_p = \text{const}$ ($U_p \ll U_0$). На основании теорий Буссинеска, Прандтля, Тейлора и Рейхардта запишем распределение ско-

рости в струе при некоторых предположениях [7]. Будем считать, что поля скорости в струе в последовательно расположенных сечениях, начиная с некоторого сечения после начального участка, являются подобными

$$\left. \begin{aligned} U(x,r) &= U(x,0)f(\xi_2) \\ U(x,0) &= U_0\Psi(\xi_1) \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

где $\xi_2 = \frac{r}{d}\varphi(\xi_1)$, $\xi_1 = \frac{x+a}{d}$, а x и r – осевая и радиальная координаты. Здесь a – расстояние от точечного источника до сопла, принятое далее в соответствии с известными данными по гидродинамике струй, равным $2d$.

В рассматриваемом случае, когда скорость истечения из инжектора существенно превосходит скорость потока в трубе, имеем [7]:

$$\varphi = \frac{1}{\xi_1} = \frac{d}{x+2d}; \quad \xi_2 = \frac{r}{d}\varphi(\xi_1) = \frac{r}{x+2d}; \quad \Psi = \frac{A}{\xi_1}. \quad (10)$$

Тогда скорость на оси струи запишется в виде $U(x,0) = U_0 A \frac{d}{x+2d}$, т.е. скорость струи на оси убывает по закону $1/x$, начиная с некоторого расстояния стабилизации $x_0 \approx 4d$. После начального участка (при $x > 4d$) распределение скорости струи становится автомодельным с максимальным значением U_0 на оси струи. Отсюда следует $A = 6$.

Таким образом, считая, что из сопла инжектора вытекает струя со средней скоростью U_0 , распределение скорости на оси струи начиная с $x = 4d$ будет иметь вид

$$U(x,0) = \frac{6U_0d}{x+2d}. \quad (11)$$

Процесс расширения струи и формирование профиля скорости в значительной мере определяется турбулентными характеристиками, в частности, вихревой вязкостью $\epsilon_{\text{стр}}(x,r)$.

Для функции $f(\xi_2)$, описывающей распределение скорости по радиусу стабилизированной (т.е. при $x > 4d$) струи, согласно [7] имеем:

$$f(\xi_2) = \frac{U(x,r)}{U(x,0)} = \left[1 + \frac{U(x,0)(x+2d)}{8\epsilon_{\text{стр}}} \xi_2^2 \right]^{-2}. \quad (12)$$

Из предположения о постоянстве коэффициента вихревой вязкости по сечению струи и из условия наилучшего согласования рассчитанных по формуле (12) и измеренных полей скорости в струе была получена [7] следующая формула для вихревой вязкости при $x > 4d$

$$\epsilon_{\text{стр}} = 0.00196U_{\text{max}}(x,0)(x+2d). \quad (13)$$

С учетом (13) распределение скорости в струе запишем в виде:

$$U(x,r) \approx \frac{6U_0d}{x+2d} \left[1 + 60 \left(\frac{r}{x+2d} \right)^2 \right]^{-2}. \quad (14)$$

При численных расчетах распределение скоростей в канале принято равным сумме скоростей струи $U(x,r)$ и скорости потока в трубе U_p .

Турбулентные характеристики струи. Одной из наиболее важных характеристик, определяющих процесс коагуляции, является коэффициент турбулентной диффузии пузырьков. Естественно, что интенсивность пульсационного движения пу-

зырьков в турбулентных потоках определяется характеристиками турбулентности несущей среды, и поэтому в конкретной содержательной модели коагуляции эти характеристики должны быть предварительно найдены или заданы.

Коэффициент вихревой вязкости или коэффициент турбулентной диффузии в однородной струе после начального участка ($x > 4d$), согласно экспериментальным данным, можно считать независимым от продольной и радиальной координат [7]

$$\varepsilon_{\text{стр.}} = 0.00196(x+2d)U(x,0) = 0.00196 \cdot 6U_0d \approx 10^{-2}U_0d. \quad (15)$$

По мере расширения струи и уменьшения скорости течения интенсивность турбулентности u' уменьшается, но при этом увеличивается характерный пространственный масштаб турбулентных пульсаций Λ , так что их произведение, дающее коэффициент вихревой вязкости, остается постоянным $\varepsilon_{\text{стр.}} \sim u'(x,r)\Lambda(x,r) = \text{const}$.

Исходя из известных экспериментальных данных по интенсивности турбулентности в струях [7], распределение $u'(x, r)$ представим в виде отношения к локальной скорости в струе

$$\frac{u'(x,r)}{U(x,r)} = 0.2 \left[1 + 60 \left(\frac{r}{x+2d} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

В основной части струи принятое распределение интенсивности пульсаций по сечению удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Интенсивность турбулентности при этом составляет ~20% от скорости потока.

Таким образом, используя для интенсивности турбулентности формулу (15) и условие постоянства коэффициента вихревой вязкости, запишем распределение масштабов турбулентности в зависимости от продольной и радиальной координат в виде

$$\Lambda(x,r) = \frac{\varepsilon_{\text{стр.}}}{u'(x,r)} = 10^{-2}(x+2d) \left[1 + 60 \left(\frac{r}{x+2d} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

Далее запишем еще две характеристики, связанные с интенсивностью турбулентности и необходимые для расчетов коагуляции. К ним относятся характерные частоты турбулентных пульсаций в струе и характерные ускорения в крупномасштабных вихрях, осуществляющих турбулентный перенос пузырьков.

Исходя из распределений интенсивности пульсаций скорости $u'(x, r)$ и пространственных масштабов турбулентности Λ , характерные частоты турбулентных пульсаций в струе представим в виде

$$\omega \approx \frac{u'}{\Lambda} = \frac{120U_0d}{(x+2d)^2 \left[1 + 60 \left(\frac{r}{x+2d} \right)^2 \right]^2}, \quad (18)$$

а характерные ускорения в крупномасштабных турбулентных вихрях в виде

$$w(x,r) \approx u'\omega \approx \Lambda \omega^2 = \frac{144U_0^2d^2}{(x+2d)^3 \left[1 + 60 \left(\frac{r}{x+2d} \right)^2 \right]^3}. \quad (19)$$

Гидродинамические характеристики при течении в трубе. По мере удаления от инжектора и расширения струи все характерные гидродинамические величины (u' , ω , w) уменьшаются (кроме масштаба турбулентности, который увеличивается). При полном расширении струи и смешении с основным потоком в трубе характери-

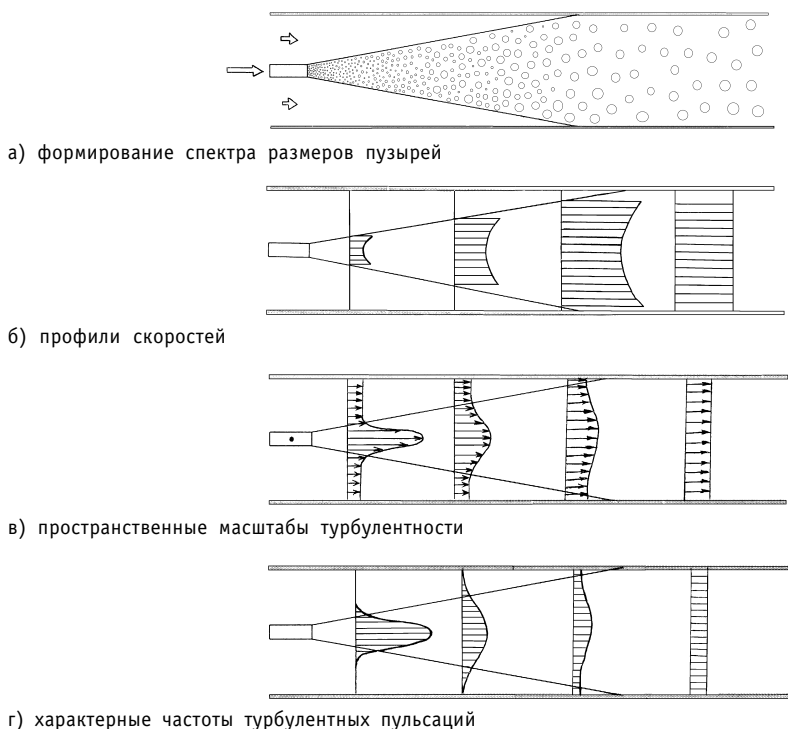


Рис.1. Схема распределения гидродинамических параметров в струе

стики турбулентности стабилизируются. В расчетной схеме коагуляции приняты следующие условия для течения потока в трубе: скорость потока и коэффициент турбулентной вязкости или коэффициент турбулентной диффузии несущей среды $\epsilon_{\infty} = 0.035u' D_p$ постоянны по сечению. Характерный лагранжев масштаб турбулен-

тности $u' \approx 0.05U_p$ принят равным $\Lambda \approx \frac{\epsilon}{u'} = 0.035D_p$, характерная частота турбулен-

тных пульсаций скорости $\omega \approx \frac{u'}{\Lambda} = 1.43 \frac{U_p}{D_p}$, характерные ускорения в турбулент-

ных вихрях при течении в трубе приняты равными $w \approx u'\omega = 0.07 \cdot \frac{U_p^2}{D_p}$.

Схематично процесс коагуляции пузырьков в струе, втекающей в канал, а также распределения скоростей и турбулентных характеристик показаны на рис. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2(а,б) показан пример изменения спектра размеров (объемов) пузырьков по мере удаления от инжектора на оси струи при объемном газосодержании на выходе из инжектора 1 и 5% для начального радиуса пузырей 0.5 мм. Видно, что по мере удаления от инжектора первоначальный монодисперсный спектр постепенно расширяется, появляются пузырьки предельного размера (объемом в 120 раз выше объема исходных пузырьков), их количество увеличивается.

На рис.3 показаны зависимости среднего размера пузырей от расстояния до инжектора для трех начальных газосодержаний (5, 1, 0,1%). Видно, что процесс

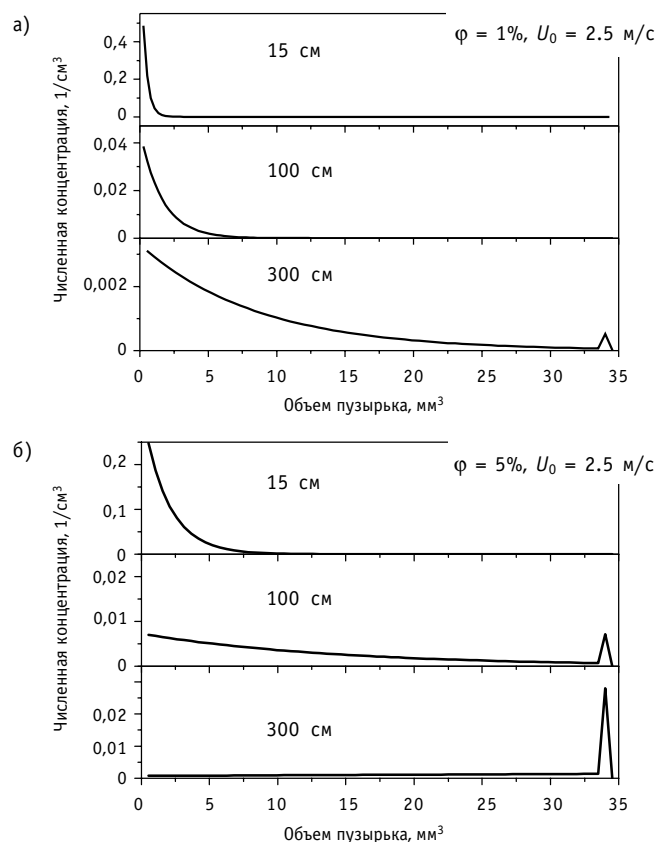


Рис.2. Спектры объемов пузырьков в потоке свинца на оси струи при различных удалениях от инжектора. Начальное газосодержание: а) $\varphi = 1\%$, б) $\varphi = 5\%$

коагуляции замедляется с уменьшением начального газосодержания. Наиболее быстро процесс коагуляции протекает на периферии струи, где градиенты скорости имеют значительную величину.

На рис. 4 приведены зависимости площади межфазной поверхности на едини-

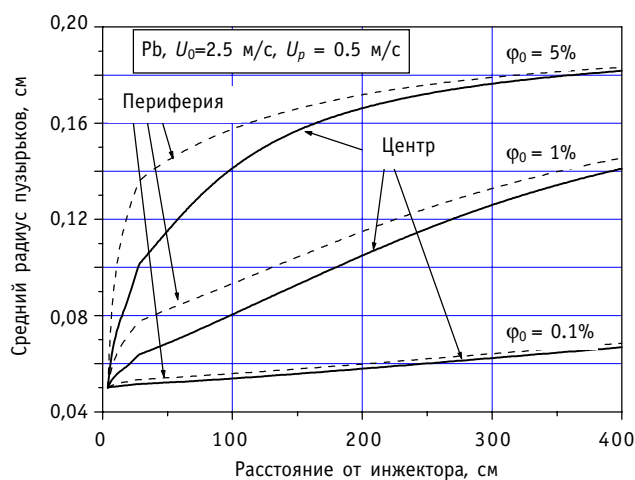


Рис. 3. Изменение среднего радиуса пузырьков в свинце при различных начальных газосодержаниях в инжекторе. Скорость в инжекторе 2.5 м/с, скорость опускающего потока 0.5 м/с

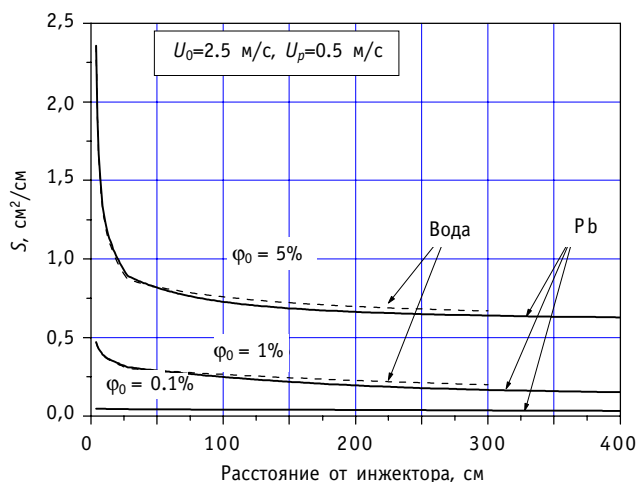


Рис. 4. Изменение площади межфазной поверхности на 1 см длины трубы в потоках свинца и воды при разных начальных содержаниях газа в инжекторе

цу длины трубы от расстояния при различных начальных газосодержаниях для воды и жидкого свинца. Видно, что максимальное увеличение радиуса пузырьков и уменьшение межфазной поверхности происходит на начальном участке струи (до 20–30 см). Далее, когда струя расширилась до диаметра трубы, процессы укрупнения пузырьков замедляются.

Расчеты среднего радиуса и площади межфазной поверхности для различных скоростей в инжекторе показали, что при больших скоростях струи средний радиус пузырьков растет быстрее на начальном участке, чем в трубе, что связано с большими градиентами скорости. При стабилизации потока, наоборот, в более скоростном потоке пузырьки проходят большее расстояние до установления предельного размера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ процессов коагуляции показывает, что при истечении монодисперсной пузырьковой смеси из инжектора в канал наиболее быстрое слияние пузырьков и формирование полидисперсного спектра размеров пузырьков происходит на начальном участке струи. Далее, вниз по потоку в канале происходит постепенное вырождение полидисперсного спектра размеров пузырей в монодисперсный спектр, соответствующий предельному размеру пузырьков, определяемому процессом дробления.

С уменьшением начального газосодержания в инжектируемой струе предельный устойчивый размер пузырьков в канале достигается на больших расстояниях от инжектора.

Замедление процесса коагуляции пузырьков и улучшение характеристик инжекторных устройств ввода восстановительных газовых смесей в поток ТЖМТ может быть достигнуто при уменьшении начального размера пузырьков и (или) при создании условий максимального расширения струи для уменьшения градиентной коагуляции.

Литература

1. Эйштейн А.Э. Смолуховский М. Броуновское движение: Сборник статей. – Л.: ОНТИ-Главная редакция общетехнической литературы, 1934.
2. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз, 1959.

3. *Туницкий Н.И* др. Методы физико-химической кинетики. – М.: Химия, 1972.
4. *Галкин В.А.* Уравнение Смолуховского. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 336 с.
5. *Уоллис Г.* Одномерные двухфазные течения. – М.: Мир, 1972.
6. *Полянин Л.Н.* Вопросы теплофизики водоохлаждаемых энергоустановок. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 144 с.
7. *Хинце И.О.* Турбулентность. – М.: Гос. изд. физ-мат. лит., 1963.
8. *Федотовский В.С., Бобков В.П.* О диффузии пузырьков в турбулентном потоке//ИФЖ. – 1976. – Т. 31. – № 4. – С. 678.

Поступила в редакцию 1.09.2006

УДК 621.039.534

Temperature Regimes of Pins for Ship Nuclear Reactors with Liquid-Metal Cooling \ A.V. Zukov, A.P. Sorokin, A.D. Efanov, J.A. Kuzina; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 13 pages, 11 illustration. – References – 18 titles.

Results of complex thermohydraulic researches obtained for reactor cores with liquid-metal coolant are stated taking into account specific characteristics of alloy Pb-Bi used as coolant for nuclear reactors. Methods and techniques of studying of temperature and velocity fields in the model assemblies developed on the basis of methods of thermal modeling are considered. Experimental data on heat transfer and maximal temperature non-uniformities in regular pin lattices and in non-standard channels are presented. Recommendations for calculation of local and average factors of mass and heat exchange (convective component) for wire wrapped pins («an edge on an edge») are given. The effects caused by deformation, spacer devices and partial blocking of through passage section in pin lattices cooled by liquid metal are considered.

УДК 621.039.534

Conceptual Development Works of the Accelerator-Driven Systems with Lead-Bismuth Coolant \ E.A. Zemskov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 10 pages, 2 tables, 5 illustrations. – References – 12 titles.

A brief review of realized at SSC RF-IPPE designs of the accelerator-driven systems (ADS) using lead-bismuth eutectic as a coolant and target is presented. The technical characteristics of manufactured target complex MK-1 for proton accelerator LANSCE (LANL, USA) are given. The prototype model of the ADS for transmutation of minor actinides is considered. The concept of a cascade electro-nuclear installation with an accelerator of electrons is posed.

УДК 621.039.52

The State and Problems of Computation-Methodical Support of Designed Reactor Installations with Lead-Bismuth Coolant \ O.G. Komlev, N.N. Novikova, M.M. Trevgoda, E.V. Filimonov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 13 pages, 1 illustration. – References – 15 titles.

The paper presents a brief review of the state and basic problems of computation-methodical support of designing the reactor installations with lead-bismuth coolant regarding validation of neutron-physical, thermal-hydraulic and radiation characteristics.

УДК 621.039.534

Coagulation Model of Bubbles Injected by Jet Injector into Heavy Liquid Metal Flow \ V.S. Fedotovskiy, T.N. Verestchagina, Yu.I. Orlov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 11 pages, 4 illustrations. – References – 8 titles.

A mathematical model of bubbles coagulation in the process of outflow of fine-dispersed gas-liquid flow from the jet injector into the channel with coolant flow is presented. The model allows estimating the efficiency of the injector method for gas mixture injection into heavy liquid metal coolant with the technological aim. Mechanisms of gradient, inertial and turbulent coagulations resulting in an evolution of the bubbles sizes spectrum along the channel are considered. Computation dependences of the bubbles sizes spectrums, an average bubble size and the size of specific interphase surface on the distance from the injector are presented.

УДК 621.039.51

Experimental and Numerical Investigations into Thermalhydraulics of the Model of Liquid Metal-Cooled Target System TS-1 \ G.P. Bogoslovskaya, A.D. Efanov, E.F. Ivanov, Yu.D. Levchenko, Yu.I. Orlov, A.P. Sorokin, V.S. Fedotovskiy; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy.