

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ ЗАРОЖДЕНИЯ ПАРОВОЙ ФАЗЫ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВАНИИ ГИПОТЕЗЫ ДИНА

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты моделирования условий зарождения паровой фазы в потоке жидкости на основании гипотезы Дина, согласно которой центры ядрообразования генерируются турбулентными вихрями. Для апробации этой гипотезы проведено численное исследование характеристик турбулентного потока для случая течения воды в канале переменного сечения. Уравнения сохранения записаны в двумерной постановке и рассмотрены совместно с уравнениями, характеризующими турбулентное течение жидкости (модель k-ε). В результате расчетов характеристик турбулентного потока жидкости определены области потока, в которых возможно образование зародышевых пузырьков критического размера в метастабильной жидкости. Получено удовлетворительное совпадение результатов численных расчетов конфигурации фронта парообразования с экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкости, циркулирующие в гидравлических трактах энергетического оборудования, вследствие разнообразных воздействий могут претерпевать фазовые превращения. Такие процессы характерны для различного рода испарителей, струйных насосов, дозирующих и дренажных устройств. В связи с этим, исследования условий зарождения паровой фазы в потоке жидкости являются актуальными и представляют практический интерес.

Для описания механизма зарождения паровой фазы в капельной жидкости используют различные схемы, базирующиеся на моделях гомогенного или гетерогенного ядрообразования [1-3]. Следует заметить, что модель гомогенного ядрообразования позволяет получать приемлемые для практики результаты только при перегревах жидкости соизмеримых с предельными и возможность реализации таких условий показана в [2].

В рабочих процесс большинства энергоустановок достижимые перегревы жидкости много меньше предельных. Последнее обусловлено гетерофазным механизмом парообразования и объясняется влиянием иницирующих факторов, облегчающих работу образования зародышей новой фазы, и от которых в реальных условиях трудно избавиться. Под иницирующими факторами обычно подразумевается растворенный газ и газ, содержащийся в микрорадианах стенок, примеси и гидрофобные частицы, действие различного рода излучений и т.п.

В потоке жидкости на механизм парообразования, наряду с уже перечисленными факторами, могут оказывать влияние и гидродинамические факто-

ры. Согласно гипотезе Дина [4], зародыши пузырьков могут образовываться в центре свободных вихрей, индуцируемых в турбулентных потоках. Вероятность реализации такого механизма и влияние турбулентности на зарождение паровой фазы в потоке жидкости показано в работах [5-7].

Задачей настоящей работы является апробация гипотезы Дина и определение области зарождения паровых пузырьков на основании численного моделирования течения жидкости в каналах переменного сечения.

2. МОДЕЛЬ

2.1. Уравнения сохранения

Рассматривается движение гетерофазной среды в канале переменного сечения. Уравнение неразрывности для смеси имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla(\rho_m \bar{v}_m) = \dot{m}, \quad (1)$$

$$\bar{v}_m = \frac{\sum_{i=1}^n \varphi_i \rho_i \bar{v}_i}{\rho_m}; \quad \rho_m = \sum_{i=1}^n \varphi_i \rho_i.$$

Уравнение импульса для смеси может быть получено, путем суммирования n индивидуальных уравнений импульса для всех компонентов смеси:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \bar{v}_m) + \nabla(\rho_m \bar{v}_m \bar{v}_m) = -\nabla p + \\ + \nabla \left[\mu_m \left(\nabla \bar{v}_m + \nabla \bar{v}_m^T \right) \right] + \\ + \rho_m \bar{g} + \bar{F} + \nabla \left(\sum_{k=1}^n \varphi_k \rho_k \bar{v}_{dr,k} \bar{v}_{dr,k} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Вязкость смеси определяется уравнением $\mu_m = \sum_{i=1}^n \varphi_i \mu_i$, где $\bar{v}_{dr,i}$ является скоростью дрейфа

для вторичной фазы i : $\bar{v}_{dr,i} = \bar{v}_i - \bar{v}_m$.

Уравнение энергии для смеси имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^n (\varphi_i \rho_i E_i) + \nabla \sum (\varphi_i \bar{v}_i (\rho_i E_i + p)) = \\ = \nabla \left[\lambda_{eff} \nabla T \right] + S_E. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь λ_{eff} - эффективная теплопроводность $\lambda_{eff} = (\lambda + \lambda_t)$, λ_t - турбулентная теплопроводность (со-

гласно используемой турбулентной модели k-ε). Первый термин в уравнении (3) представляет энергию, переходящую путем теплопроводности. S_E включает любые другие объемные источники тепла.

В уравнении (3) $E_i = h_i - \frac{p}{\rho_i} + \frac{v_i^2}{2}$ для сжимаемой фазы, и $E_i = h_i$ для несжимаемой фазы.

Турбулентная кинетическая энергия k и ее степень диссипация ε описываются следующими уравнениями:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] +$$

$$C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (5)$$

В этих уравнениях G_k представляет собой составляющую турбулентной кинетической энергии, обусловленную градиентами скорости, G_b - составляющая кинетической энергии, обусловленная действием массовых сил.

2.2. Моделирование турбулентной вязкости

Турбулентная вязкость μ_t определяется следующим образом $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, где C_μ константа. Константы имеют следующие значения:

$$C_{1\varepsilon}=1.44, C_{2\varepsilon}=1.92, C_\mu=0.09, \sigma_k=1.0, \text{ и } \sigma_\varepsilon=1.3$$

2.3. Критический радиус

Процесс фазовых переходов при истечении жидкости начинается в метастабильной области состояний. Перегрев жидкости, необходимый для образования парового пузыря, связан с размером критического зародыша зависимостью:

$$R_{kp} = \frac{2\sigma T_s}{L\Delta T\rho''}. \quad (6)$$

Результаты расчета критического радиуса пузыря по уравнению (6) для ΔT от 1 К до 50 К показаны на рис. 1

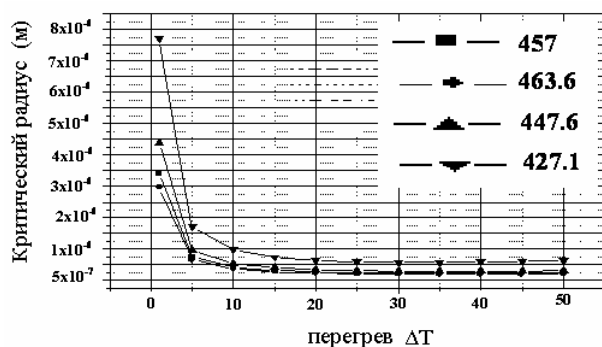


Рис.1. Зависимости критических размеров пузыря от величины перегрева

2.4. Размер вихрей

Как только определены турбулентная кинетическая энергия и степень турбулентной диссипации энергии, радиус пузыря может быть рассчитан из уравнений (7) - (9). Для определения области жидкой струи, в которой начинается парообразование, рассматривается образование пузыря только за счет турбулентных вихрей согласно принятой вихревой модели

$$P = -\frac{\Gamma\rho}{8\pi^2 r^2} + \frac{2\sigma}{r} \quad (7)$$

или

$$P = -\frac{\omega^2 r^2 \rho}{2} + \frac{2\sigma}{r}, \quad (8)$$

$$\Gamma = 2\pi r^2 \omega. \quad (9)$$

Сравнивая радиус, рассчитанный по выражению (6) и (9), можно определить область, в которой возможно зарождение паровых пузырей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для апробации гипотезы Дина проведено численное исследование характеристик турбулентного потока для случая течения воды в канале переменного сечения. Решалась обратная задача при заданном расходе жидкости через канал. В результате расчетов получены поля давлений, скорости, циркуляции вихря и других характеристик турбулентного потока жидкости. На основании результатов численных исследований определены области потока, в которых возможно образование зародышевых пузырьков критического размера в метастабильной жидкости. Для расчета характеристик потока использовалась стандартная программа (FLUENT).

В реальной ситуации поток характеризуется структурной неоднородностью. Первоначальное зарождение паровой фазы происходит в пристенной области, где интенсивность турбулентности больше. Фронт испарения распространяется с периферии к центру потока. Конфигурация фронта парообразования зависит от начальных условий (давления и температуры). Протяженность жидкой струи уменьшается по мере приближения начальной температуры жидкости к критической точке. Результаты расчета характеристик потока показаны на рис. 2, 3 и 4. На рис. 5 показан профиль жидкой струи в зависимости от размера вихрей с критическим радиусом пузыря.

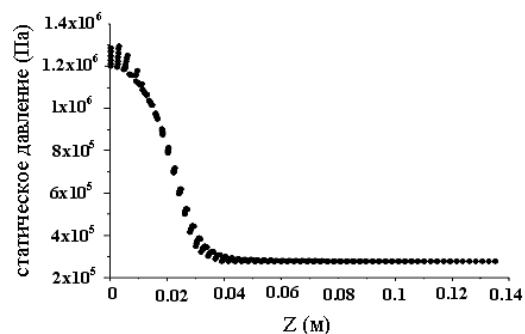


Рис.2. Статическое давление по тракту сопла

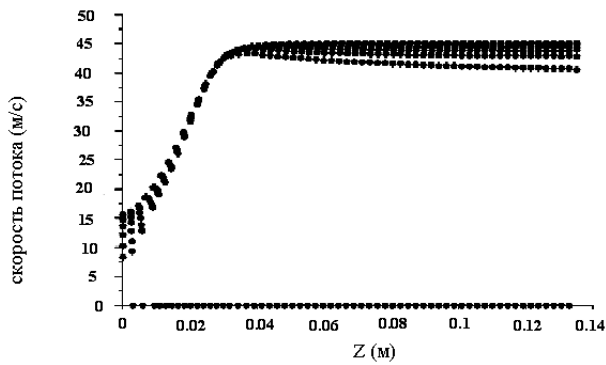


Рис. 3. Осевая скорость по тракту сопла

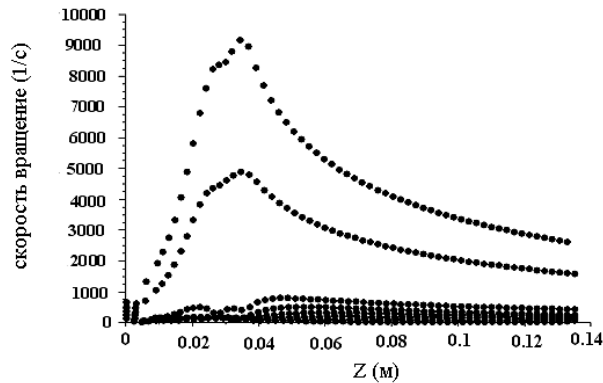


Рис. 4. Скорость вращения

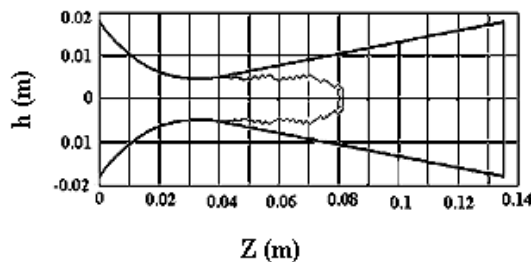
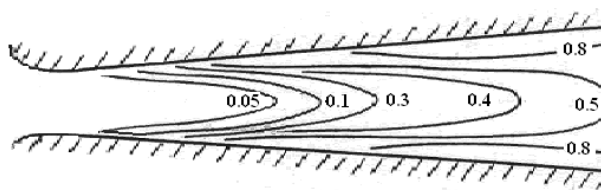


Рис.5. Границы жидкой струи



$P_0=1,32$ МПа, $T_0=440,7$ К, $P_1=0,12$ МПа

Рис.6. Экспериментальное поле концентраций

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численных исследований хорошо согласуются с экспериментальными данными по структуре и паросодержанию двухфазного потока, полученными в опытах с водой, диоксидом углерода. Паросодержание двухфазной среды в экспериментах определялось рентгенографическим методом.

В опытах установлено, что наряду с первоначальным образованием паровой фазы в пристенном слое имеет место объемный механизм зарождения и развития паровой фазы. Поверхности, соответствующие началу процесса парообразования, полу-

ченные экспериментальным путем, коррелируются с условиями зарождения паровой в турбулентных вихрях, установленных расчетным путем.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ρ – плотность, кг/м³;
 T – температура, К;
 F – массовая сила, Н/м³;
 \bar{v} – среднемассовая скорость, м/с;
 ϕ – объемное паросодержание;

$$\nabla P = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix} \quad \nabla = \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right];$$

μ_m – вязкость смеси, Па/с;

n – число фаз;

\dot{m} – приращение массы вследствие кавитации, кг/(с·м³);

λ – теплопроводность, Вт/(м·К);

h – энтальпия, Дж/кг;

$R_{кр}$ – критический радиус, м;

L – теплота парообразования, Дж/кг;

ρ'' – плотность пара, кг/м³;

ΔT – перегрев жидкости, К;

σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;

P – давление, Па;

Γ – циркуляция, м²/с;

r – радиус вихря, м;

ω – скорость вращения, 1/с;

k – турбулентная кинетическая энергия, м²/с²;

ϵ – степень диссипации турбулентной кинетической энергии, м²/с³.

Индексы:

ж – жидкость;

" – насыщенный пар;

m – смесь;

t – турбулентность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Стырикович М. А., Полонский В. С., Циклаури Г. В.** Тепломассообмен и гидродинамика двухфазных потоках атомных электрических станций. М.: Наука, 1992. 338 с.
2. **Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии**/ В.П. Скрипов, Е.Н. Сеницын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
3. **Байдаков В. Г.** Перегрев криогенных жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН, 1995. 264 с.
4. **Дин Р.** Образование пузырей // Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964. С. 13-27.
5. **Шмидт Л. И. Консетов В., Проскураков В. А.** Образование пузырей при дросселировании перенасыщенных жидкостей // ИФЖ. 1971. Т.20. №2. С.261-267.
6. **A mechanism of dissolved gas-content effect upon cavitation inception** / Oba R., Miyakura H., Ikeba R., Igarashi S. // Sci Repts Res. Inst. Tohoku Univ. B. 1989. V.57. P.27-38.
7. **Левковский Ю.А.** Влияние турбулентности на возникновение кавитации // Акустический журнал. 1978. Т.24. № 2. С. 221-227.
8. **Тонконог В.Г., Мухачев Г.А., Павлов Б.М., Муравьев И.Ф.** Критический расход насыщенной и недогретой воды через каналы различной формы / Инженерно-физический журнал. 1977. Т.32. №6. С.990-994.