

РОСТ СИСТЕМЫ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ ОБЪЕМНОЙ КАВИТАЦИИ**АННОТАЦИЯ**

Доклад посвящен разработке численной модели. Она описывает процесс роста системы паровых пузырьков в случае стационарной объемной кавитации гидродинамического происхождения. Данный этап исследования ограничивается рассмотрением поведения ансамбля сферических пузырьков вплоть до момента схлопывания их первой партии. Именно тогда имеет место максимальное понижение температуры жидкости, поскольку в нее еще не начинает возвращаться энергия в виде теплоты конденсации. Этот факт напрямую увязан с главным назначением модели. Оно заключается в оценке возможности зарождения паровой кавитации в объеме дегазированной воды в диапазоне температур 283–373 К

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что паровая кавитация возникает в метастабильной (перегретой) жидкости в результате местного падения давления в потоке, вызванного геометрическими факторами. В более распространенном явлении газовой кавитации испарение пара происходит в полость газовых пузырьков. Порог кавитации при этом оказывается несколько выше давления насыщения (и тем больше, чем выше давление насыщающего жидкость газа, а также чем больше размеры самих зародышевых пузырьков). Между тем паровая кавитация зарождается всегда при давлении жидкости, меньшем давления насыщения. Эти факты установлены в работе [1]. На практике возникновение паровой кавитации характерно для случаев движения дегазированной воды по трубопроводам в тех местах, которые расположены непосредственно за органами регулирования расхода (вентильями, задвижками). Это явление может иметь место в некоторых системах теплоснабжения и на отдельных участках замкнутого контура тепловых электростанций: например, в потоке движущегося конденсата, образовавшегося в регенеративном теплообменнике после конденсации пара отбора низкого давления (взятого из турбины). Поэтому важно уметь прогнозировать, при каких условиях зарождается паровая кавитация. Нами выведена формула для вычисления критического размера кавитационного пузырька на основе термодинамической теории флуктуации и энергетического баланса:

$$R_k = \frac{2\sigma v''}{r - p_s (v'' - v')} \quad (1)$$

Расчеты, выполненные по этой формуле, показывают совпадение полученных результатов с данными других исследователей [2, 3]. Поэтому вели-

чины критического радиуса, определяемые по соотношению (1) (кстати, существенно зависящие от температуры жидкости), можно использовать в качестве исходных значений для расчета динамики роста одиночного кавитационного пузырька или системы не взаимодействующих друг с другом пузырьков. При известном значении критического радиуса пузырька нетрудно найти энергию, затраченную на его образование [3]:

$$W_k = \frac{4}{3} \pi \sigma R_k^2 \quad (2)$$

Механизм роста парового пузырька при кипении в свободном объеме и при кавитации имеет сходную природу. Он реализуется за счет поступления теплоты перегрева жидкости из теплового пограничного слоя, примыкающего к поверхности пузырька. Поэтому для оценки роста паровой фазы при кавитации можно ориентироваться на известное решение М. Плессета и С. Цвика [3]:

$$\left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0} = \sqrt{\frac{3}{\pi}} K \tau^{-0.5},$$

где

$$K = \frac{\lambda \Delta T_n}{r \rho'' a^{0.5}} \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует:

$$R_{n=0} = R_k + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} K \tau^{0.5} \quad (4)$$

Имея в виду приближенную постановку задачи, в дальнейшем полагаем, что за время роста пузыря он не деформируется, т.е. остается сферическим.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОТЫ, РАСХОДУЕМОЙ НА РОСТ ПУЗЫРЬКА

Для нахождения количества теплоты, передаваемой из жидкости пузырю за время его роста, выполним следующую процедуру. Вначале найдем тепловой поток через поверхность пузыря:

$$Q = -4\pi R_{n=0}^2 \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial R} \right)_{n=0} \quad (5)$$

С другой стороны, этот тепловой поток можно выразить через теплоту парообразования:

$$Q = \frac{4}{3} \pi r \frac{d}{d\tau} (R_{n=0}^3 \rho'') \quad (6)$$

Поскольку стоящий в правой части уравнения (6) член, пропорциональный производной $\frac{\partial \rho''}{\partial \tau}$,

много меньше другого, пропорционального $\frac{\partial R_{n=0}^3}{\partial \tau}$, из-за того, что рост объема весьма существенен, а изменение температуры пара и (зависящая от него) плотность ρ'' малы, то выражение (6) принимает вид:

$$Q = 4\pi R_{n=0}^2 r \rho'' \left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0}. \quad (7)$$

Из сопоставления равенств (5) и (7) получаем:

$$\left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0} = -\frac{\lambda}{r \rho''} \left(\frac{\partial T}{\partial R} \right)_{n=0}. \quad (8)$$

Будем придерживаться упрощающего допущения: в пределах теплового пограничного слоя характер распределения температуры линейный: температура жидкости внутри него падает от значения T на внешней границе (метастабильное состояние) до температуры насыщения T_s , соответствующей давлению внутри пузыря. Кроме того, учтем, что толщина пограничного слоя возрастает со временем пропорционально величине $\sqrt{a\tau}$. Тогда

$$\left(\frac{\partial T}{\partial R} \right)_{n=0} = \frac{\Delta T_{\Pi}}{\sqrt{a\tau}}. \quad (9)$$

А потому

$$\left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0} = \frac{\lambda}{r \rho''} \frac{\Delta T_{\Pi}}{a^{0.5}} \tau^{-0.5}, \quad (10)$$

или

$$\left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0} = K \tau^{-0.5}. \quad (11)$$

Уравнение (11) отличается от более точного решения М. Плессета и С. Цвика (формула (3)) лишь множителем в правой части, близким к единице – $\sqrt{3/\pi}$.

Преобразуем уравнение (7) к виду, удобному для интегрирования. С этой целью вычислим промежуточное выражение $R_{n=0}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0}$, используя одно из равенств: (11) или (3).

$$R_{n=0}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0} = \frac{12}{\pi} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{0.5} K^3 \tau^{0.5} + 4 \frac{3}{\pi} K^2 R_K + \left(\frac{3}{\pi} \right)^{0.5} K R_K^2 \tau^{-0.5}. \quad (12)$$

Проинтегрируем уравнение (12) по времени в пределах: от $\tau = 0$ до $\tau = \tau_K$, где τ_K – время роста пузырька.

$$\int_0^{\tau_K} R_{n=0}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial \tau} \right)_{n=0} d\tau = I_1 + I_2 + I_3. \quad (13)$$

Здесь

$$I_1 = \frac{8}{\pi} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{0.5} K^3 \tau_K^{1.5}, \quad (14)$$

$$I_2 = \frac{12}{\pi} K^2 R_K \tau_K, \quad (15)$$

$$I_3 = 2 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{0.5} K R_K^2 \tau_K^{0.5}. \quad (16)$$

Количество теплоты, переданное пузырю от жидкости за полное время его роста, составит:

$$Q_n = 4\pi r \rho'' (I_1 + I_2 + I_3). \quad (17)$$

Или с учетом (14) – (16) выражение (17) принимает окончательный вид:

$$Q_n = r \rho'' \left\{ 32 \sqrt{\frac{3}{\pi}} K^3 \tau_K^{1.5} + 48 K^2 R_K \tau_K \right\} + r \rho'' (8 \sqrt{3\pi} K R_K^2 \tau_K^{0.5}). \quad (18)$$

На рис. 1 для различных значений перегрева воды представлены зависимости количества теплоты, переданной из объема перегретой жидкости с температурой 323 К в паровую полость пузырькового зародыша с радиусом 0,73 мкм. В течение 5 мс пузырек от зародышевого размера – 0,73 мкм при разных значениях перегрева жидкости: 2К, 5К и 7К возрастает до объема, радиус которого составляет соответственно 2,26 мм, 5,74 мм и 8,00 мм. При этом теплота, отобранная от воды на зарождение и дальнейший рост пузыря (см. рис. 1), составляет соответственно: 0,07 Дж, 1,15 Дж и 3,16 Дж.

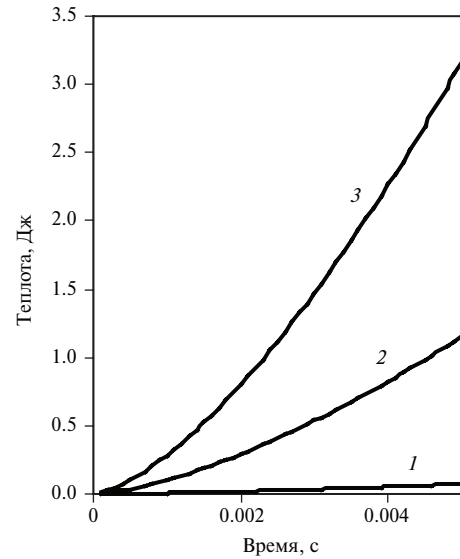


Рис. 1. Зависимости количества теплоты, поступающей в пузырь от времени его роста при различной степени перегрева воды: 1 – $\Delta T = 2$ К; 2 – $\Delta T = 5$ К; 3 – $\Delta T = 7$ К

При большом перегреве создается большая плотность теплового потока на поверхности пузыря из-за более высокого градиента температуры, и, как следствие, темп роста пузыря становится более высоким. А за одно и то же время на его рост затрачивается и большее количество теплоты. При большей температуре воды в области ее кавитации зародыши имеют меньшие значения, так как критическая энергия, необходимая для их образования, прямо пропорциональна поверхностному натяжению, падающему при нагреве жидкости. И, действительно, расчеты показывают: при температуре 373 К и тех же значениях перегрева, что и в предыдущем примере, пузырёк с критическим радиусом 0.094 мкм спустя 5 мс увеличивается до объемов с радиусом соответственно 0.35 мм, 0.85 мм и 1.19 мм. Теплота, переданная от жидкости на парообразование, составляет 1.7 мДж, 26 мДж и 71 мДж соответственно.

3. ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

Полученное выражение (18) можно использовать для оценки количества теплоты, отбираемой системой не взаимодействующих друг с другом пузырьков при стационарной паровой кавитации в жидкости. Примем упрощенную схему. Будем полагать, что одновременно в начальный момент времени уже зародилось N_{π} пузырей с одинаковым критическим размером R_k . И на их образование от жидкости отобрана энергия, равная $N_{\pi}W_k$. Очевидно, её значение определяется с помощью формул (2) и (4):

$$N_{\pi}W_k = N_{\pi} \frac{4}{3} \pi R_k^3 \rho'' \frac{r - p_s (v'' - v')}{2}. \quad (19)$$

Полагаем, что пузыри во время своего роста увлекаются движущейся жидкостью и перемещаются в кавитационной зоне, а в местах их зарождения образуются всё новые пузыри с теми же критическими размерами. Зададимся временем τ_k , в течение которого «первая» партия пузырей достигает своих максимальных размеров (перед началом их последующей конденсации, сопровождающейся схлопыванием). Это время разобьем на «к» мелких и равных между собой отрезков Δt . Следовательно,

$$\tau_i = i \Delta t, \quad (20)$$

где i – счетчик времени, принимающий последовательные значения: 0, 1, 2, ..., i , ... к. При этом радиус пузыря из «первой» партии в « i -й» момент времени находится из формулы (4), где вместо τ следует подставлять τ_i . Количество теплоты, отобранное от жидкости данной группой пузырей, на этот момент составит величину, которая складывается из энергии, затраченной на их зарождение (вычисляемой по формуле (19)), и теплоты, расходуемой на их рост (определяемой по формуле (18) при условии, что в нее вместо τ_k подставляется значение τ_i). Кроме того, следует учесть, что за время τ_i «подросли» «вторая», «третья» и т.д. партии пузы-

рей. Тогда суммарное количество теплоты можно представить как

$$Q_{\Sigma} = N_{\pi} \left[(i+1)W_k + \sum_{i=0}^k Q_n (i \Delta t) \right]. \quad (21)$$

По аналогии с формулой (21) получается следующее выражение для вычисления максимального объема паровой фазы, образовавшееся за время τ_k :

$$V = N_{\pi} \frac{4}{3} \pi \left[R_k^3 + \sum_{i=0}^k R_{n=0}^3 (i \Delta t) \right]. \quad (22)$$

В уравнении (22) R_k определяют по формуле (1), а $R_{n=0}(i \Delta t)$ находят из выражения (4), в которое вместо τ подставляют $i \Delta t$.

Если задаться числом центров кавитации в единице объема жидкости, то при стационарном режиме, описанном выше, получается следующая картина. При $N_{\pi} = 10^4 \text{ м}^{-3}$ и $T = 333 \text{ К}$, $\Delta T_{\pi} = 5 \text{ К}$ и времени роста пузыря $\tau_k = 5 \text{ мс}$ (до начала конденсации первой партии пузырей, которое по данным [1] составляет несколько миллисекунд) имеем: объем паровой фазы в 1 м³ воды составляет $42 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, а отобранная на ее образование теплота в количестве 90,2 кДж приводит к понижению температуры воды всего на 0,021 К. При количестве центров кавитации $N_{\pi} = 10^5 \text{ м}^{-3}$ (и тех же параметрах процесса) объем паровой фазы и одновременно количество теплоты, взятое от воды, возрастают в 10 раз. В то же время температура жидкости понижается на 0,22 К. Предположим, что в воде с температурой 283 К зародилось то же количество паровой фазы, как и в предыдущем случае (а это означает, что возникло 32 пузырька с радиусом 6,73 мкм). Тогда через 5 мс (при степени перегрева воды в 5 К) суммарный объем, занимаемый паровыми пузырьками в единице объема жидкости, составит уже 0,268 м³. За это время от 1 м³ воды будет отобрана теплота в количестве 43,7 кДж, что приведет к уменьшению ее температуры на 0,01 К. Если бы рост этой системы пузырьков происходил при меньшем перегреве воды: $\Delta T_{\pi} = 2 \text{ К}$, то (при прочих неизменных условиях) конечный объем паровой фазы стал бы равным 0,017 м³. А отобранное количество теплоты в 2,8 кДж привело бы к снижению температуры воды на существенно меньшую величину: 0,0007 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, основанные на динамике роста системы пузырей, подтверждают возможность возникновения объемной паровой кавитации в метастабильной жидкости. В перегретой воде с начальной температурой вплоть до самой низкой – 283 К оказывается достаточно запаса ее внутренней энергии для реализации указанного процесса. При этом максимальное падение температуры, зависящее от числа центров парообразования, начальной температуры воды и степени ее перегрева, остается меньшим 1 К.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

R_k – критический радиус, м;
 $R_{n=0}$ – радиус пузыря, м;
 R – текущий радиус, т.е. расстояние в тепловом пограничном слое (примыкающем к поверхности раздела фаз), отсчитываемое от центра пузыря;
 σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;
 ρ'' – плотность пара на линии насыщения;
 p_s – давление насыщения, Па;
 T, T_s – текущая температура жидкости и температура насыщения, К;
 v', v'' – удельный объем жидкости и пара на линии насыщения;
 λ – коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К);
 a – коэффициент температуропроводности жидкости, м²/с;
 τ – время, с;
 τ_k – время роста пузырька, с;
 $\Delta\tau$ – шаг по времени, с;
 $\Delta T_{\Pi} = T - T_s$ – степень перегрева жидкости, К;
 r – удельная теплота парообразования, Дж/кг;
 W_k – критическая энергия, затрачиваемая на возникновение пузырька, Дж;

Q – тепловой поток, Вт;
 Q_n – количество теплоты, израсходованное на рост пузыря, Дж;
 Q_{Σ} – количество теплоты, израсходованное на зарождение и рост ансамбля пузырей, Дж;
 N_{Π} – число зародышей пузырей в единице объема жидкости;
 i – номер шага по времени.
Индексы:
 k – критический (критическая);
 $n=0$ – относящийся к поверхности пузыря;
 Σ – суммарное (полное);
 Π – относящийся к состоянию перегретой жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Арзуманов Э.С.** Кавитация в местных сопротивлениях. М.: Энергия, 1978. 302 с.
2. **Кнэпп Р., Дейли Дж., Хаммит Ф.** Кавитация. М.: Мир, 1974. 687 с.
3. **Скрипов В.П.** Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 307 с.
4. **Plesset M.S. Zwick S.A.** The Growth of Vapour Bubbles in Superheated Liquids // Journal of Applied Physics. 1954. V. 25. № 4. P. 38–43.