

# Гетерогенная нуклеация при вскипании перегретой воды в конфузорно-диффузорном сопле: развитие расчетной модели

В. И. Залкинд, В. Л. Низовский, Л. В. Низовский и С. С. Щигель  
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва  
125412, Россия

E-mail: zaokeram@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2024 г.

**Аннотация.** Проведено сравнение двух подходов к расчетному описанию гетерогенной нуклеации при “взрывном” вскипании перегретой воды в конфузорно-диффузорном сопле: введение эмпирического поправочного коэффициента на гетерогенность процесса (фактор гетерогенности) и выделение (десорбция) растворенного в воде газа. За основу принята вторая модель. В представленном анализе при расчете движения потока перегретой воды в сопле, который в итоге после “взрывного” вскипания переходит в паро-капельный поток, решалась система уравнений неразрывности (с переменной плотностью) и уравнений движения и энергии. При этом на каждом шаге по времени (до преобразования потока в паро-капельный) рассматривался процесс роста парогазовых пузырьков в соответствии с принятой моделью нуклеации. После преобразования потока учитывалось испарение капель в соответствии с формулой Лабунцова–Крюкова. Сравнение с опытными данными проведено по полученному в экспериментах ОИВТ РАН дисперсионному распределению капель по размерам в факеле распыла. <https://doi.org/10.33849/2024103>

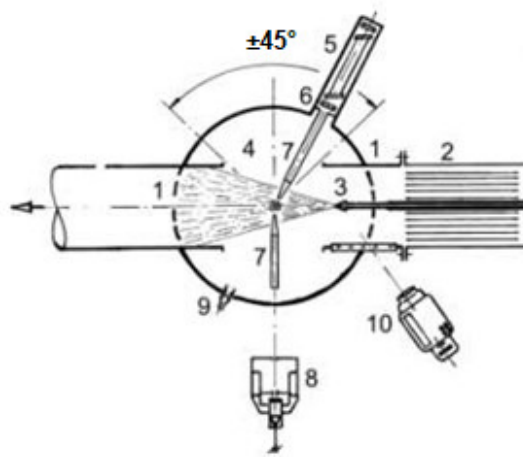
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования распыления перегретых метастабильных жидкостей, в частности воды, через сопла определяется его использованием в различных областях новой техники.

Одним из средств повышения мощности турбоагрегатов является уменьшение удельной работы сжатия в компрессорах ГТУ путем снижения температуры сжимаемого воздуха при впрыске воды в тракт компрессора. Испарение инжектируемой воды происходит за счет тепла сжатого воздуха, снижая его температуру [1, 2]. В свою очередь, интенсивность испарения зависит от площади поверхности вводимых капель — чем меньше размер капель, тем интенсивность испарения выше. Это обстоятельство является принципиальным и для специальных систем теплозащиты с использованием подобных тонкодисперсных струй как агентов охлаждения (“spray-cooling”), а также для разрабатываемых новых систем пожаротушения, в частности, на объектах энергетики, в замкнутых помещениях, при противопожарных операциях со сжиженным газом и разливе нефтепродуктов.

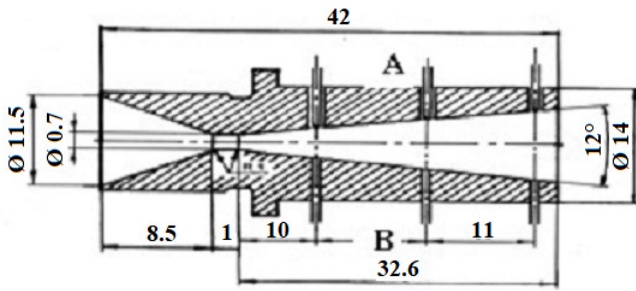
Механическое распыление холодной воды не позволяет получить капли с размером менее 10 мкм. Проведенные в ОИВТ РАН эксперименты [3] показали, что при распыле через сопла перегретой воды доля субмикронной моды (0.1-1 мкм) может достигать 80%. В экспериментах было показано определенное влияние начальной температуры распыляемой воды на размер капель в факеле распыла. При этом выше определенной температуры (при перегреве от 100 °С и выше) фракционный состав субмикронной моды остается практически неизменным. Экспериментальное распределение капель по размерам (которое сравнивается с расчетным) в факеле распыла перегретой воды находится из анализа индикатрис рассеяния лазерного излучения под различными углами с использованием теории Ми [3, 4]. Схема установки приведена на рисунке 1. При этом, главным механизмом диспергирования воды при ее значительных (> 100 °С) перегревах является “взрывное” вскипание практически сразу за срезом сопла в случае коротких

(суживающихся или цилиндрических) сопел, либо вскипание в диффузоре конфузорно-диффузорного сопла типа, показанного на рисунке 2. Причем, если в случае короткого суживающегося сопла мы имеем дело с разрушением струи перегретой жидкости в воздушной среде с резким расширением факела распыла при значительных перегревах жидкости, то в случае конфузорно-диффузорных сопел вскипание происходит внутри диффузора в однородной (по молекулярному составу) среде. При этом, как показали эксперименты, факел распыла имеет существенно меньший угол раскрытия.



**Рисунок 1.** Модернизированная схема оптических измерений с использованием мини-тубусов для оптически-плотных факелов распыла перегретой воды: 1 — испытательный участок; 2 — воздуховод; 3 — сопло; 4 — поворотный стол; 5 — источник монохроматического излучения; 6 — диафрагма; 7 — конические мини-тубусы; 8 — датчик регистрации интенсивности рассеянного излучения; 9 — датчик прямого излучения для регистрации потерь; 10 — фотокамера.

То, что процесс диспергирования перегретой жидкости через конфузорно-диффузорные сопла происходит вышеописанным образом, позволяет разработать методику расчета параметров двухфазного потока



**Рисунок 2.** Характерная геометрия конфузорно-диффузорного сопла (А — датчики статического давления, В — термопары).

(давления, скорости, температуры, массового и объемного паросодержания) по длине сопла.

На первом этапе расчетов для описания условий нуклеации использовались достаточно формальные подходы в рамках классической теории гомогенного нуклеобразования (КТГН), с использованием фактора гетерогенности [5]. На этом пути возникает ряд проблем, рассмотренных ниже.

Альтернативный подход к описанию объемной гетерогенной нуклеации, предлагаемый нами, рассматривает в качестве инициирующего механизма “взрывного” вскипания (в пределах сопла) выделение растворенного в перегретой воде воздуха, при падении давления в конфузоре. Растущие пузырьки воздуха на исходных фоновых центрах и служат центрами парообразования. Этот подход оказался более эффективным и непротиворечиво коррелирует с результатами экспериментов.

## 2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНОЙ МЕТОДИКИ

При расчете движения потока перегретой воды в конфузорно-диффузорном сопле (рисунок 2), численно решалась система уравнений неразрывности, движения и энергии (с переменной плотностью, уточняемой на каждом шаге по времени).

На каждом шаге по времени (до преобразования потока в паро-капельный поток) рассматривался процесс образования и роста парогазовых пузырьков в соответствии с принятой моделью гетерогенной нуклеации.

Испарение капель после образования парокапельного потока, определяющее их конечный размер, рассчитывалось по формуле Лабунцова–Крюкова [6]:

$$j_{max} \sim \beta \frac{\rho_s'' \sqrt{2R_v T'}}{2\sqrt{\pi}}, \quad (1)$$

где:  $\beta = \text{bssf}(T''/T')$  согласно [6];  $T''$  — температура пара при давлении в данном сечении сопла;  $T'$  — температура испаряемой жидкости;  $\rho_s''$  — плотность пара на линии насыщения, отвечающая температуре  $T'$ .

Как показывают оценки согласно [5], роль поверхностной нуклеации, в случае рассматриваемого нами сопла, мала по сравнению с объемной.

Ниже приводится сравнение двух указанных подходов к описанию гетерогенной объемной нуклеации при распылении перегретой воды через конфузорно-диффузорное сопло.

## 3. МОДЕЛЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГОМОГЕННОЙ НУКЛЕАЦИИ И ФАКТОРА ГЕТЕРОГЕННОСТИ

Основополагающими работами для теории вскипания перегретых жидкостей были работы Д.В. Гиббса, Я.Б. Зельдовича и Ю.М. Кагана. В качестве характерного параметра рассматривается скорость нуклеобразования, т.е. число образующихся критических зародышей в единице объема в единицу времени.

Исследование гомогенности вскипания в [7] показало, что во всех проанализированных авторами экспериментально изученных системах имеет место инициированное зародышеобразование и, следовательно, по мнению авторов, оно не адекватно исходным положениям классической теории гомогенной нуклеации в перегретой жидкости: процесс зародышеобразования не являлся гомогенным, как предполагается в КТГН. В то же время авторы [7] подчеркивают, что хотя гомогенное зародышеобразование, вероятно, никогда еще на практике не было реализовано, но возможность реализации протекания такого процесса не запрещена физическими законами. Известно, что при гетерогенной нуклеации преодолевается существенно более низкий энергетический барьер, и температура зародышеобразования снижается. При достижении границы гомогенного зародышеобразования этот барьер преодолевается только за счет флуктуаций. Таким образом, делаем вывод авторы [7], классическая теория должна быть скорректирована в этом направлении. Широко используемым, хотя и формальным, подходом при такой адаптации КТГН является использование фактора гетерогенности. В уравнение для скорости нуклеации он входит под знак экспоненты.

Согласно КТГН скорость нуклеации пропорциональна вероятности возникновения критических кластеров вследствие термодинамических флуктуаций параметров. Если центры гетерогенности малы, то считается, что их можно рассматривать в рамках модифицированной гомогенной теории. Поскольку процесс нуклеации инициируется стохастическими молекулярными возмущениями, число Гиббса полагается практически неизменным. Умножив его на фактор гетерогенности  $G$  можно уменьшить его до согласующегося с экспериментом значения. Физически это трактуется как уменьшение работы образования критического кластера в  $G$  раз.

Значение  $G$  сильно влияет на скорость нуклеации. В то же время разброс экспериментальных значений (рисунок 3) фактора гетерогенности велик и это вносит серьезную неопределенность в результаты расчетов.

Система уравнений описания гетерогенной нуклеации в рамках КТГН с использованием фактора гетерогенности следующая:

$$H_N = \rho_l \left(\frac{N_A}{M_l}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi}} \exp\left(\frac{W_{cg}}{k_b T_l}\right), \quad (2)$$

$$W_{cg} = G W_c, \quad (3)$$

$$R_{cr} = 2\sigma / (p_{sat}(T_l) - p_l), \quad (4)$$

$$W_c = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_{sat}(T_l) - p_l)^2}, \quad (5)$$

$$G = f(V_p, T_l/T_{cr}), \quad (6)$$

$$N_{bi} = f(V_p, T_l/T_{cr}). \quad (7)$$

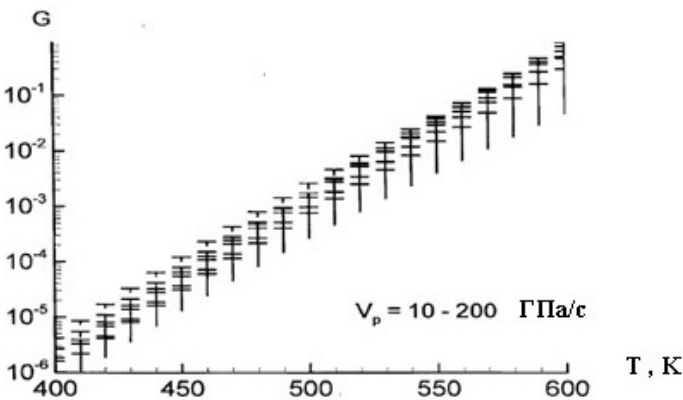
здесь:  $H_N$  — скорость нуклеации;  $\rho_l$  — плотность

жидкости;  $N_A$  — число Авогадро;  $M_l$  — молярная масса жидкости;  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $W_{cg}$  — работа по образованию пузырька критического радиуса с учетом фактора гетерогенности;  $k_b$  — постоянная Больцмана;  $T_l$  — температура жидкости;  $R_{cr}$  — критический радиус пузырька;  $p_{sat}$  — давление насыщения при  $T_l$ ;  $p_l$  — давление в жидкости;  $G$  — фактор гетерогенности;  $W_c$  — работа по образованию пузырька критического радиуса по КТГН;  $N_{bi}$  — объемная концентрация пузырьков;  $t$  — время;  $V_p$  — скорость падения давления;  $T_{cr}$  — критическая температура жидкости.

Такой подход был реализован нами в [8].

В итоге получен простой критерий  $K_S = 3(1 - 1/R_p)/2\ln(R_p)$ ; где  $R_p = P_S/P_1$ , позволяющий обозначить начало зоны интенсивного вскипания (“fully-flashing”) с образованием высокой (80% и более) доли капель субмикронного размера. Однако этот критерий был получен в рамках КТГН при постоянной величине фактора гетерогенности, который сам в этом случае является критерием. Кроме того, поскольку значения коэффициентов гетерогенности, применительно к рассмотренному случаю, достигают нескольких порядков, физическая трактовка  $G$  в вышеприведенном смысле (как уменьшение работы образования критического кластера) не очевидна, хотя в случае коротких сопел и большой площади контакта перегретой жидкости с потоком сносящего воздуха все же допустима.

При этом, при изменении параметров процесса требуется экспериментальное подтверждение значений фактора гетерогенности.

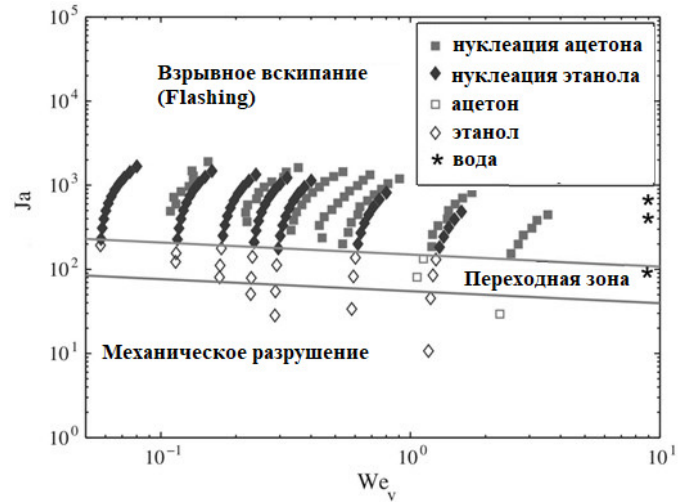


**Рисунок 3.** Фактор гетерогенности согласно обобщению работ ряда авторов [5] в зависимости от температуры перегретой воды перед соплом в указанном диапазоне скоростей падения давления ( $V_p$ ).

Более универсальным (справедливым, как в случае первой, так и второй рассматриваемой модели) для определения зоны доминирования нуклеации при диспергировании перегретой жидкости (и, соответственно, для ограничения применимости как первой, так и второй модели) является критерий Якоба [9].

Критический перегрев (после которого основную роль в диспергировании потока играет нуклеация) для данного случая по данным экспериментов ОИВТ РАН [8] составляет около 170 °С ( $T_0 = 240$  °С) (звездочки на рисунке 4).

Рассматриваемые модели относятся именно к этой области доминирования нуклеации в процессе диспер-



**Рисунок 4.** Характер фрагментации в факеле распыла при различных числах Якоба и Вебера [9].

гирования перегретой воды. Доля микронной моды капель в этой области мала (меньше 20% по массе) и, по-видимому, обусловлена особенностями нуклеации в пограничных слоях и процессом коагуляции капель. При меньших перегревах (в переходной области) значительную роль в диспергировании перегретой воды начинает играть механическое разрушение струи, приводя к существенному нарастанию доли микронной моды в факеле распыла по мере снижения температуры перегрева.

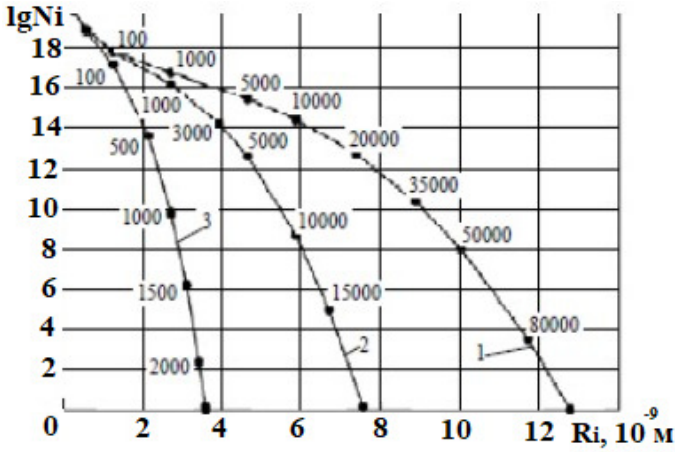
#### 4. МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ ОБЪЕМНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ НУКЛЕАЦИИ ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ РАСТВОРЕННЫХ В ЖИДКОСТИ ГАЗОВ

Применительно к вскипанию перегретой воды в конфузorno-диффузornoм сопле был рассмотрен иной, физически существенно более обоснованный, подход к описанию гетерогенной нуклеации [10].

Механизм развития критических кластеров можно представить себе следующим образом: паровые пузырьки начинают расти на всех газовых пузырьках (центрах гетерогенной нуклеации), размер которых больше критического радиуса. При известном распределении гетерогенных центров по размерам и их общем объеме можно учесть их влияние на процесс нуклеации и превращение жидкостно-пузырькового потока в паро-капельный поток (“flashing”). Для этого необходимо правильно описать начальную фазу роста пузырьков и знать исходное распределение газовых гетерогенных центров по размерам. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Полагаем, согласно проведенным исследованиям применительно к кавитации [11] (рисунок 5), что вся совокупность самых мелких пузырьков с  $R_i \leq 5 \cdot 10^{-9}$  м;  $n_i \sim 2 \cdot 10^3$  достаточно стабильно существует в больших количествах (порядка  $10^{18}$  в  $m^3$ ) даже при самой глубокой деаэрации (> 99%) и может быть отнесена к устойчивому фону. При этом, соответствующее ему свободное газосодержание воды — незначительно.

Согласно [12] “. . . парообразование может начаться только при том непременном условии, если в жидкости имеются готовые зародыши с конечным радиусом



**Рисунок 5.** Распределение по радиусам ( $R_i$ ) объемной концентрации ( $N_i$ ) пузырьков свободного газа в воде при уровнях газосодержания  $\alpha$ : 0.5 (1), 0.1 (2), 0.01 (3), согласно [11]. Рядом с расчетными точками приведено число молекул газа в пузырьке.

кривизны  $R > R_{cr}$  (обычно такими зародышами служат пузырьки воздуха)”.

Испарение воды внутрь газовых пузырьков (до достижения ими критического радиуса) прекращается, как только парциальное давление пара внутри пузырька становится больше давления насыщения при температуре окружающей жидкости (равной температуре внутри пузырька). Поскольку в рассматриваемом случае давление в пузырьке размером в несколько нанометров в несколько раз превышает давление в жидкости, а температура в пузырьке равна температуре жидкости, то массовая доля пара в газопаровой среде пузырька, соответствующая достижению равновесия, мала и не обеспечивает заметного роста пузырька. Его рост, по нашему мнению, связан с другими, описанными ниже, процессами.

Фоновые пузырьки находятся в непрерывном броуновском движении. При наличии пресыщения (при превышении газосодержания в жидкости по сравнению с равновесным) молекулы “свободного” газа поглощаются (адсорбируются, коагулируют) при столкновении с пузырьком в силу их гидрофобности [13]. Увеличение массы пузырька за счет коагуляционного потока может быть представлено как произведение объема (определяемого как площадь проекции поверхности пузырька на плоскость, перпендикулярную линии движения, умноженную на расстояние, проходимое пузырьком в единицу времени) на массовую концентрацию “свободного” газа в этом объеме.

При этом согласно [14] при рассмотрении уравнения движения для  $x$  компоненты частицы (пузырька) в броуновском движении (уравнение Ланжевена):

$$M\ddot{x} = -M\beta\dot{x} + MA(\tau), \quad (8)$$

может быть определено среднеквадратичное смещение частицы (пузырька):

$$\langle x^2 \rangle = (2kT/M\beta)\tau, \quad (9)$$

и скорость смещения частицы (пузырька):

$$\langle \dot{x} \rangle^2 = 2kT/M, \quad (10)$$

где  $M\beta = 6\pi R\mu$ ;  $MA(\tau)$  — флуктуирующая сила, действующая на частицу;  $\mu$  — вязкость жидкости;  $\tau$  — время;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура жидкости;  $x$  — смещение пузырька, тогда коагуляционно-адсорбционный поток:

$$j_A = \langle \dot{x} \rangle 2\pi R^2 C_0 = \sqrt{2kT/M} 2\pi R^2 C_0. \quad (11)$$

Массовую концентрацию “свободного” газа найдем из следующих соображений: в процессе движения перегретой жидкости в сопле при падении давления происходит процесс десорбции растворенных в ней газов в соответствии с законом Генри.

При падении давления в конфузурной части сопла в воде оказывается определенное количество свободных молекул газа. В рассматриваемом случае: ( $T_0 = 240$  °C; давление насыщения  $P_S = 3.3$  МПа; давление на входе в сопло  $P_0 = 3.5$  МПа; падение давления в сопле  $\Delta P \sim 1$  МПа) выделяется  $\sim 0.65$  кг/м<sup>3</sup> H<sub>2</sub>O смеси кислорода и азота (21:79%) или  $\sim 0.03$  м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup> H<sub>2</sub>O газа [15, 16].

При этом имеют место еще три процесса.

Во-первых, это процесс диффузии газа из пузырька из-за превышения молекулярной концентрации газа в пузырьке над концентрацией “свободного” газа в жидкости в силу уравнения Лапласа.

При этом диффузионный поток может быть записан как:

$$j_D = 4\pi R^2 D \frac{dC}{dx} \sim 4\pi R^2 D \frac{C_b - C_0}{h}. \quad (12)$$

Здесь:  $D$  — коэффициент диффузии газа в жидкости;  $C_b$  — массовая концентрация смеси газов в пузырьке  $C_b = C_0 + C_\infty + 2\sigma/R$ ;  $h$  — равновесная диффузионная толщина  $h = \sqrt{D\tau}$  в соответствии с [17];  $\tau$  — время движения жидкости в диффузоре до достижения размеров критического парового пузырька.

В рассматриваемом случае коэффициент диффузии газа в воде  $D = 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с;  $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-2}$  Н/м;  $R_{eq} = 5 \cdot 10^{-9}$  м. Критический радиус парового зародыша составляет  $R_{cr} = 2\sigma/(P_S - P) = 7.5 \cdot 10^{-8}$  м.

Во-вторых, это уменьшение концентрации “свободного” газа в воде в процессе адсорбции его пузырьками.

И, наконец, в-третьих, это броуновская коагуляция самих пузырьков.

Далее запишем уравнение для изменения массы пузырька во времени.

$$\frac{dm}{d\tau} = (J_A - J_D) \quad (13)$$

Откуда, с учетом:

$$m = \frac{4\pi R^3}{3} \rho_g, \quad \rho_g = C_b \frac{P_0 + 2\sigma/R}{\mathfrak{R}T}, \quad (14)$$

получим зависимость радиуса пузырька от времени:

$$dR = \frac{2(R\mathfrak{R}T)^{1.5}}{h(9P_0R + 12\sigma)} \left[ \frac{C_0 h \sqrt{kT}}{\sqrt{4/3\pi R^3(P_0R + 2\sigma)h}} - 2D((P_0R + 2\sigma) + C_0 R\mathfrak{R}T) \right] d\tau. \quad (15)$$

Численно интегрируя, с учетом изменения концентрации свободного газа в жидкости:

$$\frac{dC_0}{d\tau} = dmN_b, \quad (16)$$

находим изменение радиуса газового пузырька во времени и, соответственно, время, необходимое для достижения газовым пузырьком критического радиуса парового пузырька при текущем значении температуры и давления (рисунок 6).

Здесь:  $m$  — масса пузырька;  $R$  — радиус пузырька;  $\rho_g$  — плотность газа в пузырьке;  $C_b$  — массовая концентрация газа в пузырьке;  $C_0$  — массовая концентрация “свободного” газа в жидкости;  $P_0$  — давление в жидкости;  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $\mathfrak{R}$  — газовая постоянная;  $T$  — температура жидкости;  $N_b$  — число пузырьков в  $1 \text{ м}^3$  жидкости;

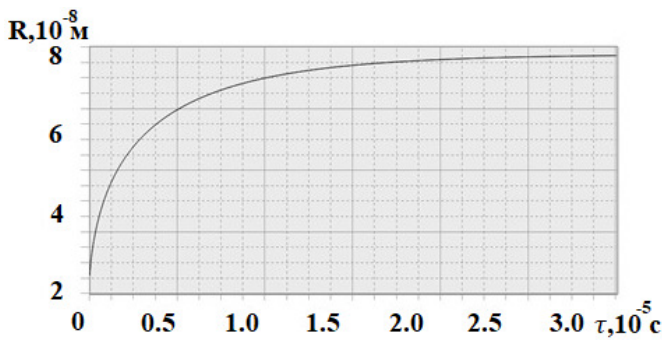


Рисунок 6. Изменение радиуса газового пузырька во времени.

Что касается броуновской коагуляции самих газовых пузырьков, то она может быть оценена в соответствии с теорией быстрой коагуляции Смолуховского [17, 18]. Однако неизвестная величина коэффициента аккомодации при столкновении пузырьков не позволяет, на данном этапе, включить этот процесс в расчетную модель. Заметим, однако, что коагуляция пузырьков (как бы ни был мал коэффициент аккомодации) способна только увеличить скорость их роста.

Отметим, что в рассматриваемых условиях массовая концентрация “свободного” газа в жидкости при росте газовых пузырьков до размера критических паровых зародышей меняется незначительно (рисунок 7).

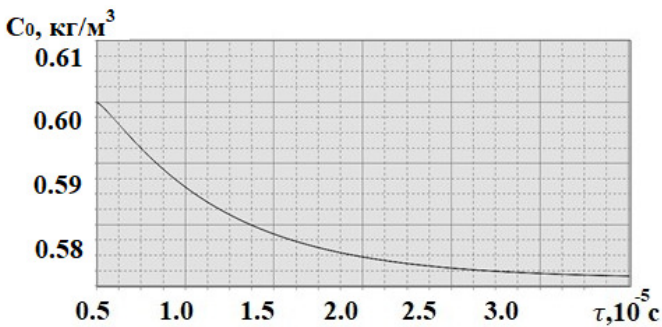


Рисунок 7. Изменение содержания “свободного” газа в жидкости от времени после десорбции.

Соответствующий расчет, при указанных условиях, показывает, что время роста пузырька до дости-

жения им критического радиуса (парового) составляет  $< 10^{-4}$  с. Это время соответствует при рассматриваемых условиях продвижению потока в диффузоре примерно на 7 мм. Из расчета также следует, что объема образующихся гетерогенных центров недостаточно для преобразования потока в паро-капельный поток, и необходимо рассмотреть рост соответствующих паровых пузырьков, для чего используется подход, изложенный в работе [19], позволяющий описать рост паровых пузырьков на соответствующих центрах гетерогенной нуклеации в соответствии с аппроксимацией уравнения Рэлея–Лэмба.

Согласно [19]:

$$\frac{t}{t_*} = \sqrt{\frac{2}{3}} \ln \left[ 1 + \frac{\chi + \sqrt{\chi^2 + 2\bar{\mathfrak{R}}_0\chi}}{\bar{\mathfrak{R}}_0} \right], \quad (17)$$

$$R_{cr} = \frac{2\sigma}{P_S - P_l}, \quad t_* = R_0 \sqrt{\frac{2\rho_l}{2\Delta P}}, \quad (18)$$

где  $\bar{\mathfrak{R}}_0 = R_{cr}/R$ ;  $\chi = 1 - \xi$ ;  $\xi = R/R_0$ ;  $R_0$  — средний радиус газового пузырька, центра гетерогенной нуклеации;  $t_*$  — динамический масштаб времени;  $\rho_l$  — плотность жидкости;  $P_l$  — давление в жидкости;  $P_S$  — давление насыщения, соответствующее температуре жидкости;  $R$  — радиус пузырька в соответствующий момент времени;  $R_{cr}$  — критический радиус пузырька при парообразовании.

При этом, точка пересечения кривых на рисунке 8 соответствует моменту преобразования потока в паро-капельный поток, считая с момента начала парообразования. Отметим, что время роста собственно паровых пузырьков до преобразования потока составляет всего около  $1.5 \cdot 10^{-7}$  с.

## 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО РАЗМЕРА КАПЕЛЬ СУБМИКРОННОЙ МОДЫ

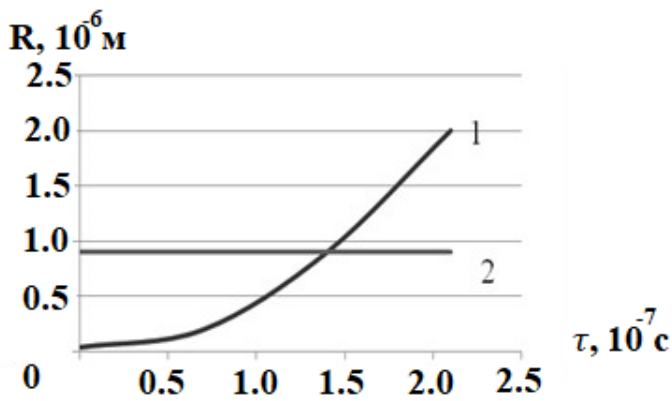
Средний диаметр капель при преобразовании потока в диффузоре из пенообразного состояния в паро-капельное с учетом дальнейшего испарения капель рассчитывается, согласно упрощенной модели, следующим образом.

Согласно гипотезе Кеплера самая высокая плотность упаковки равных сфер, которая может быть достигнута простой регулярной (и нерегулярной) упаковкой равна  $\pi/3\sqrt{2} \sim 0.7405$ . Расстояния от центров областей, заполненных водой, до центров окружающих сфер равно  $\sqrt{3}/2$  для тетраэдрических и  $\sqrt{2}$  для октаэдрических вариантов упаковки, если радиус сферы равен 1.

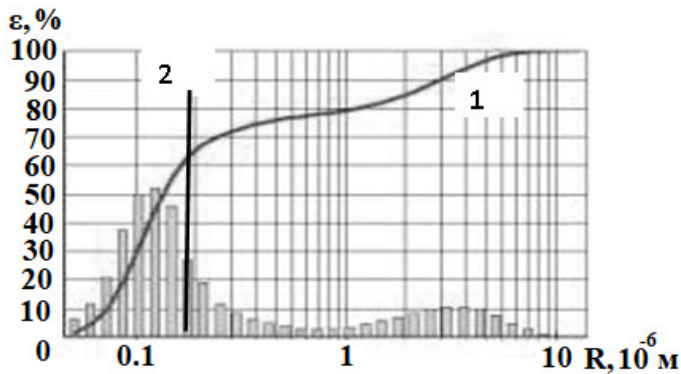
Объем жидкой фазы при плотной упаковке пузырьков  $\sim 0.26$  от общего объема. При этом число межшаровых полостей (будущие капли) вдвое превышает число пузырьков сферической формы. При дальнейшем испарении капли в процессе движения (исходя из располагаемой энтальпии), с учетом формулы (2), согласно расчету, объем капли (для рассматриваемых условий) уменьшится  $\sim$  на 20%, и на выходе из сопла ее радиус составит  $\sim 0.2 \cdot 10^{-6}$  м. Это значение хорошо коррелирует с экспериментальным распределением капель по размерам (в факеле распыла) полученным в результате анализа индикатрис рассеяния лазерного излучения [3, 4] на установке “Распыл” ОИВТ РАН (рисунок 9).

Следует отметить, что начальные воздушные микропузырьки имеют некий спектр по размерам (рисунок 5), и растущие на них в дальнейшем паровые





**Рисунок 8.** Зависимость радиуса пузырька  $R$  от времени  $\tau$  (при  $T_0 = 240$  °С;  $P_0 = 3.5$  МПа). 1 — изменение радиуса пузырька во времени; 2 — размер пузырька при преобразовании потока в паро-капельный поток в соответствии с объемным соотношением фаз.

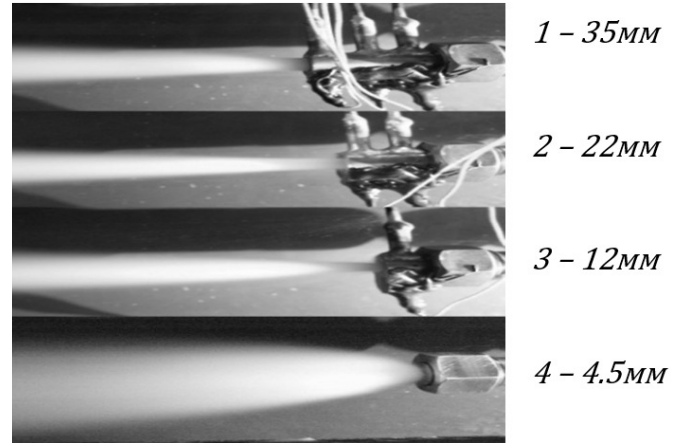


**Рисунок 9.** Зависимость массовой доли микронных и субмикронных капель  $\epsilon$  от их радиуса  $R$  в факеле распыла ( $T_0 = 240$  °С;  $P_0 = 3.6$  МПа); 1 — эксперимент; 2 — расчетная оценка.

пузырьки имеют различные (в достаточно узком диапазоне) размеры в зависимости от исходного диаметра. При этом нет принципиальных препятствий для получения соответствующих распределений пузырьков по размерам при необходимости получения более детальной расчетной информации о распределении капель по размерам в факеле распыла.

Еще одним косвенным подтверждением правильности предложенного расчетно-теоретического описания процесса “взрывной” гетерогенной нуклеации в конфузorno-диффузорном сопле (которая, при рассматриваемых условиях, в соответствии с расчетом должна происходить на расстоянии около 7 мм от горловины сопла) может служить сопоставление с результатами экспериментального исследования распыления перегретой воды при различной длине диффузора (рисунок 10). Эти результаты могут быть интерпретированы следующим образом: только если длина диффузорной части сопла становится меньше 12 мм, происходит заметное расширение факела распыла сразу на выходе из сопла, что говорит о вскипании вне сопла (как у коротких сопел). То есть вскипание внутри диффузора происходит на расстоянии  $4.5 < L < 12.5$  мм, что соответствует расчетным результатам.

Предлагаемая модель согласуется и с еще одним экспериментальным фактом. При изменении температуры в диапазоне 200–260 °С положение максимума и характер распределения массовой доли субмикронной моды практически не зависят от температуры. Это говорит о примерно одинаковом числе исходных центров гетерогенной нуклеации, т.е. соответствует данным [11].



**Рисунок 10.** Вид факела распыла перегретой воды в зависимости от длины диффузора.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предлагаемая новая модель гетерогенной нуклеации является более предпочтительной для описания процесса гетерогенной нуклеации при вскипании перегретой воды в конфузorno-диффузорном сопле при адиабатическом течении. Она адекватно описывает физическую ситуацию без привлечения фактора гетерогенности, вносящего значительную неопределенность в результаты расчетов по КТГН и требующего экспериментального подтверждения при каждом изменении режимных параметров или геометрии сопла.

2. Указанный подход к описанию гетерогенной объемной нуклеации, рассматривая растущие газодные пузырьки при десорбции в качестве центров гетерогенной нуклеации, дает возможность расчета времени их роста до преобразования потока в паро-капельный поток и позволяет определить средний диаметр капель субмикронной моды с учетом последующего испарения капель в диффузоре. Модель более устойчива к малым изменениям входных параметров по сравнению с КТГН с фактором гетерогенности.

3. Как одна, так и другая расчетная модель гетерогенной нуклеации позволяют рассчитать размер капель субмикронной моды лишь при доминирующей роли нуклеации в процессе распыления, т.е. при достаточно больших перегревах, при этом существование микронной моды объясняются пристеночными процессами.

4. Предлагаемый подход (имеющий характер принципиального описания модели) имеет, разумеется, более широкий диапазон применения, чем приведенное описание вскипания перегретой жидкости в конфузorno-диффузорном сопле при указанных параметрах. Расчеты при изменении параметров, применительно к распылению через конфузorno-диффузорное сопло (в частности, подробное исследование влияния степени

перегрева жидкости на формирование распределения капель соответствующего субмикронного размера), и сопоставление результатов с соответствующими экспериментальными данными выходят за рамки данной статьи и требуют дополнительных расчетно-теоретических и экспериментальных исследований. Кроме того, описанная модель гетерогенной нуклеации приложима и к вскипанию перегретой жидкости при сбросе давления в любой системе, содержащей перегретую жидкость, что также требует отдельного рассмотрения, с учетом времени развития рассматриваемых процессов.

Авторы выражают признательность д.т.н. Ю.А. Зейгарнику за ценные советы и полезные обсуждения результатов исследования.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание № 075-00270-24-00).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арсеньев Л В и Беркович А Л 1996 *Теплоэнергетика* **4** 18–22
2. Alekseev V B, Zalkind V I, Ivanov V L, Nizovskiy V L and Schigel S S 2019 *High Temperature* **4** 547–554
3. Zalkind V I, Zeigarnik Y A, Nizovskiy V L, Nizovskiy L V and Schigel S S 2018 *J. of Physics Conference Series* **1128** 1
4. Dombrovskiy L A 1990 *High Temperature* **28** 1242–1245
5. Кумзерова Е А 2004 *Диссертация на соискан. уч. степени к.ф.м.н. Численное исследование образования и роста пузырей пара в условиях падения давления жидкости* (Санкт-Петербург: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН)
6. Labuntsov D A and Krutykov A P 1979 *Int. J. Heat and MASS Transfer.* **22** 989–1002
7. Ермаков Г В, Липнягов Е В и Перминов С А 2012 *Теплофизика и аэромеханика* **19** 769–779
8. Zalkind V I, Zeigarnik Y A, Nizovskiy V L, Nizovskiy L V and Schigel S S 2019 *J. of Physics Conference Series* **13592019** 0120349
9. Cleary V, Bowenk P and Witlox H 2007 *Journal of Hazardous Materials* **142** 786–796
10. Залкинд В И, Зейгарник Ю А, Низовский В Л и Низовский Л В Щигель С С 2022 *Теплофизика и физическая гидродинамика: современные вызовы* **7** 75
11. Макаров В К и Макарова Т В 2008 *Труды Одесского политехнического университета* **2** 219–221
12. Гухман А А 1974 *Применение теории подобия к исследованию процесса теплообмена* (Москва: Высшая школа)
13. Макаров В К и В Чулкова Н 1989 *Труды Одесского политехнического университета* **1** 175–177
14. Морс Ф 1968 *Теплофизика* (М.: Наука)
15. Бараненко В Н, Фальковский Л Н, Киров В С, Мусиенко А Н и Леонтовский А М 2009 *Атомная энергия* **64** 291–292
16. Бараненко В Н, Сысоев В С, Фальковский Л Н, Киров В С и Мусиенко А Н 2004 *Атомная энергия* **11** 133–134
17. Куни Ф М, Огенко В М, Ганюк Л Н и Гречко Л Г 1993 *Коллоидный журн.* **55** 22–27
18. Михеева Е В, Пикула Н П и Асташкина А П 2013 *Коллоидная химия* (Томск: Издательство Томского политехнического университета)
19. Авдеев А А 2015 *ТВТ* **53** 569–578