

УДК 62-713.1:621.436

Д.О. Владецкий

Севастопольский национальный технический университет,

Студгородок, г. Севастополь, Украина, 99053

E-mail: root@sevgtu.sebastopol.ua

КРИЗИС ТЕПЛООТДАЧИ В ПЛАСТИНЧАТЫХ ТЕПЛООБМЕННИКАХ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭНЕРГОУСТАНОВОК МОРСКИХ ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ

Исследован кризис теплоотдачи при интенсификации теплоотвода газожидкостными струями в погружных пластинчатых теплообменных аппаратах замкнутых систем охлаждения. Получены расчетные зависимости, описывающие теплоотдачу в данных условиях.

Внедрение замкнутых систем охлаждения судовых энергетических установок в значительной степени зависит от эффективности работы теплообменного аппарата (ТОА), отводящего теплоту в забортную воду. Наиболее неблагоприятным режимом работы таких теплообменных аппаратов является стоянка судна. Для морских буровых платформ такой режим штатный. Именно для данных условий необходимо создать эффективный метод интенсификации теплоотдачи. Предлагается такие ТОА выполнять в виде набора параллельно расположенных полых пластин, внутри которых движется охлаждаемая вода. Для интенсификации теплоотдачи забортной воде в зазор между теплоотдающими поверхностями предлагается подавать воздух. С учетом результатов работы [1] это должно существенно улучшить теплоотдачу. На рисунке 1 показана экспериментальная модель погружного теплообменного аппарата (ПТОА), созданная нами для проведения теплотехнических исследований процесса теплоотдачи в данных условиях.

об-
пла-
1
навли-
верти-
с зазо-
резер-
водой,
напро-
друг
Мо-
ПТОА
соеди-
тепло-

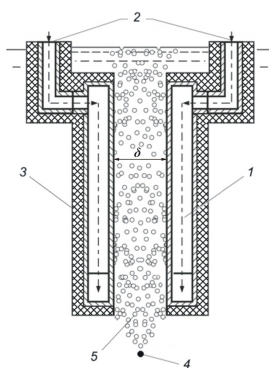


Рисунок 1 – Схема экспериментальной модели ПТОА:
1 – теплообменные пластины; 2 – впускные патрубки горячей воды;
3 – теплоизоляция; 4 – газовый коллектор; 5 – газожидкостная струя

Тепло-
менные
стины
уста-
вались
кально
ром δ в
вуаре с
строго
тив
друга.
дель
была
нена с
техни-

ческим стендом гибкими шлангами, через которые осуществлялся подвод и отвод горячей воды. Шланги подсоединялись к теплоотдающим пластинам 1 с помощью патрубков 2. Отвод охлажденной воды происходил через аналогичные патрубки. В нижней части модели, в зазоре между двумя пластинами, размещался газовый коллектор 4, выполненный в виде трубки с отверстиями по длине. Ось отверстий в газовом коллекторе была направлена вдоль теплоотдающей поверхности. Имелась возможность изменять глубину погружения газового коллектора, а так же его положение относительно поверхностей теплообмена. Воздух подавался в коллектор, выходя из которого он формировал газожидкостную струю 5.

Известно, что теплоотдача воздуху во много раз хуже, чем теплоотдача воде. Закономерно предположить, что увеличение расхода воздуха сначала улучшит теплоотдачу, а в последствии это может привести к ее уменьшению – кризису теплоотдачи. Очевидно, что существует предельное значение удельного расхода воздуха $W_{пл}$, при котором наступает кризис теплоотдачи. Это происходит вследствие того, что при повышении расхода газа пузырьки воздуха замещают забортную воду в зазоре между теплоотдающими поверхностями, тем самым, ухудшая теплоотдачу.

В [2] представлены результаты экспериментального исследования течения газожидкостной струи в плоском вертикальном канале. Определено, что при увеличении скорости газа, а, следовательно, и концентрации воздушных пузырьков в канале, вдоль поверхностей наблюдается интенсивное слияние воздушных пузырьков, и образование областей, заполненных воздухом.

Исходя из вышесказанного, целесообразно более тщательно изучить теплоотдачу в таких условиях и определить оптимальное значение удельного расхода

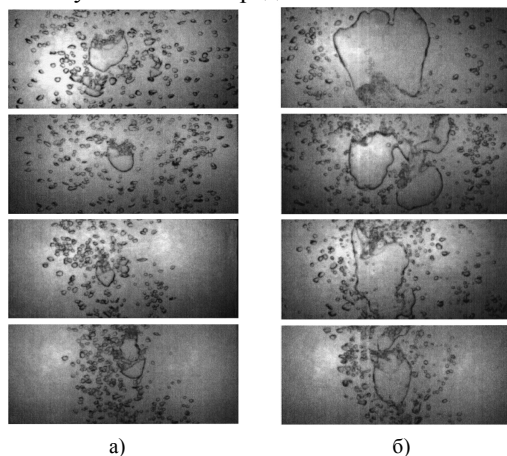


Рисунок 2 – Течение газожидкостной струи в плоском вертикальном канале:
а) скорость газа на выходе из сопла 0,095 м/с; б) 0,19 м/с

духа W_{TL} , которое обеспечит максимально эффективный теплоотвод в ПТОА.

На теплообмен между теплоотдающей поверхностью ПТОА и забортной водой, движущейся в зазоре под воздействием воздушных пузырьков, оказывает влияние ряд факторов, таких как: состояние поверхности стенок, ориентация канала, вид жидкости, интенсивность воздействия пузырьков воздуха на пристенный пограничный слой, скорость газожидкостного потока, степень его турбулизации, а, следовательно, и кинетическая энергия системы жидкость – газ в целом. Очевидно, что интенсивность воздействия пузырьков на ламинарный пристенный пограничный слой является функцией концентрации пузырьков воздуха k_{Γ} .

Рассматривая теплообмен в вертикальном щелевом канале с гидравлически гладкими стенками для конкретной жидкости малой вязкости можно записать

$$\bar{\alpha}_{\Gamma} = f(T, k_{\Gamma}), \quad (1)$$

где T – кинетическая энергия системы, k_{Γ} – объемная концентрация газа в зазоре.

В работе А.М Головина [3] рассмотрена гидродинамика системы пузырей умеренных размеров в жидкости малой вязкости в каналах различной формы. Предполагается, что все пузыри имеют одинаковый радиус R и скорость подъема пузырей не зависит от времени. Автор статьи считает, что кинетическую энергию жидкости, которая движется под воздействием пузырьков воздуха, можно рассчитать по потенциалу поля скоростей. Получено выражение, описывающее скорость подъема i -го пузыря, принадлежащего системе пузырей

$$u_i = u_o(1 + 0,5(1 - 3n_z)k_{\Gamma}), \quad (2)$$

где u_o – скорость всплытия одиночного пузырька.

Если система пузырей имеет форму длинного кругового цилиндра ($n_z = 0$), то согласно (2) при той же концентрации пузырей она будет подниматься быстрее, чем в случае, когда система имеет форму шара ($n_z = 1/3$) или тонкой пластины ($n_z = 1$).

При стационарном движении диссипируемая кинетическая энергия жидкости полностью компенсируется работой внешней (архимедовой) силы. Согласно [2], кинетическая энергия жидкости оказывается не зависящей от времени и равной, с учетом (2) для щелевого канала

$$T = T_o(1 + k_{\Gamma} - 2k_{\Gamma}^2), \quad (3)$$

где T_o – полная энергия системы, равная $T_o = \rho\pi R^3 u_o^2 N/3$; N – количество пузырей в системе; R – радиус пузыря.

Полученное выражение показывает, что кинетическая энергия рассматриваемой системы также является функцией концентрации воздуш-

ных пузырей $T = f(k_\Gamma)$, допуская, что пузырьки имеют одинаковый радиус и скорость их всплытия одинаковая. Поэтому в первом приближении искомую функцию (1) можно представить аналогично формуле (3) в виде

$$\bar{\alpha}_\Gamma = a + b k_\Gamma + d k_\Gamma^2, \quad (4)$$

где a, b, d – некоторые константы, k_Γ – объемная концентрация газа в зазоре.

Объемная концентрация воздушных пузырей в зазоре между двумя теплоотдающими поверхностями может быть определена как

$$k_\Gamma = V_\Gamma / V_\delta, \quad (5)$$

где $V_\Gamma = W_{\Gamma L} \tau$ – объем воздуха в зазоре; $V_\delta = L H \delta$ – объем зазора; $W_{\Gamma L}$ – удельный расход воздуха; L – длина газового коллектора; τ – время всплытия пузырьков воздуха в зазоре; H – высота теплоотдающих поверхностей; δ – зазор между теплоотдающими поверхностями.

Время всплытия системы пузырей τ , для случая равномерного движения, может быть определено по формуле

$$\tau = H/u,$$

где u – скорость всплытия системы пузырей, которую согласно [3] можно определить как

$$u = u_o \cdot (1 - k_\Gamma). \quad (6)$$

Однако теоретическая зависимость (6) плохо согласуется с экспериментальными исследованиями. Результаты, представленные в [4, 5], явно указывают на рост скорости всплытия системы пузырей при увеличении в ней концентрации газа. В соответствии с данными исследованиями u можно определить как:

$$u = u_o / (1 - k_\Gamma). \quad (7)$$

По данным [6] пузырьки, всплытие которых происходит по сложной винтообразной траектории, имеют радиус $R = 1 \dots 10$ мм. В соответствии с проведенными визуальными исследованиями радиус одиночного всплывающего пузыря в нашем случае равен $1,5 \dots 3$ мм. Поэтому согласно [7] принимаем скорость подъема пузырей таких размеров постоянной и равной $u_o \approx 0,18$ м/с.

После подстановки всех величин в (5) и преобразований получаем:

$$k_\Gamma = \frac{W_{\Gamma L}}{u_o \delta + W_{\Gamma L}}. \quad (8)$$

Удельный расход воздуха $W_{\Gamma L}$ будет равен:

$$W_{\Gamma L} = \frac{k_\Gamma u_o \delta}{1 - k_\Gamma},$$

где δ – расстояние между теплоотдающими поверхностями.

Недостающие коэффициенты a, b, d в уравнении (4) можно определить из результатов теплотехнических исследований, которые показаны на

рисунке 3. Зависимость газожидкостного коэффициента теплоотдачи $\overline{\alpha}_Г$ от концентрации воздушных пузырьков $k_Г$ в данном случае имеет вид:

$$\overline{\alpha}_Г = 500(265 k_Г - 2100 k_Г^2). \quad (9)$$

Видно, что газожидкостная составляющая коэффициента теплоотдачи, рассчитанная по зависимости (9), достигает максимума при концентрации пузырьков воздуха в зазоре $k_Г = 6,7 \%$ и равняется $\overline{\alpha}_Г \approx 4200 \text{ Вт/м}^2\text{К}$.

Пузырьки воздуха, с одной стороны, интенсифицируют теплоотдачу, разрушая пристенный пограничный слой, а с другой стороны, при избытке газа, негативно влияют на коэффициент теплоотдачи. Как видно из рисунка 3, при дальнейшем увеличении концентрации воздуха в канале коэффициент теплоотдачи уменьшается, что хорошо согласуется с опытными данными.

Увеличение концентрации газа $k_Г$ в зазоре между теплоотдающими поверхностями ПТОА выше критической нецелесообразно и ведет к резкому уменьшению коэффициента теплоотдачи вследствие вытеснения жидкости в зазоре.

Таким образом, при обеспечении в ПТОА оптимального расхода воз-

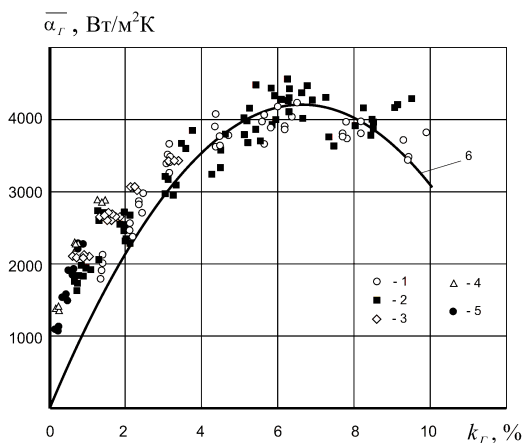


Рисунок 3 – Зависимость $\overline{\alpha}_Г$ от концентрации воздушных пузырей $k_Г$

при $t_C - t_3 = 5 \text{ }^\circ\text{C}$: 1 – зазор между теплоотдающими поверхностями $\delta = 20 \text{ мм}$; 2 – 30 мм; 3 – 40 мм; 4 – 100 мм; 5 – 160 мм; 6 – расчет по зависимости (9)

духа, использование данного метода интенсификации теплоотдачи является достаточно перспективным с точки зрения улучшения массогабаритных и энергетических характеристик теплообменного оборудования, что способствует более широкому практическому внедрению замкнутых систем охлаждения.

Библиографический список

1. Федоровский К.Ю. Визуальные исследования течения затопленных газожидкостных струй в вертикальном плоском канале/ К.Ю. Федоровский, Д.О. Владецкий// Вестн. СевГТУ. Сер. Механика, энергетика, экология. — Севастополь, 2005 — Вып. 67 — С. 131 – 136.
2. Sun X. Interfacial structure in an air-water planar bubble jet/ X. Sun, S. Vasavada, S.W. Choi, S. Kim and other // Experiments in Fluids. — 2005. — V. 38. — P. 426 – 439.
3. Головин А.М. Гидродинамика системы пузырей в жидкости малой вязкости/ А.М. Головин, В.Г. Левич, В.В. Толмачев// Прикладная механика и техническая физика. — 1966. — №2 — С. 63 – 71.
4. Рандин В.В. Экспериментальное исследование гидродинамической структуры пузырькового двухфазного течения/ В.В. Рандин // Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики: Материалы II Всесоюз. конф. молодых исследователей, Новосибирск, март 1987 г. — Новосибирск, 1987. — С. 129 – 134.
5. Nicklin D.J. Two-phase flow in vertical tube/ D.J. Nicklin, J.O. Wilkes, J.E. Davidson // Trans.Instn.Chem. Engrs. — 1962. — V. 40 — P. 61 – 64.
6. Григорьев В.А. Тепло- и массообмен, теплотехнический эксперимент: Справочное пособие/ В.А. Григорьев, В.М. Зорин // М.: Энергоатомиздат, 1982. — 510 с.
7. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена/ С.С. Кутателадзе. — М.: Атомиздат, 1979. — 415 с.

Поступила в редакцию 15.03.2006 г.