

Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 3. С. 103–115
Thermal processes in engineering, 2024, vol. 16, no. 3, pp. 103–115

Научная статья
УДК 30.17.35

Взаимодействие жидкости с высокотемпературной поверхностью при струйном охлаждении

Р.А. Дуплянкин¹✉, В.В. Глазков¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

✉freeze-8@mail.ru

Аннотация. Рассмотрены некоторые аспекты охлаждения высокотемпературных поверхностей с помощью свободных струй недогретой жидкости. Предлагается объяснение наблюдаемому в опытах контакту жидкости с поверхностью нагревателя при уровне температур, превышающем термодинамический предел перегрева жидкости. При этом учитывается, что локальные плотности теплового потока, фиксируемые экспериментально, не могут быть отведены от поверхности в обычном пленочном режиме кипения. Сформулирована гипотеза о том, что увеличение интенсивности теплообмена происходит за счет генерации вихрей на крупных неровностях поверхности, проникающих в жидкость через ультратонкую (5–10 мкм) паровую пленку, образующуюся над поверхностью.

Ключевые слова: паровая пленка, обтекание неровности, вихревая дорожка, интенсификация теплообмена

Для цитирования. Дуплянкин Р.А., Глазков В.В. Взаимодействие жидкости с высокотемпературной поверхностью при струйном охлаждении // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 3. С. 103–115. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=180172>

Original article

Interaction of a liquid with a high-temperature surface during jet cooling

R.A. Duplyankin¹✉, V.V. Glazkov¹

¹National Research University “Moscow Power Engineering Institute”, Moscow, Russia

✉freeze-8@mail.ru

Abstract. Some aspects in cooling of high-temperature surfaces using subcooled water jet impingement were investigated. Explanation proposed for visually observed contact between water and heater surface at temperatures above thermodynamics superheat limit temperature and for the fact that experimentally observed heat fluxes can not be removed from the surface at usual film boiling regime. A hypothesis is formulated that the increase in heat transfer occurs due to the vortex generation on large surface asperities penetrating into the liquid through ultra-thin vapor film (5-10 mkm) formed on the surface.

© Дуплянкин Р.А., Глазков В.В., 2024

Keywords: vapor film, asperities, vortex street, heat transfer

For citation. Duplyankin R.A., Glazkov V.V. Interaction of a liquid with a high-temperature surface during jet cooling. *Thermal processes in engineering*, 2024, vol. 16, no. 3, pp. 103–115. (In Russ.). URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=180172>

Введение

Непрерывное развитие различных отраслей науки и техники предъявляет все большие требования к методам охлаждения и термостабилизации элементов оборудования. Проблемы контролируемого и высокоэффективного охлаждения актуальны, например, в области электроники, атомной энергетики, металлургии. Одним из перспективных и активно исследуемых подходов является охлаждение с помощью свободных струй жидкости, кипящих на охлаждаемой поверхности.

Наиболее широко распространены эксперименты, в которых реализуется следующая схема процесса: свободная сплошная струя жидкости подается сверху вниз из сопла под прямым углом на нагретую поверхность [1, 2]. Первоначальная температура поверхности такова, что

препятствует прямому контакту с жидкостью, образуется паровой слой и реализуется режим пленочного кипения. По мере охлаждения поверхности в области торможения струи образуется визуально наблюдаемая темная зона, с гладкой блестящей поверхностью без внешних признаков кипения, интерпретируемая в литературе как смоченная область поверхности.

В работе [3] наблюдение охлаждаемой поверхности образца проводилось непосредственно через струю, что позволило сопоставить последовательность явлений, происходящих на поверхности с кривой охлаждения и значениями тепловых потоков. Прямые наблюдения свидетельствуют о наличии пузырей пара вблизи поверхности образца. В работе приводятся зависимости теплового потока и температуры поверхности в момент возникновения областей повторного смачивания на поверхности (рис. 1).

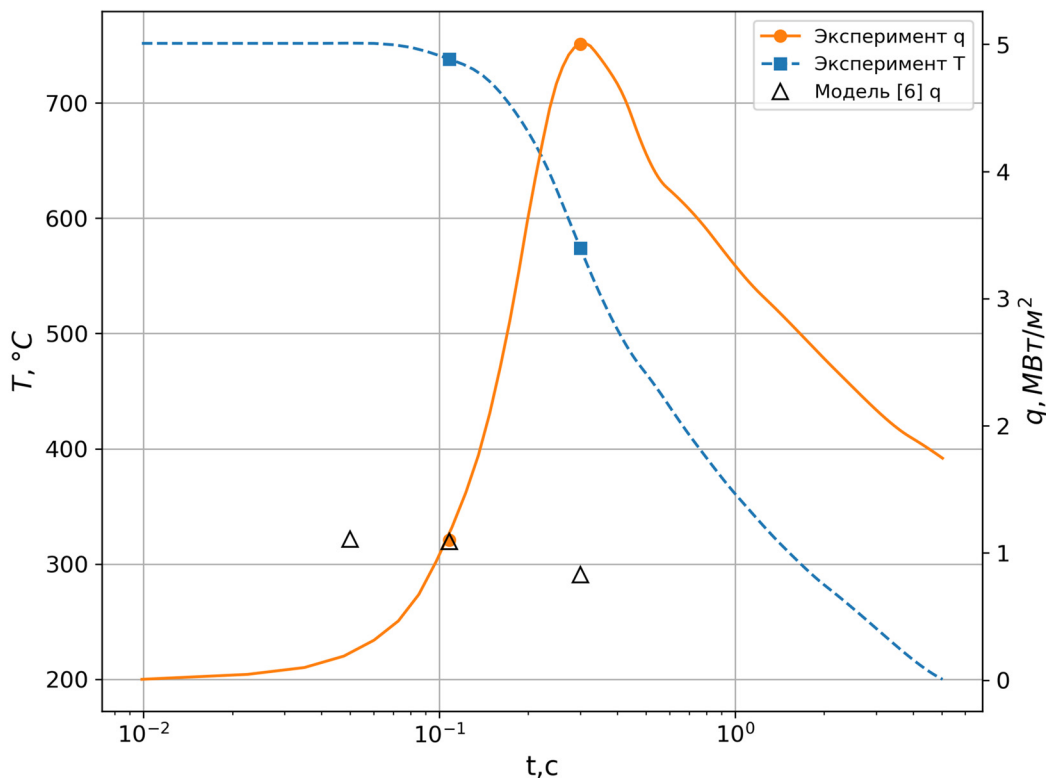


Рис. 1. Теплообмен и режимы кипения при натекании струи на поверхность по данным [3], а также расчетные значения согласно модели [6] для соответствующих температур

Возникновение темных пятен на поверхности интерпретируется как начало повторного смачивания поверхности при температуре $738\text{ }^\circ\text{C}$, недогреве $80\text{ }^\circ\text{C}$ и скорости струи 1 м/с , плотность теплового потока при этом составила $q_w = 1,1\text{ МВт/м}^2$. Следует отметить, что значения температур и тепловых потоков на поверхности получены авторами [3] в результате решения обратной задачи теплопроводности по данным термопары, заложённой в центре области видеосъёмки на глубине 1 мм . По мере охлаждения поверхности плотность теплового потока достигает максимума $q_w = 5\text{ МВт/м}^2$ при локальной температуре поверхности $T_w = 574\text{ }^\circ\text{C}$. Такое значение теплового потока, регистрируемое в экспериментах, не может быть отведено от поверхности в обычном пленочном режиме кипения. Температура поверхности при этом превышает значение предельного перегрева жидкости ($\sim 325\text{ }^\circ\text{C}$ для воды), что, по всей видимости, должно препятствовать возникновению областей, в которых жидкость находится в контакте с поверхностью продолжительное время.

Способ наблюдения за процессом в [3] не позволяет зарегистрировать поверхность тонкой и гладкой паровой пленки, даже если она существует в затемненной области поверхности, поскольку углы лучей от межфазной поверхности составляют не более 8° , однако этого недостаточно для внутреннего отражения. В качестве иллюстрации на рис. 2 представлена капля в режиме Лейденфроста, для которой при наблюдении при не очень больших углах нет визуальных свидетельств наличия паровой пленки под ней.

Похожие результаты экспериментов приводятся в работе [4] для струи диаметром $d_j = 3\text{ мм}$, контакт жидкости с поверхностью визуально наблюдался (возникновение пятна под поверхностью жидкости) при локальной температуре $650\text{ }^\circ\text{C}$, плотности теплового потока $9,5\text{ МВт/м}^2$ и недогреве $75\text{ }^\circ\text{C}$.

Авторы [5] показали, что после соударения струи с поверхностью в зависимости от шероховатости поверхности могут возникать существенно отличающиеся режимы течения. В случае шероховатой поверхности (обработка пескоструйным аппаратом) с температурой $650\text{ }^\circ\text{C}$ происходит практически мгновенное повторное смачивание даже до того, как струя полностью покрывает зону торможения. При этом по всей

смоченной зоне наблюдаются высокочастотные пульсации пузырьков с частотами $1\text{--}10\text{ кГц}$, интерпретируемые авторами [5] как взрывные вскипания жидкости вокруг неровностей поверхности.

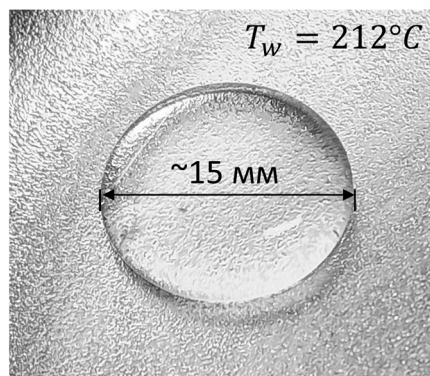


Рис. 2. Капля в режиме Лейденфроста при температуре нагревателя $212\text{ }^\circ\text{C}$

В случае гладкой поверхности нагревателя перед смачиванием наблюдается режим стабильного пленочного кипения, в ходе которого появляются постепенно растущие смоченные пятна поверхности. Как показано в работе [3], такие пятна, по всей видимости, появляются вблизи неровностей поверхности теплообмена.

Описание теплового состояния паровой пленки

Для проверки невозможности отведения экспериментально регистрируемых плотностей тепловых потоков были проведены расчеты параметров пленочного режима кипения при охлаждении поверхности недогретой струей по модели, предложенной в работе [6]. Модель [6] позволяет определять толщину паровой пленки, толщину теплового пограничного слоя в жидкости, а также плотности теплового потока на стенке и поверхности раздела фаз в зоне торможения струи $r \leq d_j/2$. Поверхность раздела фаз предполагается гладкой. При решении задачи используются кубические профили для распределения продольной скорости и температуры. Итоговая система уравнений модели [6] имеет вид (1–5):

$$\delta' = \frac{\frac{3}{4} \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right) \delta''}{\left(Re' \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right) \left(\frac{\delta''}{d_j} \right)^2 - 1 \right)}, \quad (1)$$

$$\frac{q_v}{2h_{lg}\rho''V_s} = \frac{Re'}{3} \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right) \left(\frac{\delta''}{d_j} \right)^3 + \left(\frac{\delta''}{d_j} \right), \quad (2)$$

$$q' = \frac{3\lambda'\Delta T_{sub}Pr^{\frac{1}{3}}}{2\delta'}, \quad (3)$$

$$q_w = q' + q_v = \frac{\Delta T\lambda''}{\delta''}, \quad (4)$$

$$Re' = \frac{V_j d}{\nu'}, \quad (5)$$

где δ' – толщина теплового пограничного слоя в жидкости, δ'' – толщина паровой пленки, d_j – диаметр струи, q_v – плотность теплового потока на испарение, q' – плотность теплового потока, отводимая в жидкость, μ' , μ'' – динамические вязкости жидкости и пара соответственно, $\Delta T = T_w - T_s$ – температурный напор, $\Delta T_{sub} = T_s - T_\infty$ – недогрев, λ' , λ'' – теплопроводности жидкости и пара соответственно.

Результаты расчетов с помощью модели [6] для данных [3] ($V_j = 1$ м/с, $d_j = 8$ мм, $\Delta T_{sub} = T_s - T_\infty = 80$ °С), соответствующих обычному пленочному кипению при температуре стенки $T_w = 737$ °С, хорошо согласуются с экспериментальными данными, отношение экспериментального теплового потока к расчетному $q_{w,exp}/q_{w,model} = 1,01$ при толщине паровой пленки $\delta'' = 34$ мкм (рис. 1). При температуре стенки $T_w = 574$ °С экспериментальное значение плотности теплового потока в шесть раз превосходит расчетное $q_{w,exp}/q_{w,model} = 6$, расчетная толщина паровой пленки при этом $\delta'' = 27$ мкм. Похожие результаты были получены для данных эксперимента [4]. При температуре поверхности $T_w = 650$ °С отношение экспериментального теплового потока к расчетному составило $q_{w,exp}/q_{w,model} = 4$, при расчетной толщине паровой пленки $\delta'' = 12$ мкм.

Одним из возможных объяснений увеличения интенсивности теплообмена в жидкости при пленочном кипении в недогретой жидкости является возникновение контакта между крупными неровностями твердой поверхности и жидкостью. Представим тепловую мощность, отводимую от стенки в виде:

$$Q = q_w S = q_{mv}(S - S_{ma}) + q_{ma} S_{ma}, \quad (6)$$

где S – площадь поверхности стенки, S_a – суммарная площадь под крупными неровностями стенки, q_{mv} – плотность теплового потока с по-

верхности нагревателя без крупных неровностей, q_{ma} – эффективная плотность теплового потока с неровностей поверхности. Вводя относительную площадь, занимаемую неровностями $\varphi = S_{ma}/S$, получим:

$$q_w = q_{mv}(1 - \varphi) + q_{ma}\varphi. \quad (7)$$

Оценим площадь, занимаемую неровностями поверхности, контактирующими с жидкостью, как $\varphi \approx 0,1$, тогда для обеспечения на стенке $q_w = 5$ МВт/м² при плотности теплового потока, отводимого в жидкость согласно модели [6] $q_{mv} = q_{w,model} = 0,83$ МВт/м² необходима плотность потока с поверхности неровности $q_{ma} = 42,53$ МВт/м². Значение $\varphi \approx 0,1$ соответствует шахматному расположению неровностей при равных шагах в продольном и диагональном направлениях $S = S_1 = S_2$ и $S/d = 2,8$.

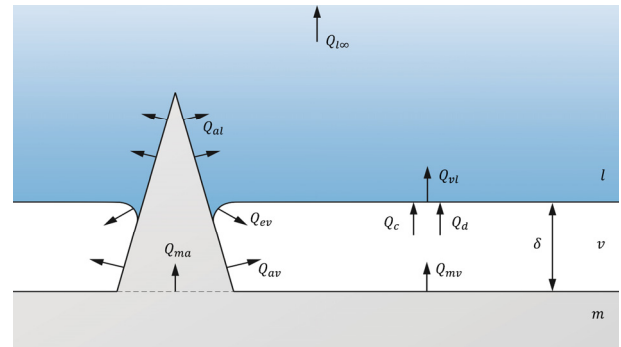


Рис. 3. Схема тепловых потоков вблизи неровности

Однако при отводе тепла через поверхность неровности предполагается, что большая его часть расходуется на парообразование в зоне контакта с жидкостью Q_{ev} . При охлаждении поверхности наступает момент, когда толщина паровой пленки становится близка к характерным размерам неровностей на рис. 3, и часть из них, по всей видимости, погружается в жидкость. В таком случае тепловой поток, отводимый через поверхность неровности определяется как:

$$Q_{ma} = Q_{ev} + Q_{al} + Q_{av}, \quad (8)$$

где Q_{ev} – тепловой поток за счет испарения с поверхности микрослоя, Q_{al} , Q_{av} – тепловые потоки с омываемых жидкостью и паром участков поверхности неровности соответственно. Учитывая, что толщина паровой пленки постоянна, запишем тепловой баланс для участка паровой пленки, окружающего одну из множества неровностей, расположенных на поверхности:

$$Q_{ev} + Q_{av} + Q_{mv} - Q_c - Q_d = 0, \quad (9)$$

где Q_{mv} – тепловой поток с плоского участка поверхности нагревателя в пар, Q_{vl} – тепловой поток, отводимый с межфазной поверхности в жидкость, Q_c , Q_d – тепловые потоки, подводимые к межфазной поверхности за счет конденсации теплопроводности. В квазистационарном состоянии в этом объеме для поддержания толщины пленки вся испарившаяся с микрослоя жидкость должна сконденсироваться $\dot{m}_{ev}S_{ev} = \dot{m}_c S_{vl}$. Тепловой поток, подводимый к межфазной поверхности, определяется как $Q_{vl} = Q_c + Q_d$. Тогда с учетом (9) отводимый от всего рассматриваемого участка поверхности поток имеет вид:

$$\begin{aligned} Q_{l\infty} &= Q_{vl} + Q_{al} = \\ &= Q_{ev} + Q_{av} + Q_{mv} + Q_{al} = \\ &= Q_{ma} + Q_{mv}. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, испарение с поверхности неровности в квазистационарном случае не оказывает влияния на необходимость отводить все подводимое тепло в окружающую жидкость. Но как было показано выше, с использованием модели [6] такой тепловой поток не может быть обеспечен без дополнительной интенсификации теплообмена в жидкости.

Возможным механизмом, объясняющим увеличение плотности теплового потока, отводимой в жидкость $q_{l\infty}$, является генерация вихрей на участке неровности стенки, частично погруженном в жидкость. При определенной глубине погружения в жидкость такие участки неровностей могут приводить к генерации вихревых дорожек, увеличивающих эффективную теплопроводность в слое вблизи межфазной поверхности. Отметим также, что процесс установления постоянного контакта жидкости с поверхностью неровностей в настоящей работе не рассматривается, а все описываемые процессы относятся к ситуации, когда часть неровностей уже погружена в жидкость.

Для первичной оценки коэффициента теплоотдачи с межфазной поверхности в жидкость в случае наличия погруженных в жидкость неровностей, приводящих к вихреобразованию, можно воспользоваться аналогией рассматриваемой задачи с обтеканием тесного пучка длинных труб. Такая оценка представляется возможной, поскольку за счет сравнительно неболь-

шого трения на межфазной границе ее можно считать границей симметрии. Вблизи такой границы перемешивание жидкости за счет вихреобразования на неровностях должно, по всей видимости, происходить подобно тому, как это происходит вблизи трубного пучка. Для оценки среднего коэффициента теплоотдачи в дальних рядах тесного шахматного пучка согласно [7] может быть использовано следующее соотношение:

$$\overline{Nu}_d = \frac{\bar{\alpha}d}{\lambda'} = 0,71Re_d^{0,5}Pr^{0,36}\left(\frac{P_{ж}}{P_c}\right)^{0,25}. \quad (11)$$

Применяя (11) для условий, соответствующих экспериментам [3] ($V_j = 1$ м/с, $d_j = 8$ мм, $\Delta T_{sub} = T_s - T_\infty = 80$ °С), и считая, что размер неровностей поверхности $d = 20$ мкм, а коэффициент теплоотдачи относится к уносу тепла с гладкой межфазной поверхности между неровностями, получим плотность теплового потока:

$$q_{l\infty} = \bar{\alpha}(T_s - T_\infty) = 35 \frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}. \quad (12)$$

Полученное значение свидетельствует о возможности отводить с межфазной поверхности существенно большие тепловые потоки в случае, если неровности поверхности, проникающие в жидкость, будут создавать картину течения вблизи межфазной поверхности подобную той, что наблюдается при обтекании пучка труб.

Численное исследование возможности генерации вихрей вокруг неровностей поверхности, погруженных в жидкость

В первом приближении для выявления закономерностей вихреобразования при обтекании неровностей поверхности, проникающих сквозь паровую пленку в жидкость, рассматривается задача об обтекании цилиндра, погружаемого в жидкость через свободную поверхность на конечную глубину. Интерес в первую очередь представляют критическое число Рейнольдса Re_d^* , при котором формируется дорожка Кармана, и его зависимость от глубины погружения h .

Задача об обтекании бесконечного полностью погруженного цилиндра хорошо изучена как экспериментально, так и с использованием численных методов. Известна также и модификация этой задачи, в которой рассматривается обтекание цилиндров конечной длины, целиком погруженных в жидкость, что обычно приводит

к увеличению критического числа Рейнольдса, при котором наблюдается вихревая дорожка Re_d^* [8]. В другой модификации задачи, где длинный цилиндр устанавливается в открытый канал с жидкостью таким образом, что один из его концов пересекает свободную поверхность, также наблюдается увеличение Re_d^* по сравнению с бесконечным цилиндром [9]. Меньше исследований посвящено совместному рассмотрению обеих модификаций задачи, в которой цилиндр конечной длины погружается в жидкость через свободную поверхность. Такая задача рассматривалась в работах [10–13] как экспериментально, так и с использованием численных методов. В работе [10] получены экспериментальные данные о частично погруженных цилиндрах при $Re_d = (4,5 \div 240) \times 10^3$, с глубинами погружения $h/d = 1,44 \div 16,5$ и числами Фруда $Fr = 0,2 \div 2,4$. В работе [11] проведено RANS моделирование обтекания частично погруженного цилиндра со свободной поверхностью в широком диапазоне глубин погружения $h/d = 1 \div 19$, при $Re = 2,9 \times 10^3$ и $Fr = 0,65$. Получено, что при $h/d \leq 3$ образование дорожки Кармана полностью подавляется за счет влияния эффектов, связанных со свободной поверхностью и свободным концом цилиндра. Вихреобразование проявляется уже при $h/d = 4$, $St = 0,02$ с увеличением глубины погружения до $h/d = 6$ число Струхала возрастает до $St = 0,15$ и при дальнейшем увеличении h/d приближается к 0,2. В работе [12] на основе экспериментальных данных и моделирования для режима $Re = 4,3 \times 10^4$, $Fr = 0,31$, $h/d = 2$ получены значения $St = 0,11 \div 0,14$. Авторы [12] отмечают, что процесс схода вихрей был нерегулярным и прерывистым, из-за чего было невозможно получить узкополосный спектр Фурье. В работе [13] проведены эксперименты и расчеты при различных малых отношениях $h/d \leq 2$ при $Re = (1 \div 5) \times 10^4$. Согласно полученной зависимости St от глубины погружения сход вихрей прекращается при $h/d = 0,2$ для всех рассмотренных Re . Однако описанные результаты соответствуют турбулентному режиму обтекания цилиндра, что не вполне соответствует диапазону Re при рассмотрении обтекания неровности. Результаты решения задачи в диапазоне параметров $Re = 50 \div 300$, $h/d = 0 \div 3$, полученные в настоящей работе, ранее не были представле-

ны в литературе и соответствуют характерным режимам обтекания модельной неровности поверхности.

Возможность вихреобразования на поверхностях неровностей, частично погруженных в жидкость через межфазную поверхность, исследуется с помощью метода контрольного объема в программном комплексе FlowVision. Моделирование проводится для цилиндра диаметром $d = 5$ мм с полусферическим свободным концом, частично погруженного в неограниченный объем жидкости (рис. 4) в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_d = (V_\infty d)/\nu = 50 \div 300$ при глубинах погружения цилиндра $h/d = 0 \div 3$, где h – глубина погружения цилиндра без учета полусферической затупленной части. Такие числа Рейнольдса при рассмотрении макромасштабной задачи соответствуют скоростям $V_\infty = 0,01 \div 0,061$ м/с, а при переходе к обтеканию неровности с характерным размером $d = 20$ мкм при средней температуре $T = 0,5 \times (T_\infty + T_s)$ переходят в $V_\infty = 1,19 \div 7,13$ м/с, что согласуется с наблюдаемыми в экспериментах по закалке скоростями потока ($1 \div 3$ м/с). Модельная задача рассматривается в изотермической несжимаемой трехмерной постановке с равномерным профилем скорости на входной границе:

$$\frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (13)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_k \partial x_k}. \quad (14)$$

Испарение с межфазной поверхности и ее движение не моделируются, а форма предполагается гладкой, что позволяет использовать граничное условие симметрии. Динамический напор набегающего потока $(\rho V_\infty^2)/2$ должен быть уравновешен силами поверхностного натяжения $2\sigma/R$, откуда для цилиндра диаметром $d = 5$ мм получаем оценки радиусов кривизны $R = 0,08 \div 2,9$ м, что значительно превосходит размеры цилиндра, и поверхность можно считать гладкой.

На входной границе расчетной области задается равномерный профиль скорости V_∞ , на свободной поверхности задаются условия непротекания и проскальзывания $(\vec{V} \cdot \vec{n}) = 0$, на поверхности обтекаемого цилиндра условия

прилипания $\vec{V} = 0$. На всех остальных поверхностях расчетной области задано нулевое избыточное давление $p_{изб} = 0$.

В рассматриваемой постановке задачи с закругленным свободным концом цилиндра при варьировании глубины погружения может быть реализован переход от задачи об обтекании цилиндра с конечной глубиной погружения к задаче обтекания полусферы в симметричной постановке при $h = 0$ за счет используемого условия симметрии на межфазной границе.

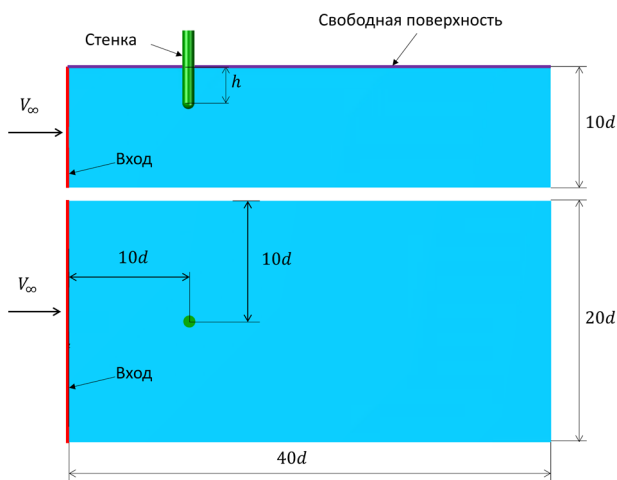


Рис. 4. Схема расчетной области

Для расчетов используется декартова неравномерная сетка с локальным дроблением ячеек (рис. 5), определенная в результате исследования сходимости. Ячейки вблизи цилиндра кубические со стороной 0,31 мм, общий размер сетки ~450 тыс. ячеек. Шаг по времени определялся заданием числа Куранта CFL = 10 и в расчетах принимал значения $\Delta t = 0,01 \div 0,1$ с.

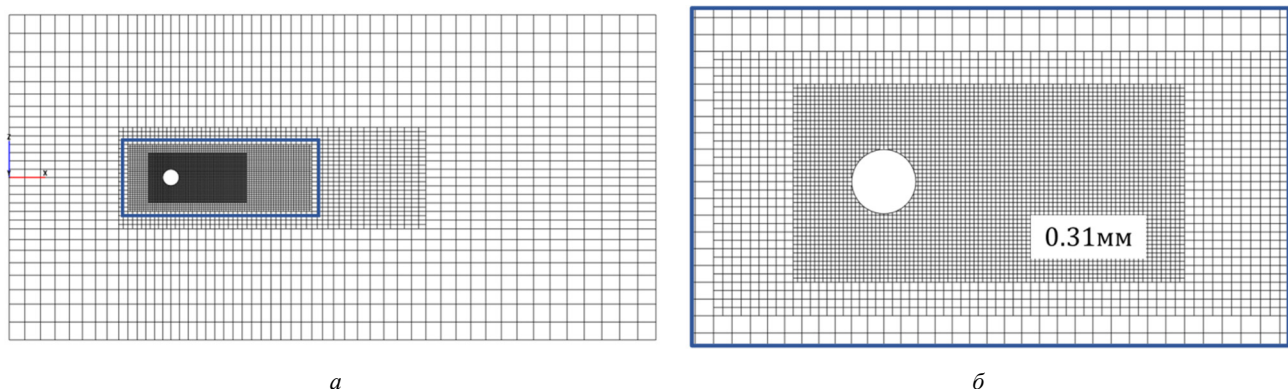


Рис. 5. Характерные сечения расчетной сетки: а – общий вид (слева), б – увеличенная область вблизи цилиндра (справа)

Дополнительно проведена серия расчетов, учитывающая искривление свободной поверхности для микромасштабной геометрической модели с использованием метода VOF:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_k \frac{\partial f}{\partial x_k} = 0, \quad (15)$$

где f – объемная доля жидкости в ячейке.

В отличие от рассмотренной выше задачи в данном случае свойства жидкости берутся при температуре насыщения при атмосферном давлении, а диаметр цилиндра составил $d = 20$ мкм, смачиваемость поверхности предполагается нейтральной. Используемая расчетная сетка была масштабирована пропорционально уменьшению диаметра цилиндра, а ограничение на шаг по времени в данном случае определялось перемещением межфазной поверхности не более чем на одну ячейку за шаг расчета. Расчет полей переменных в газовой фазе не проводился, вместо этого над межфазной поверхностью задавалось постоянное значение давления, соответствующее атмосферным условиям. На межфазной поверхности заданы условия совместности для непроницаемой межфазной границы:

$$[p] - [\tau_{nn}] = 2\sigma H, \quad (16)$$

$$[\tilde{u}_\tau] = 0, \quad (17)$$

$$[\tau_{n\tau}] = 0, \quad (18)$$

где квадратные скобки $[\]$ соответствуют разности значений по обе стороны от межфазной границы, \tilde{u}_τ – значение касательной скорости в системе координат границы, τ_{nn} – компоненты вязких напряжений в касательном и нормальном направлении к границе, H – средняя кривизна поверхности.

Результаты расчетов

В результате расчетов была получена зависимость осредненного по времени коэффициента лобового сопротивления цилиндра $\bar{C}_d = 2F_d/\rho V_\infty^2$ в зависимости Re_d для различных глубин погружения h/d (рис. 6). Сравнение результатов расчетов с эмпирической формулой (19) для обтекания сферы

$$\bar{C}_d = \frac{24}{Re_d} + \frac{4}{Re_d^3} \quad (19)$$

показывает хорошее совпадение ($< 5\%$) по \bar{C}_d при $h/d = 0$ во всем диапазоне рассмотренных чисел Рейнольдса [14]. При глубинах погружения меньших $h/d < 2$ значительные отличия коэффициента лобового сопротивления от расчета по формуле наблюдаются только при $Re = 50$. Следует специально отметить, что для случая $h = 0$ отрыва крупных вихрей не происходило ни при каких значениях числа Рейнольдса, что соответствует известным экспериментальным данным.

Для каждой из ненулевых глубин погружения цилиндра для значений возникающей поперечной силы F_l от времени были выполнены преобразования Фурье. Полученные зависимости

квадрата модуля коэффициентов преобразования $|\hat{F}|^2$ от числа Струхала $Sh = fd/V_\infty$ представлены на рис. 7 для всех рассмотренных режимов и глубин погружения h/d . При глубине погружения $h/d = 0,5$ сход вихрей наблюдается только при $Re_d \geq 200$. При этом при $Re_d = 300$ спектр представлял собой не одну гармонику, как при $Re_d = 200$, а заполнял интервал частот. С дальнейшим увеличением глубины погружения цилиндра наблюдается аналогичная картина, но минимальное число Рейнольдса, при котором возникает вихревая дорожка, уменьшается до тех пор, пока при глубине погружения $h/d = 3$ для всех $Re_d > 50$ не будет получен гармонический закон изменения поперечной силы.

Наблюдаемые при $h/d < 3$ отклонения от спектров, характерных для гармонического сигнала, при больших Re_d связаны, по всей видимости, с отбором энергии колебаний в области более низких частот. В силу сложной зависимости значения поперечной силы F_l от времени определение частот схода вихрей по результатам преобразования Фурье затруднено. Поэтому для оценки частот в таких режимах используется вейвлет-преобразование с помощью комплексного вейвлета Морле.

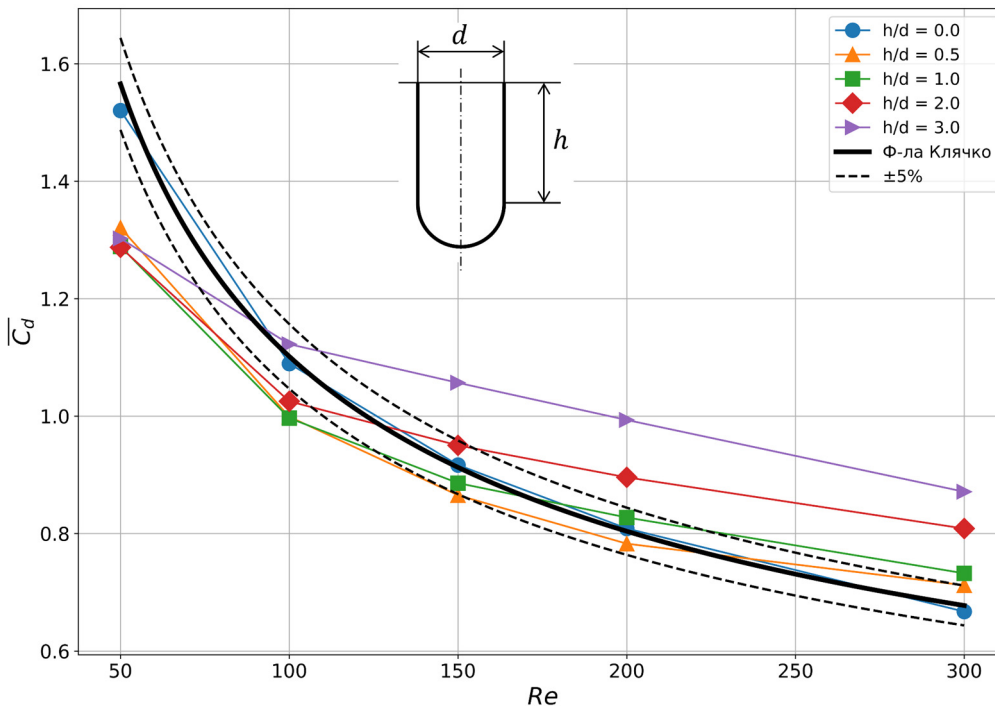


Рис. 6. Зависимость коэффициента лобового сопротивления от числа Рейнольдса при различных глубинах погружения цилиндра h/d

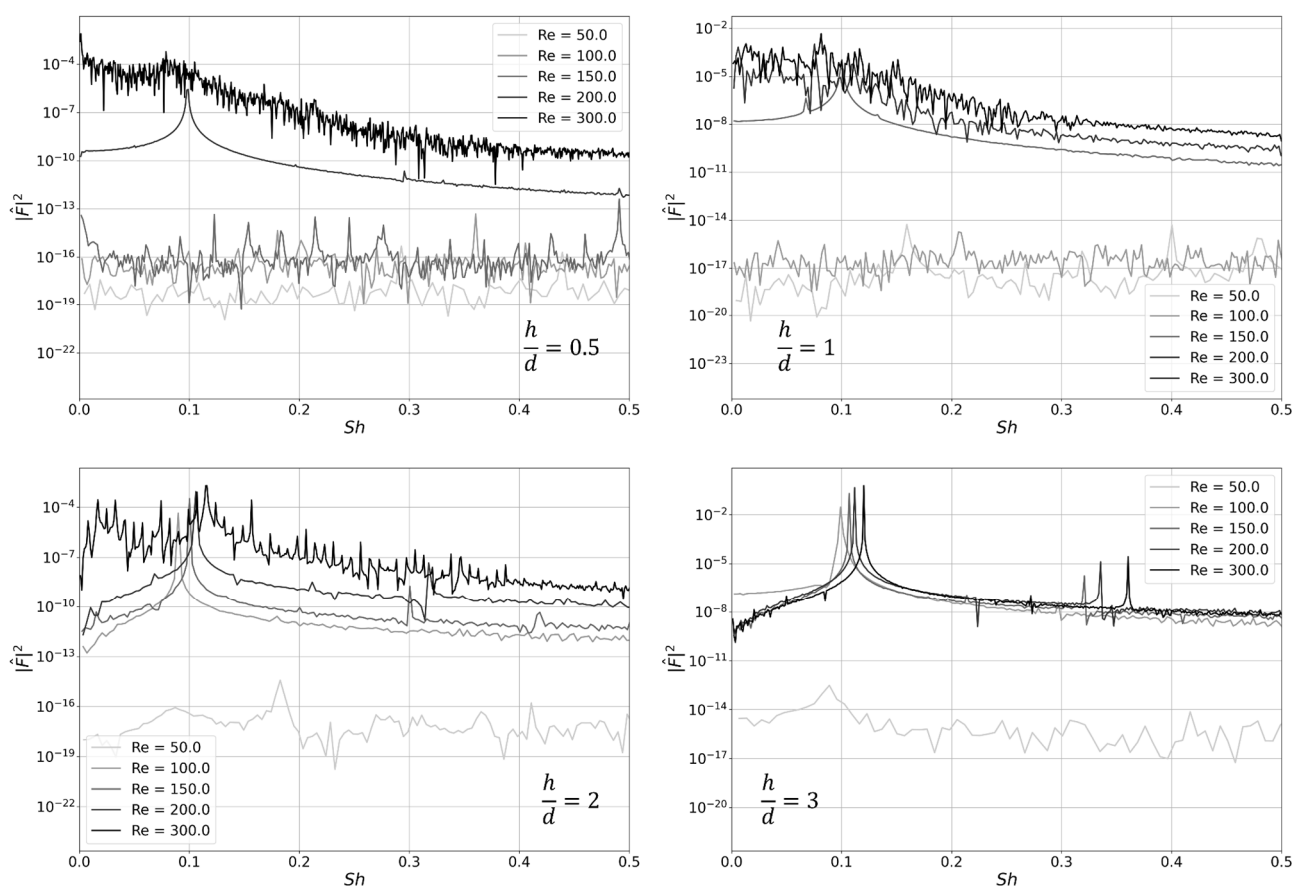


Рис. 7. Результаты преобразования Фурье для поперечной силы, действующей на цилиндр при различных глубинах погружения

В качестве значения частоты схода вихрей при использовании вейвлет-преобразования выбиралась частота, при которой наблюдался первый максимум среднего значения $|W|^2$ при переходе от высоких частот к низким. В результате для представленных на рис. 8 сигналов получены частоты $f = 0,73$ Гц для $Re_d = 200$ и $f = 1,4$ Гц для $Re_d = 300$.

Исследованы также частоты образования вихрей на поверхностях конусов. Основание конусов принималось равным диаметру цилиндра d , а угол при вершине варьировался в зависимости от используемой глубины погружения, которая при представлении результатов измерялась аналогично тому, как это делалось для цилиндров с закругленным концом (рис. 9).

Все полученные результаты по безразмерным частотам схода вихрей Sh представлены на рис. 9 в зависимости от Re_d и глубины погружения h/d . Также на рис. 9 представлены частоты схода вихрей для бесконечного затопленного цилиндра [15], определяемые по формуле (20)

$$Sh = 0,212 - \frac{4,5}{Re_d}. \quad (20)$$

При частичном погружении цилиндра результирующие частоты схода вихрей заметно ниже, чем для полностью погруженного цилиндра. Для глубин погружения $h/d = 2$ и 3 сход вихрей наблюдается уже при $Re_d = 50 \div 100$. При увеличении глубин погружения критическое число Рейнольдса Re_d^* сдвигается в область более высоких значений. Для $h/d = 1$ Re_d^* лежит в диапазоне $100 \div 150$, а при глубине погружения $h/d = 0,5$ между $150 \div 200$. Возбуждение вихреобразования на конусах происходит при тех же числах Рейнольдса, что и на цилиндрах, при этом частоты схода вихрей оказываются несколько большими.

Для двух последних случаев при переходе к большим числам Рейнольдса наблюдается снижение частот срыва вихрей. Вероятно, это связано с тем, что при малых глубинах погружения, как показывает скалограмма, энергия расходуется также на возбуждение колебаний на более низких частотах.

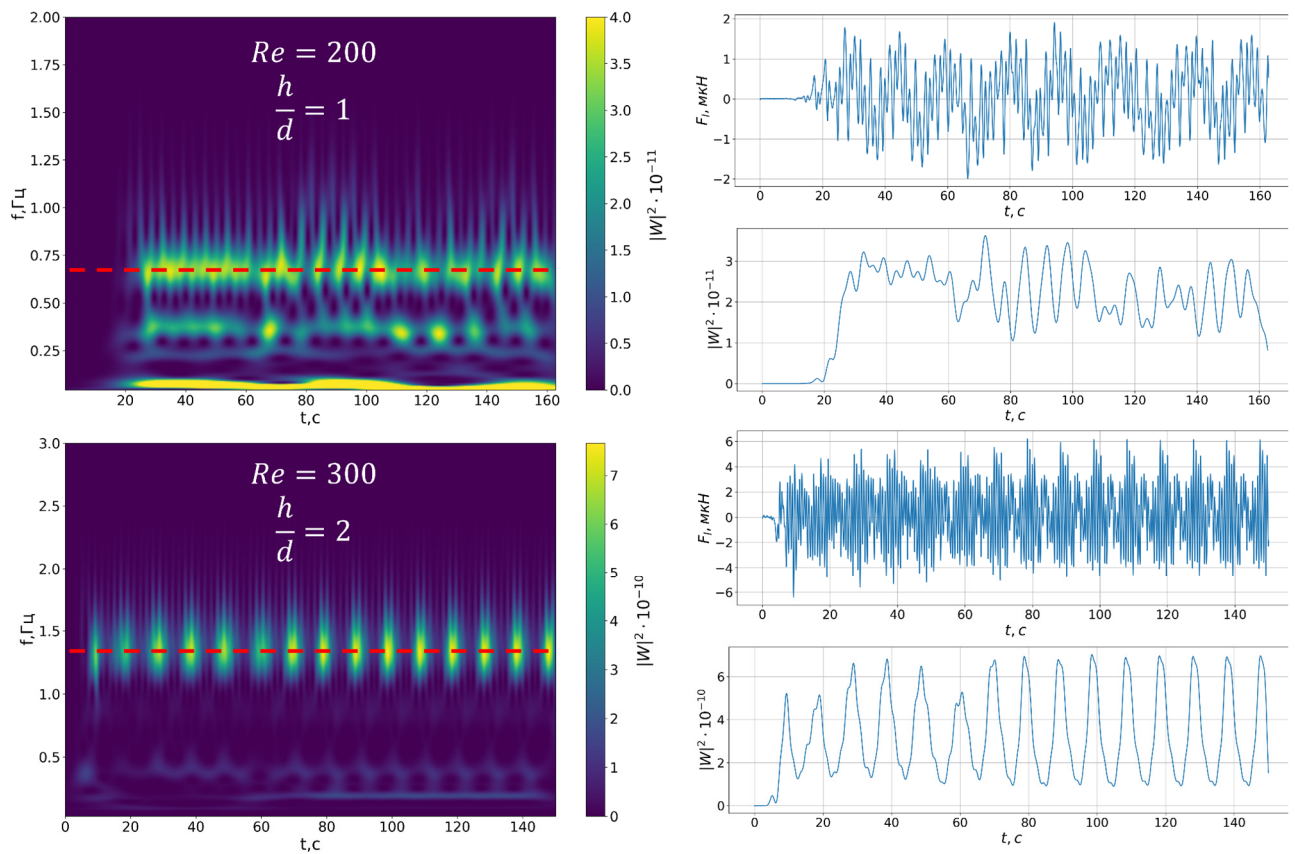


Рис. 8. Вейвлет-скалограммы для двух режимов течения $h/d = 1$, $Re_d = 200$ (сверху) и $h/d = 2$, $Re_d = 300$ (снизу). Зависимости поперечной силы F_1 , действующей на цилиндр от времени, а также вейвлет-преобразование на частотах, отмеченных пунктирной линией и интерпретируемых как частоты схода вихрей

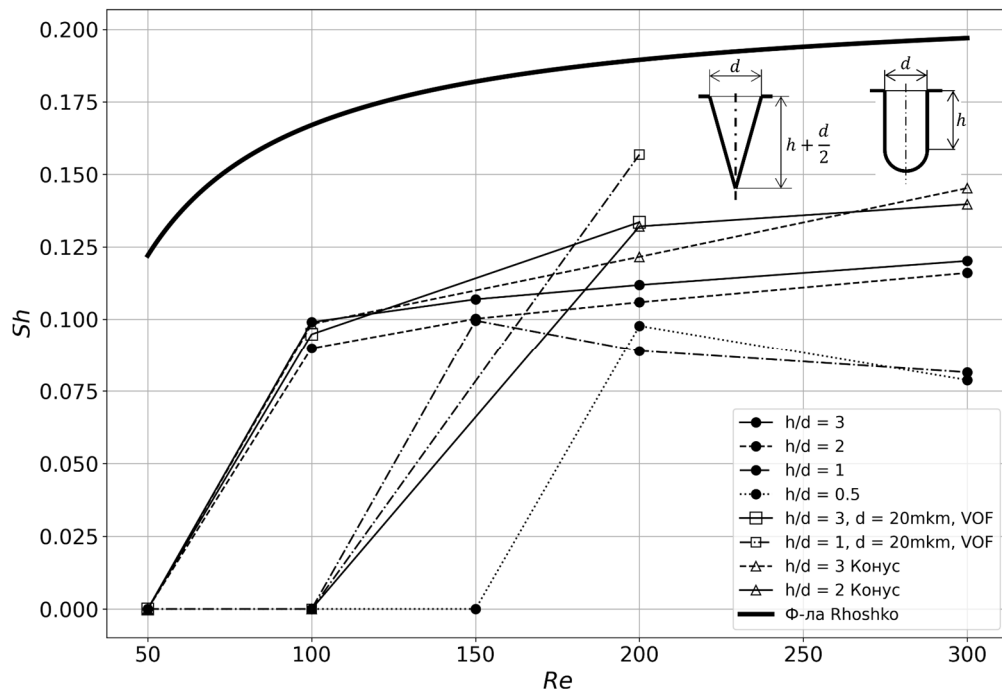


Рис. 9. Зависимость безразмерной частоты схода вихрей от числа Рейнольдса при различных глубинах погружения цилиндров и конусов h/d

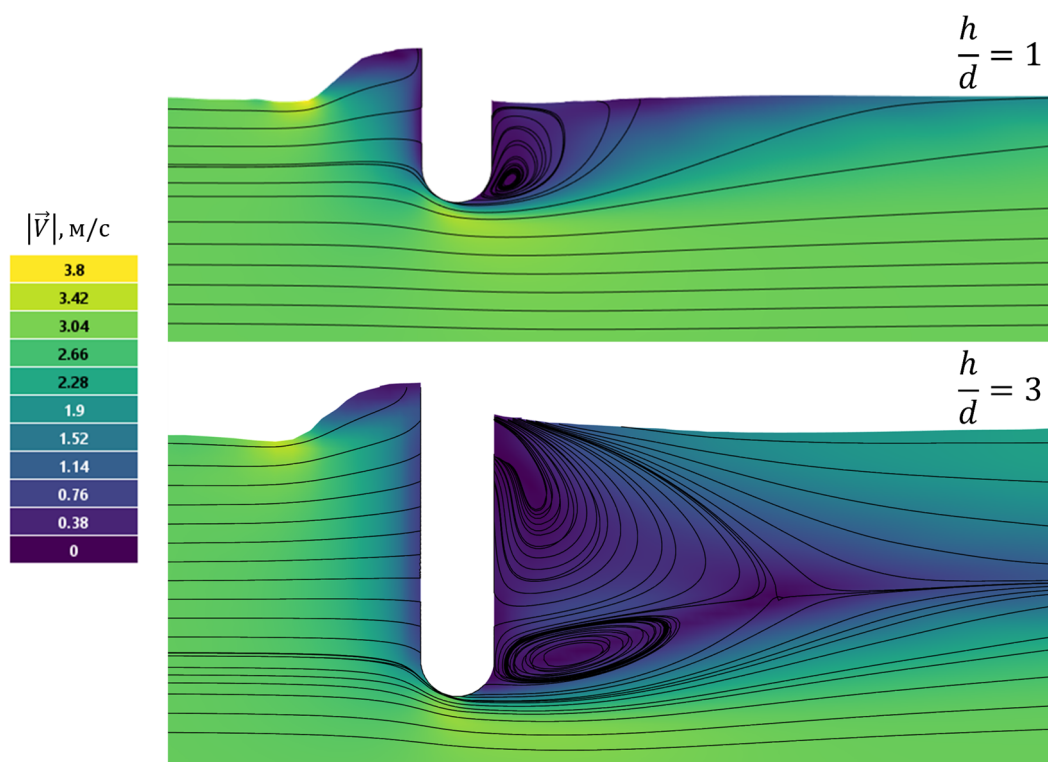


Рис. 10. Распределение модуля скорости, линии тока и форма межфазной границы при числе Рейнольдса $Re = 200$ и глубинах погружения $h/d = 1$ и 3 в плоскости симметрии задачи

Отметим, что положение точки на линии, соответствующей $Sh = 0$, означает отсутствие периодического схода вихрей с поверхности цилиндра или конуса при данном наборе режимных параметров. Результаты расчетов, проведенных с учетом искажения межфазной поверхности, показаны на рис. 10. Полученные значения частот схода вихрей превышают частоты, полученные для неподвижной межфазной поверхности при $Re = 200$. В то же время при $Re = 100$ результаты практически совпадают с данными, полученными для плоской поверхности. Это объясняется отсутствием значительных искажений свободной поверхности при сравнительно небольших скоростях, что совпадает с первоначальными оценками. Характерные картины обтекания с формой межфазной границы при числе Рейнольдса $Re = 200$ представлены на рис. 10 в плоскости симметрии задачи. Формирующаяся волна значительно искажает поле скоростей только вблизи поверхности цилиндра со стороны набегающего потока, в следе же искажение межфазной поверхности проявляется не так значительно.

Проведенные оценочные расчеты говорят о возможности развития вихревых дорожек на крупных неровностях поверхности, пронизывающих паровую пленку и проникающих в жидкость над ней. Предполагается, что совместное влияние таких вихревых дорожек должно приводить к увеличению коэффициента теплоотдачи с межфазной поверхности в жидкость.

Полученные результаты планируется использовать для построения модели пленочного кипения с учетом интенсивного перемешивания вблизи свободной поверхности за счет вихрей, образующихся при обтекании неровностей поверхности, проникающих сквозь паровую пленку вглубь жидкости.

Заключение

С помощью модели для пленочного кипения [6] для случая охлаждения поверхности недогретой струей показано, что наблюдаемые в экспериментах плотности теплового потока, отводимые от поверхности, не могут быть получены в режиме обычного пленочного кипения. При этом в экспериментах температура

поверхности существенно выше критической температуры жидкости, что должно препятствовать непосредственному контакту между жидкостью и поверхностью. По всей видимости, в данном случае наблюдается другая разновидность пленочного кипения. В этом режиме паровая пленка весьма малой толщины ($5\div 10$ мкм) некоторое время существует над поверхностью в квазистационарном состоянии. Поскольку толщина пленки меньше, чем высота существенной части неровностей на поверхности, вершины этих неровностей пронизывают паровую пленку насквозь и контактируют непосредственно с жидкостью над ней. В таком случае отводимый от поверхности тепловой поток в значительной мере определяется испарением в области контакта вершины неровности с жидкостью. Однако пар, образовавшийся в области контакта жидкости с вершиной неровности, первоначально попадает в паровой слой над поверхностью. Чтобы уносимый паром тепловой поток был передан жидкости, находящейся над паровой пленкой, необходимо, чтобы весь генерируемый пар был сконденсирован на межфазной поверхности. Для этого необходимо интенсифицировать теплообмен в жидкости, находящейся в непосредственной близости к паровому слою. Одной из возможных причин интенсификации теплообмена в приповерхностном слое жидкости может являться генерация вихрей (по сути вихревой дорожки Кармана) в окрестности вершин неровностей, контактирующих с жидкостью. Для проверки возможности генерации вихрей на вершинах неровностей с помощью численного моделирования методом контрольного объема в программном комплексе FlowVision получены зависимости частот срыва вихрей Sh и коэффициента \overline{C}_d от Re и h/d в ранее не исследованном диапазоне параметров для частично погруженной в жидкость модельной неровности.

Список источников

1. **Agarwal C.** Surface Quenching by Jet Impingement – A Review // *Steel research international*. 2018. Vol. 90. Iss. 1. P. 1800285. DOI: 10.1002/srin.2018.00285
2. **Wolf D.H., Incropera F., Viskanta R.** Jet Impingement Boiling // *Advances in heat transfer*. 1993. Vol. 23. P. 1–132. DOI:10.1016/S0065-2717(08)70005-4
3. **Leocadio H., Van Der Geld C.W.M., Passos J.C.** Rewetting and boiling in jet impingement on high temperature steel surface // *Physics of Fluids*. 2018. Vol. 30. Iss.12. P. 122102. DOI: 10.1063/1.5054870
4. **Karwa N., Stephan P.** Experimental investigation of free-surface jet impingement quenching process // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2013. Vol. 64. P. 1118–1126. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.05.014
5. **Gomez C., Van der Geld C.W.M., Kuerten J., Liew R., Bsibsi M., Van Esch B.** The nature of boiling during rewetting of surfaces at temperatures exceeding the thermodynamic limit for water superheat // *Journal of Fluid Mechanics*. 2020. Vol. 895. A3. DOI:10.1017/jfm.2020.232
6. **Liu Z.H., Wang J.** Study on film boiling heat transfer for water jet impinging on high temperature flat plate // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2001. Vol. 44. Iss.13. P. 2475–2481. DOI:10.1016/S0017-9310(00)00281-7
7. **Жукаускас А., Улинскас Р.** Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков труб. Вильнюс: Мокслас, 1986. 192 с.
8. **Albarède P., Monkewitz P.A.** A model for the formation of oblique shedding and «chevron» patterns in cylinder wakes // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1992. Vol. 4. Iss. 4. P. 744–756. DOI:10.1063/1.858292
9. **Yu G., Avital E.J., Williams J.J.R.** Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders // *Journal of Fluids Engineering*. 2008. Vol. 130. Iss.10. P. 101304. DOI: 10.1115/1.2969462
10. **Ageorges V., Peixinho J., Perret G.** Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders // *Physical Review Fluids*. 2019. Vol. 4. Iss. 6. P. 064801. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.064801
11. **Benitz M.A., Carlson D.W., Seyed-Aghazadeh B., Modarres-Sadeghi Y., Lackner M.A., Schmidt D.P.** CFD simulations and experimental measurements of flow past free-surface piercing, finite length cylinders with varying aspect ratios // *Computers & Fluids*. 2016. Vol. 136. P. 247–259. DOI: 10.1016/j.compfluid.2016.06.013
12. **Rosetti G.F., Vaz G., Hoekstra M., Gonçalves R.T., Fajarra A.L.C.** CFD calculations for free-surface-piercing low aspect ratio circular cylinder with solution verification and comparison with experiments // *International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering – American Society of Mechanical Engineers (June 9–14, 2013, Nantes, France)*. Nantes, 2013. P. 10963. DOI: 10.1115/OMAE2013-10963
13. **Gonçalves R.T., Franzini G.R., Rosetti G.F., Menechini J.R., Fajarra A.L.C.** Flow around circular cylinders with very low aspect ratio // *Journal of Fluids and Structures*. 2015. Vol. 54. P. 122–141. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.11.003
14. **Клячко Л.С.** Уравнение движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах // *Отопление и вентиляция*. 1934. № 4. С. 27–32.

15. **Roshko A.** On the development of turbulent wakes from vortex streets. 1954. NACA Technical Note No. 1191. URL: https://ntrs.nasa.gov/api/citations/1993_0092207/downloads/19930092207.pdf

References

1. **Agarwal C.** Surface Quenching by Jet Impingement – A Review. *Steel research international*, 2018, vol. 90, iss. 1, p. 1800285. DOI: 10.1002/srin.201800285
2. **Wolf D.H., Incropera F., Viskanta R.** Jet Impingement Boiling. *Advances in heat transfer*, 1993, vol. 23, pp. 1–132. DOI:10.1016/S0065-2717(08)70005-4.
3. **Leocadio H., Van Der Geld C.W.M., Passos J.C.** Rewetting and boiling in jet impingement on high temperature steel surface. *Physics of Fluids*, 2018, vol. 30, iss. 12, p. 122102. DOI: 10.1063/1.5054870
4. **Karwa N., Stephan P.** Experimental investigation of free-surface jet impingement quenching process. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, vol. 64, pp. 1118–1126. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.05.014
5. **Gomez C., Van der Geld C.W.M., Kuerten J., Liew R., Bsibsi M., Van Esch B.** The nature of boiling during rewetting of surfaces at temperatures exceeding the thermodynamic limit for water superheat. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, vol. 895, p. A3. DOI:10.1017/jfm.2020.232
6. **Liu Z.H., Wang J.** Study on film boiling heat transfer for water jet impinging on high temperature flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, vol. 44, iss. 13, pp. 2475–2481. DOI:10.1016/S0017-9310(00)00281-7
7. **Zhukauskas A., Ulinskas R.** Teplootdacha poperechno obtekaemyh puchkov trub [Heat transfer in banks of tubes in crossflow]. Vil'njus: Mokslas, 1986, 192 p. (In Russ.).
8. **Albarède P., Monkewitz P.A.** A model for the formation of oblique shedding and “chevron” patterns in cylinder wakes. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1992, vol. 4, iss. 4, pp. 744–756. DOI:10.1063/1.858292
9. **Yu G., Avital E.J., Williams J.J.R.** Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders. *Journal of Fluids Engineering*, 2008, vol. 130, iss. 10, p. 101304 DOI: 10.1115/1.2969462
10. **Ageorges V., Peixinho J., Perret G.** Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders. *Physical Review Fluids*, 2019, vol. 4, iss. 6, p. 064801. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.064801
11. **Benitz M.A., Carlson D.W., Seyed-Aghazadeh B., Modarres-Sadeghi Y., Lackner M.A., Schmidt D.P.** CFD simulations and experimental measurements of flow past free-surface piercing, finite length cylinders with varying aspect ratios. *Computers & Fluids*, 2016, vol. 136, pp. 247–259. DOI: 10.1016/j.compfluid.2016.06.013
12. **Rosetti G.F., Vaz G., Hoekstra M., Gonçalves R.T., Fajarra A.L.C.** CFD calculations for free-surface-piercing low aspect ratio circular cylinder with solution verification and comparison with experiments. *International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering – American Society of Mechanical Engineers* (June 9–14, 2013, Nantes, France). Nantes, 2013, p. 10963. DOI: 10.1115/OMAE2013-10963
13. **Gonçalves R.T., Franzini G.R., Rosetti G.F., Meneghini J.R., Fajarra A.L.C.** Flow around circular cylinders with very low aspect ratio. *Journal of Fluids and Structures*, 2015, vol. 54, pp. 122–141. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.11.003
14. **Kljachko L.S.** Uravnenie dvizhenija pylevyh chastic v pylepriemnyh ustrojstvah [Equation of motion of dust particles in dust receiving devices]. *Otoplenie i ventiljacija*, 1934, no. 4, pp. 27–32. (In Russ.).
15. **Roshko A.** On the development of turbulent wakes from vortex streets. 1954. NACA Technical Note No. 1191. URL: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19930092207/downloads/19930092207.pdf>

Статья поступила в редакцию 26.12.2023; одобрена после рецензирования 11.03.2024; принята к публикации 28.03.2024.

The article was submitted on 26.12.2023; approved after reviewing on 11.03.2024; accepted for publication on 28.03.2024.