



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

П. П. Иванов, О некоторых особенностях расчета двухфазного потока при капельном режиме, *ТВТ*, 2014, том 52, выпуск 2, 326–329

DOI: 10.7868/S0040364414020124

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.207.160.209

14 ноября 2024 г., 14:14:19



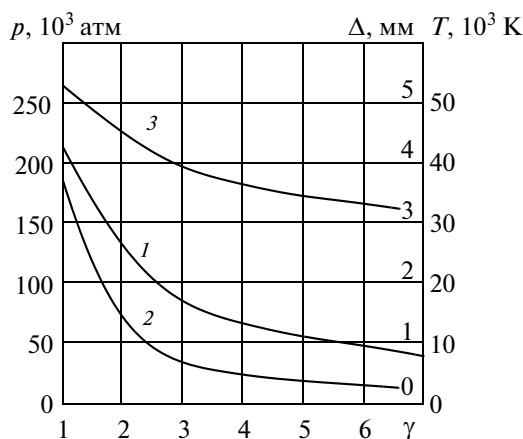


Рис. 4. Параметры плазмы и толщина выгорания боковой стенки разрядной камеры в зависимости от геометрического фактора γ при $t = 2$ мс: 1 – Δ , 2 – p , 3 – T .

Одна сторона l_1 (поперечная) равнялась 15 мм, а вторая l_2 (продольная) варьировалась. Задача состояла в том, чтобы определить, при какой длине l_2 геометрия цилиндра не успевает существенно измениться в течение ~ 2 мс, пока тело движется по стволу ускорителя.

Уравнения задачи остаются прежними, лишь уравнение (5) заменяется на очевидное кинематическое соотношение

$$\frac{dl_1}{dt} = \frac{dl_2}{dt} = 2v_s,$$

а в уравнении (13) полагается $r_0 = \infty$.

Результаты расчета представлены на рис. 4, где показано изменение толщины боковой стенки камеры Δ в конце заданного интервала времени, давления плазмы в тот же момент и максимальной температуры плазмы (в районе выхода силы тока

на полочку, т.е. при $t = 0.5$ мс) в зависимости от отношения начальных размеров камеры $\gamma = l_2/l_1$.

Поскольку толщина боковой стенки была равна 4 мм, то, как видно на рис. 4, уже при $\gamma > 1.1$ стенка не успевает полностью прогореть, а при $\gamma > 2.5$ выгорание составляет менее 2 мм. Характерная температура плазмы изменяется незначительно. В то же время в связи с большой плотностью продуктов испарения давление держится на высоком уровне. Поэтому боковые стенки камеры, очевидно, должны иметь прочный каркас.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Способ удержания плазменного поршня в разрядной камере ускоряемого тела, предложенный в работе [2], может быть реализован при соответствующем конструктивном исполнении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barber J.P., Marshall R.A., Rashleigh R.C. Magnetic Propulsion for a Hypervelocity Launcher // 2nd Megagauss Conf. Washington. May 29–June 1. 1979. P. 287.
2. Железный В.Б., Лебедев А.Д., Плеханов А.В. Воздействия на динамику разряда в РЭУ // Матер. II Всес. семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1991. С. 16.
3. Лебедев А.Д., Урюков Б.А., Мищенко В.С., Сандраков Г.В., Миляев К.К. Сопоставление результатов численного и интегрального методов расчета движения плазмы в рельсовом ускорителе // Матер. II Всес. семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1991. С. 158.
4. Гудмен Т. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестационарного теплообмена. В кн.: Проблемы теплообмена. М.: Наука, 1967. С. 41.

УДК 533.6.011:51

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАСЧЕТА ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА ПРИ КАПЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

© 2014 г. П. П. Иванов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Поступило в редакцию 14.02.2012 г.

Рассмотрена модель двухфазного потока в капельном режиме как частный случай более общей модели при упрощающих допущениях, приемлемых для расчета испарения воды при впрыске в тракт газотурбинной установки. Выбрана неявная схема интегрирования, позволяющая проводить инженерные расчеты при большой жесткости полидисперсной системы, возникающей при полном испарении группы капель. Разработана процедура, исключающая попадание в критическую точку в процессе моделирования испарения (деление на 0) при нулевом диаметре капель или равных скоростях капель и газа.

DOI: 10.7868/S0040364414020124

ВВЕДЕНИЕ

Рассматриваемая модель представляет собой частный случай более общей трехжидкостной модели двухфазного потока для дисперсно-кольцевого режима течения из работы [1]. Важным примером ее использования является исследование процесса испарения капель воды в тракте газотурбинной установки при различных вариантах впрыска воды, например в компрессор и после компрессора, с целью повышения термодинамической эффективности цикла [2].

По сравнению с общим случаем для упрощения предполагается возможность пренебрежения взаимодействием со стенками канала. Это позволяет сразу же отбросить пленочное течение у стенок и превращает трехжидкостную модель в двухжидкостную.

Дальнейшее упрощение, которое представляется приемлемым с точки зрения описания процесса испарения, – это предположение о постоянстве давления и скорости потока воздуха. Предположение оправдано малостью расхода впрыска воды, что часто имеет место. А вот с температурой воздуха подобное предположение не проходит, потому что она подвержена влиянию даже небольшого количества воды из-за большой величины тепла фазового перехода.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

С учетом принятых допущений $\frac{\partial P}{\partial x} = 0$ и $\frac{\partial U_1}{\partial x} = 0$ стационарная $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$ система уравнений из [1] без учета гравитационных членов ($g = 0$) записывается в следующем виде:

– уравнения сохранения массы

$$\frac{\partial \alpha_1 \rho_1 U_1}{\partial x} = \Gamma_{21} - \Gamma_{12}, \quad \frac{\partial \alpha_2 \rho_2 U_2}{\partial x} = -(\Gamma_{21} - \Gamma_{12}); \quad (14)$$

– уравнение сохранения импульса

$$\alpha_2 \rho_2 U_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} = \frac{6\alpha_2}{d} \tau_{12}; \quad (15)$$

– уравнения сохранения энергии

$$\alpha_2 \rho_2 U_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} = -(h_s(P) - h_2)(\Gamma_{21} - \Gamma_{12}) + \frac{6\alpha_2}{d} q_{12},$$

$$h_{12} = h_{21} = h_s(P),$$

$$\alpha_1 \rho_1 U_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} = (\Gamma_{21} - \Gamma_{12}) \left[\frac{(U_2 - U_1)^2}{2} + h_s - h_1 \right] -$$

$$- \frac{6\alpha_2}{d} [\tau_{12}(U_2 - U_1) + q_{12}].$$

В (1)–(3) индекс 1 относится к газовой фазе, 2 – к конденсированной, Γ_{12} и Γ_{21} – объемные плотности обмена массой между газовой и дисперсной фазами, τ_{12} – межфазное трение на границе газ–

капли, α – объемная доля фазы, ρ – плотность, U – скорость, h – энтальпия, d – диаметр капли, индекс s обозначает состояние насыщения.

Замыкающими соотношениями являются детали межфазного обмена.

1. Массообмен.

$$\Gamma_{21} - \Gamma_{12} = N_s m_v,$$

где N – число капель в куб. м, которое определяет вместе с диаметром d объемную долю жидкой фазы: $\alpha_2 = N \frac{\pi d^3}{6}$; $s = \pi d^2$ – площадь поверхности капли; N_s – удельная поверхность на единицу объема $N_s = \frac{6\alpha_2}{d}$; m_v – удельный поток массы при испарении капли (кг/м² с), определяемый через радиус капли $r = d/2$ как

$$m_v = -\rho_2 \frac{dr}{dt} = -\rho_2 U_2 \frac{dr}{dx}.$$

Он подчиняется закону диффузии от капли в поток:

$$m_v = \frac{\rho_1 D(x_s - x_0)}{d}.$$

Из последних двух выражений следует дифференциальное уравнение для радиуса капли

$$\frac{dr}{dx} = -\frac{\rho_1 D(x_s - x_0)}{\rho_2 U_2 d}. \quad (17)$$

Здесь D – коэффициент диффузии, x_s и x_0 – значения массовой концентрации пара на поверхности капли и в потоке, x_s соответствует давлению насыщения паров воды при температуре капли.

2. Трение. Сила трения на единицу межфазной поверхности составляет

$$\tau_{12} = \frac{\rho_2 (U_1 - U_2) d}{6\tau_u}. \quad (18)$$

В (5) τ_u – время динамической релаксации капля:

$$\tau_u = \frac{4(\rho_2 + \rho_1/2)d}{3\rho_1 C_d |U_1 - U_2|}.$$

Подстановка τ_u в τ_{12} дает

$$\tau_{12} = \frac{\rho_2 C_d (U_1 - U_2) |U_1 - U_2|}{8 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} + \frac{1}{2} \right)}.$$

Коэффициент сопротивления каплей в потоке запишем как

$$C_d = \left\{ \begin{array}{l} \frac{24}{\text{Re}_d} (1 + 0.15 \text{Re}_d^{0.687}) \quad \text{при } \text{Re}_d \leq 10^3 \\ 0.44 \quad \text{при } \text{Re}_d > 10^3 \end{array} \right\}, \quad (19)$$

где

$$\text{Re}_d = |U_1 - U_2| \rho_1 d / \mu_1.$$

3. Теплообмен.

$$q_{12} = \frac{\rho_2 c_{p2} (T_1 - T_2) d}{6\tau_t}, \quad \tau_t = \frac{\rho_2 c_{p2} d^2}{6\lambda_1 \text{Nu}_d}, \quad (20)$$

$$\text{Nu}_d = 2 + 0.6 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Pr} = \mu c_p / \lambda.$$

В (7) τ_t – характерное время релаксации температуры капель; T – температура; Re_d , Pr , Nu_d – числа Рейнольдса, Прандтля и Нуссельта; c_p – теплоемкость; μ – вязкость; λ – теплопроводность.

Система уравнений (2)–(4) записывается в каноническом виде как

$$\frac{dy_i}{dx} = f_i(y_j), \quad i = 0-3, \quad j = 0-3, \quad (21)$$

где $y = (h_1, U_2, r, h_2)$ – вектор фазовых координат, компоненты вектора правых частей имеют вид

$$f_0 = \frac{6\alpha_2}{\alpha_1 \rho_1 U_1 d} \times \left\{ m_V \left[\frac{(U_2 - U_1)^2}{2} + h_s - h_1 \right] - [\tau_{12}(U_2 - U_1) + q_{12}] \right\}, \quad (22)$$

$$f_1 = \frac{6}{\rho_2 U_2 d} \tau_{12}, \quad f_2 = -\frac{\rho_1 D(x_s - x_0)}{\rho_2 U_2 d}, \quad (23)$$

$$f_3 = \frac{6}{\rho_2 U_2 d} (-h_s - h_2) m_V + q_{12}.$$

До сих пор предполагалось, что все капли имеют одинаковые диаметр, скорость и температуру. В реальной ситуации любой вырыск дает полидисперсное облако капель, которое можно моделировать дискретным множеством n_w монодисперсных групп. При этом число уравнений и фазовых координат в (8) увеличивается на утроенное число дополнительных групп капель:

$$\frac{dy_i}{dx} = f_i(y_j), \quad i = 0 - 3n_w, \quad j = 0 - 3n_w.$$

Соответственно добавятся правые части (10) для каждой монодисперсной группы с индивидуальными значениями d , U_2 , h_2 и прочими параметрами, от них зависящими (m_V , q_{12} и т.д.). Правая часть уравнения энергии для газа (9) преобразуется в сумму по группам капель:

$$f_0 = \sum_{i_w=1}^{n_w} \frac{6\alpha_2^{i_w}}{\alpha_1 \rho_1 U_1 d} \times \left\{ m_V \left[\frac{(U_2 - U_1)^2}{2} + h_s - h_1 \right] - [\tau_{12}(U_2 - U_1) + q_{12}] \right\}. \quad (24)$$

Подразумевается, что в (11) d , U_2 , h_2 , m_V , τ_{12} , q_{12} имеют различные значения в каждой группе, а объемные доли групп капель определяются как

$$\alpha_2^{i_w} = \frac{\frac{G_2^{i_w}}{\rho_2 U_2^{i_w}}}{\frac{G_1}{\rho_1 U_1} + \sum \frac{G_2^{i_w}}{\rho_2 U_2^{i_w}}},$$

где G_1 – расход газовой фазы, $G_2^{i_w}$ – расход воды в соответствующей группе по диаметру.

СХЕМА ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Дальнейший материал посвящен особенностям системы и проблемам интегрирования, ими порождаемым.

Прежде всего, следует отметить, что в экспериментах Низовского В.Л. [3] в 32 группах капель выявлен разброс диаметров на два порядка. Но независимо от начального распределения диаметр капли перед полным испарением стремится к нулю, а в правых частях (10) и (11) он стоит в знаменателе, и это обстоятельство делает систему жесткой, т.е. характерные длины процесса испарения для разных групп капель могут отличаться на много порядков. Для таких систем явные процедуры интегрирования типа $y_i^{n+1} = y_i^n + f_i(y_j^n) \Delta x$ не работают – приходится мельчить шаг, затрачиваемое время становится неприемлемым, и накапливается погрешность. В таких случаях используются более сложные неявные схемы интегрирования. Опыт показал, что успешно работает схема

$$y_i^{n+1} = \sum \left(1 - \frac{\partial f_i^n}{\partial y_j} \Delta x \right) \left(y_j^n + \left(f_j^n - \sum \frac{\partial f_i^n}{\partial y_j} y_k^n \right) \Delta x \right). \quad (25)$$

Второй случай деления на нуль возникает при $U_2 = U_1$ (в (6) Re_d в знаменателе). Тормозятся ли капли в воздухе или разгоняются им, в конечном итоге скорости капель и воздуха выравниваются, причем тем скорее, чем меньше капля. Численный эксперимент показывает, что для микронных и субмикронных капель система в таком виде не интегрируется. Решением этой проблемы является переход к надежной фазовой координате, когда вместо $y_2 = U_2$ используется $y_2 = \ln(\text{abs}(U_2 - U_1))$. Наличие функции абсолютной величины позволяет использовать этот вид фазовой координаты как для торможения ($U_2 > U_1$), так и для разгона ($U_2 < U_1$). Дополнительной мерой по облегчению интегрирования при $U_2 \rightarrow U_1$ является использование комплекса $C_d |U_1 - U_2|$ вместо коэффициента сопротивления C_d без деления на очень малую величину.

Хотя неявная схема позволяет интегрировать с большим по сравнению с явной схемой шагом, за его величиной все же необходимо наблюдать. В полидисперсном случае достаточно следить за

скоростью капель в группе с минимальным диаметром из тех групп, где капли еще не испарились полностью. Дело в том, что рассматриваемая система интегрируется только на отрезках с монотонным изменением скорости капель (впрыск навстречу потоку сильно усложняет задачу), а при слишком большой величине шага приращение скорости мелких капель может отличаться по знаку от соответствующего значения для крупных капель. Структура формулы (12) показывает, что для контроля приращения фазовой координаты на шаге интегрирования не надо заново пересчитывать правые части f_j^n и их производные $\frac{\partial f_i^n}{\partial y_j}$.

Момент полного испарения капель очередной группы, когда $d = 0$, является критической точкой системы и требует особой обработки. Шаг, на котором получен отрицательный радиус капли, пересчитывается с целью точного совмещения полного испарения с концом шага. Это является условием сохранения массы и энергии потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получены уравнения модели двухфазного потока в капельном режиме на основе более общей трехжидкостной модели при приемлемых упрощающих допущениях.

УДК 621.175

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА ВНУТРИ НАКЛОННОЙ ТРУБЫ

© 2014 г. В. А. Федоров, О. О. Мильман, Б. А. Шифрин, П. А. Ананьев, С. Н. Дунаев, А. В. Кондратьев, А. В. Птахин

Закрытое акционерное общество "Научно-производственное внедренческое предприятие "Турбокон", г. Калуга
E-mail: turbocon@kaluga.ru

Поступило в редакцию 11.02.2013 г.

В статье представлены новые результаты экспериментального исследования процесса конденсации перегретого водяного пара внутри наклонных труб применительно к воздушным конденсаторам паротурбинных установок.

DOI: 10.7868/S0040364414020070

ВВЕДЕНИЕ

При конденсации водяного пара внутри обретенных труб воздушных конденсаторов паротурбинных установок [1–3] с абсолютными давлениями 3–30 кПа скоростной напор пара на входе в

2. Опробована неявная схема интегрирования, которая применима для расчета жестких систем.

3. С помощью выбора фазовой координаты устранена проблема критичности при выравнивании скоростей капли и газа.

4. Разработана процедура выбора шага по критерию монотонности скорости капель минимального диаметра.

5. Разработана процедура выбора последнего шага перед полным испарением группы капель с минимальным диаметром.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алипченков В.М., Зайчик Л.И., Зейгарник Ю.А. и др. Разработка трехжидкостной модели двухфазного потока для дисперсно-кольцевого режима течения в канале. Препринт. Отраслевой центр МАЭ РФ по расчетным кодам для АЭС и реакторных установок. М.: ОИВТ РАН, 2001. 53 с.
2. Иванов П.П. Термодинамическая эффективность использования воды в газотурбинном цикле // ТВТ. 2013. Т. 51. № 4. С. 592.
3. Григорьянц Р.Р., Залкинд В.В., Зейгарник Ю.А., Иванов П.П., Мурахин С.С., Низовский В.Л. Особенности поведения жидкой фазы в высокооборотных компрессорах конверсионных ГТУ и их влияние на характеристики и эффективность "влажного" сжатия // Теплоэнергетика. 2007. № 4. С. 55.

теплообменные трубы равен $\frac{\rho'' w''^2}{2} \leq 550$ Па, число Рейнольдса по пару – $Re'' \leq \frac{w_{вх}'' d}{\nu''} \leq 12500$ и по конденсату – $Re' = \frac{w' d}{\nu'} \leq 200$. Здесь ν' , ν'' – кинематическая вязкость конденсата и пара соответ-